

ISSN 2311-0872 (Print)



KARAZIN UNIVERSITY
CLASSICS AHEAD OF TIME



Visnyk of V.N. Karazin
Kharkiv National University

Series Radio Physics and Electronics



Вісник Харківського національного
університету імені В. Н. Каразіна
серія

**РАДІОФІЗИКА
ТА ЕЛЕКТРОНІКА**

31'2019

ISSN 2311-0872

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ

ВІСНИК
ХАРКІВСЬКОГО НАЦІОНАЛЬНОГО
УНІВЕРСИТЕТУ
імені В.Н. КАРАЗІНА

Серія “ РАДІОФІЗИКА ТА ЕЛЕКТРОНІКА ”

Випуск 31

Започаткована 1971 р.

Харків 2019

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.

Видання є фаховим у галузі фіз.-мат. наук (Наказ МОН України №1328 від 21.12.2015 р.).

В сборнике представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований, направленных на решение актуальных задач современной радиофизики. К ним относятся: распространение радиоволн в околоземной среде, ее диагностика с использованием радиофизических методов, распространение и дифракция электромагнитных волн в сложных электродинамических структурах, взаимодействие лазерного излучения с веществом и биологическими объектами, физические принципы в полупроводниковых приборах и др.

Для научных работников, аспирантов, студентов старших курсов радиофизических специальностей.

Издание является специализированным в области физ.-мат. наук (Приказ МОН Украины №1328 от 21.12.2015 г.).

Затверджено до друку рішенням Вченої ради Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна (протокол № 13 від 23.12.2019 р.).

Редакційна колегія

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

д.ф.-м.н., проф. **Аркуша Ю.В.**, Україна
д.ф.-м.н., проф. **Горобець М.М.**, Україна
д.ф.-м.н., проф. **Катрич В.О.**, Україна
акад. НАНУ **Литвиненко Л.М.**, Україна
проф. **Фролов В.Л.**, Росія
акад. НАНУ **Шульга В.М.**, Україна

проф. **Блаунштейн Н.**, Ізраїль
д.ф.-м.н., проф. **Дюбко С.П.**, Україна
д.ф.-м.н., проф. **Колчигін М.М.**, Україна
д.ф.-м.н., проф. **Потапов О.О.**, Росія
д.ф.-м.н., проф. **Шматько О.О.**, 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

www-radiovestnik.univer.kharkov.ua

Статті пройшли внутрішнє та зовнішнє рецензування

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

© Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна, 2019

Оригинальная статья

<https://doi.org/10.26565/2311-0872-2019-31-01>

УДК 537.874; 621.385.6

АНАЛИТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ВОЛН ФЛОКЕ-БЛОХА В ГИРОТРОПНЫХ МАГНИТОФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ

А. А. Шматько¹, В. Н. Мизерник^{1,2}, Е. Н. Одаренко^{1,3}

¹Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина, 61022, г. Харьков, пл. Свободы, 4
E-mail: sh47@ukr.net

²Харьковский физико-технологический центр МОН и АН Украины, 61022, г. Харьков, пл. Свободы, 2
E-mail: yiknikm@ukr.net

³Харьковский национальный университет радиоэлектроники, г. Харьков, пр. Науки, 14
E-mail: yevhen.odarenko@nure.ua

Поступила в редакцию 8 октября 2019 г.

Актуальность рассмотренной в работе задачи определена широким применением магнитофотонных кристаллов в различных устройствах терагерцового микроволнового и оптического диапазонов. Ключевым является аналитическое решение третьей краевой задачи для уравнения Хилла со смешанными граничными условиями Коши. Такой подход позволил найти в явном виде новые решения для электромагнитных полей в слоях кристалла и дисперсионные характеристики для ТЕ- и ТМ-волн, что важно для разработки новых многофункциональных устройств терагерцового диапазона.

Цель работы – разработка аналитической теории волн Флоке-Блоха для гиротропных магнитофотонных кристаллов с поперечным магнитным полем.

Материалы и методы. Магнитофотонные кристаллы состоят из гиротропных (гироселективных или гиромангнитных материалов) двухслойных структур на периоде, параметры которых изменяются от величины приложенного магнитного поля. Рассматриваются аналитические методы решения уравнения Хилла через фундаментальные решения третьей краевой задачи.

Результаты. Определены в аналитическом виде фундаментальные решения уравнения Хилла. Найдены аналитические выражения для дисперсионных характеристик ТЕ- и ТМ- волн Флоке-Блоха. Установлено существование объемных и поверхностных волн в зонах пропускания магнитофотонного кристалла. Показано существование для положительной эффективной электрической или магнитной проницаемостей необычной поверхностной волны с нетипичным распределением поля в слоях кристалла.

Выводы. Предложенный новый подход для определения решений уравнения Хилла на основе фундаментальных решений третьей краевой задачи позволил получить в аналитическом виде дисперсионные характеристики и поля управляемых гиромангнитных магнитофотонных кристаллов для ТЕ- и ТМ- волн Флоке-Блоха. Это позволит относительно просто рассчитывать различные функциональные устройства на основе управляемых Брегговских структур.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: магнитофотонные кристаллы, гиромангнитные среды, теория Флоке-Блоха, уравнение Хилла, третья краевая задача, зоны пропускания и запираения, объемные и поверхностные волны.

АНАЛІТИЧНА ТЕОРІЯ ХВИЛЬ ФЛОКЕ-БЛОХА В ГІРОТРОПНИХ МАГНІТОФОТОННИХ КРИСТАЛАХ

О. О. Шматько¹, В. М. Мізерник^{1,2}, Є. М. Одаренко^{1,3}

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

²Харківський фізико-технологічний центр МОН і АН України, 61022, м. Харків, м. Свободи, 2

³Харківський національний університет радіоелектроніки, м. Харків, пр. Науки, 14

Актуальність розглянутої в роботі задачі визначена широким застосуванням магнітофотонних кристалів у різних пристроях терагерцового мікрохвильового й оптичного діапазонів. Ключовим є аналітичне рішення третьої крайової задачі для рівняння Хілла зі змішаними граничними умовами Коши. Такий підхід дозволив знайти в явному вигляді нові рішення для електромагнітних полів у шарах кристалла й дисперсійні характеристики для ТЕ- і ТМ-хвиль, що важливо для розробки нових багатофункціональних пристроїв терагерцового діапазону.

Ціль роботи – розробка аналітичної теорії хвиль Флоке-Блоха для гиротропних магнітофотонних кристалів з поперечним магнітним полем.

Матеріали й методи. Магнітофотонні кристали складаються з гиротропних (гіроселективних або гиромангнітних матеріалів) двошарових структур на періоді, параметри яких змінюються від величини прикладеного магнітного поля. Розглядаються аналітичні методи рішення рівняння Хілла через фундаментальні рішення третьої крайової задачі.

Результати. Визначені в аналітичному вигляді фундаментальні рішення рівняння Хілла. Знайдені аналітичні вирази для дисперсійних характеристик ТЕ- і ТМ- хвиль Флоке-Блоха. Установлено існування об'ємних і

поверхневих хвиль у зонах пропускання магнітофотонного кристалу. Показано існування для позитивної ефективної електричної або магнітної проникності незвичайної поверхневої хвилі з нетиповим розподілом поля в шарах кристалу.

Виводи. Запропонований новий підхід для визначення рішень рівняння Хілла на основі фундаментальних рішень третьої крайової задачі дозволив отримати в аналітичному виді дисперсійні характеристики й поля керованих гіромагнітних магнітофотонних кристалів для ТЕ- і ТМ- хвиль Флоке-Блоха. Це дозволить відносно просто розраховувати різні функціональні пристрої на основі керованих Брегівських структур.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: магнітофотонні кристали, гіромагнітні середовища, теорія Флоке-Блоха, рівняння Хілла, третя крайова задача, зони пропускання й запирання, об'ємні й поверхневі хвилі.

ANALITICAL THEORY FLOUQUET-BLOCH WAVES FOR GYROTROPIC MAGNETOPHOTONIC KRYSTALS

A. A. Shmat'ko¹, V. N. Mizernik^{1,2}, E. N. Odarenko^{1,3}

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

E-mail: sh47@ukr.net

² Scientific Physical-Technologic Center of MES and NAS of Ukraine, 2, Svobody Square, Kharkiv, 61022, Ukraine

E-mail: viknikm@ukr.net

³ Kharkiv National University of Radio Electronics, pr. Nauki, 14, Kharkiv, Ukraine

E-mail: yevhen.odarenko@nure.ua

The relevance of the problem considered in the work is determined by the widespread use of magnetophotonic crystals in various devices of the terahertz microwave and optical ranges. The key is the analytical solution of the third boundary value problem for the Hill equation with mixed Cauchy boundary conditions. This approach made it possible to explicitly find new solutions for electromagnetic fields in the crystal layers and dispersion characteristics for TE and TM waves, which is important for the development of new multifunction devices in the terahertz range.

The purpose of the work is to develop an analytical theory of Floquet-Bloch waves for gyrotropic magnetophotonic crystals with a transverse magnetic field.

Materials and methods. Magnetophotonic crystals consist of gyrotropic (gyroelectric or gyromagnetic materials) two-layer structures over a period, the parameters of which vary from the magnitude of the applied magnetic field. Analytical methods for solving the Hill equation through fundamental solutions of the third boundary value problem.

Results. The fundamental solutions of the Hill equation are determined in an analytical form. Analytical expressions for the dispersion characteristics of TE and TM Floquet-Bloch waves are found. The existence of bulk and surface waves in the transmission zones of a magnetophotonic crystal is established. The existence of an extraordinary surface wave with an atypical field distribution in the crystal layers for positive effective electric or magnetic permeability is shown.

Conclusions. The proposed new approach for determining the solutions of the Hill equation based on the fundamental solutions of the third boundary-value problem made it possible to obtain in an analytical form the dispersion characteristics and fields of controlled gyromagnetic magnetophotonic crystals for TE and TM Floquet-Bloch waves. This will make it relatively easy to calculate various devices based on controlled Bragg structures.

KEY WORDS: magnetophotonic crystals, gyromagnetic media, Floquet-Bloch theory, Hill equation, third boundary value problem, transmission and locking zones, bulk and surface waves.

ВВЕДЕНИЕ

Задаче распространения электромагнитных волн терагерцового диапазона в периодических тонких диэлектрических пленках (одномерные фотонные кристаллы) в последние годы посвящено достаточно много теоретических и экспериментальных работ [1-12]. При распространении электромагнитного излучения в изотропных и анизотропных средах наблюдаются различные оптические явления, которые используются при создании новых оптоэлектронных приборов с улучшенными характеристиками. Благодаря этому фотонные кристаллы (ФК) получили широкое применение в различных приложениях современной науки и техники терагерцового, микроволнового и оптического диапазонов. Одним из перспективных направлений применения ФК являются новые электронно-волновые источники колебаний терагерцового диапазона [13-17] с электронной перестройкой частоты на объемных и поверхностных волнах.

Как правило, большинство теоретических исследований ФК базируется на характеристическом (дисперсионном) уравнении и матрице передачи периодической структуры. Чаще используются численные методы расчета матричных уравнений и реже - аналитические методы преобразований матриц. Благодаря такому матричному подходу свойства изотропных ФК достаточно хорошо изучены как для ТЕ, так и для ТМ волн [1-3, 18]. Альтернативным подходом при изучении ФК является теория волн Флоке-Блоха [19-22], позволяющая на основании фундаментальных решений уравнений Хилла находить в аналитической форме не только дисперсионные характеристики ФК, но и выражения для полей в каждом слое ФК на его периоде. Однако, такие исследования проведены только для изотропных ФК на основе периодических двухслойных диэлектрических структур [17, 24-28]. В последнее время

особое внимание исследователей привлекают магнитофотонные кристаллы (МФК) на основе управляемых поперечным магнитным полем гиротропных элементов, [3, 6-9, 11]. При наличии гиротропии материальные параметры среды зависят от величины приложенного магнитного поля. Применение статического магнитного поля к таким МФК приводит к сильной анизотропии материала, которая приводит к появлению недиагональных компонент тензора диэлектрической или магнитной проницаемости и изменению циклотронной частоты, связанной с приложенным к образцу МФК магнитным полем. Поэтому применение статического магнитного поля в МФК, материальные параметры которых достаточно чувствительны к его изменению, приводит к появлению различных магнито-оптических эффектов и заметным перспективам их практического применения с возможными манипуляциями распространения электромагнитных волн в них.

В гиротропном МФК относительно легко можно изменять за счет величины магнитного поля значения материальных параметров среды слоев и, как следствие, управлять его дисперсионными свойствами и характеристиками распространения волн. Кроме того в зависимости от направления магнитного поля наблюдаются различные эффекты: эффект Фарадея, магнитное двулучевое преломление, вращение плоскости поляризации, невзаимные явления для прямых и обратных волн, наличие поверхностных гиротропных волн [11], наличие магнитополяритонных поверхностных волн, наличие управляемого углового спектра и др. МФК находят широкое применение в качестве различных фильтров, управляемых фокусирующих устройств, невзаимных устройств, биосенсоров на поверхностных волнах.

Исследования МФК с гиротропными элементами в общем случае проводились в основном на основе метода матрицы передачи [3, 7-9, 11]. Альтернативный подход с использованием теории Флоке и уравнения Хилла для гиротропных МФК ранее не рассматривался ввиду сложности нахождения фундаментальных решений уравнения Хилла с граничными условиями Дирихле и Неймана. В данной работе рассмотрена задача о собственных волнах в МФК с гиротропными слоями на основе теории Флоке и новых фундаментальных решений уравнения Хилла со смешанными граничными условиями Коши. Благодаря такому подходу выражения для полей в слоях гиротропных МФК и дисперсионное уравнение находятся в явном виде через фундаментальные решения для произвольных материальных параметров слоев.

Основное внимание в работе уделено режимам существования замедленных поверхностных волн в зонах пропускания. Установлены условия существования поверхностных волн, как модифицированных поверхностных волн Зеннека-Зоммерфельда, так и необычных гиротропных поверхностных волн МФК.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Будем рассматривать распространение электромагнитных волн в стратифицированной двухслойной периодической структуре в общем виде с бигиротропными слоями (одномерном магнитофотонном кристалле) (Рис. 1). Каждый из двух слоев на периоде структуры $l = a + b$ является анизотропной средой (плазменной или ферритовой или их комбинацией), диэлектрическая и магнитная проницаемости которых характеризуется тензорными величинами стандартного вида с материальными параметрами $\vec{\epsilon}_j$, $\vec{\mu}_j$ ($j = 1, 2$). Ширина одного слоя a , а другого – b .

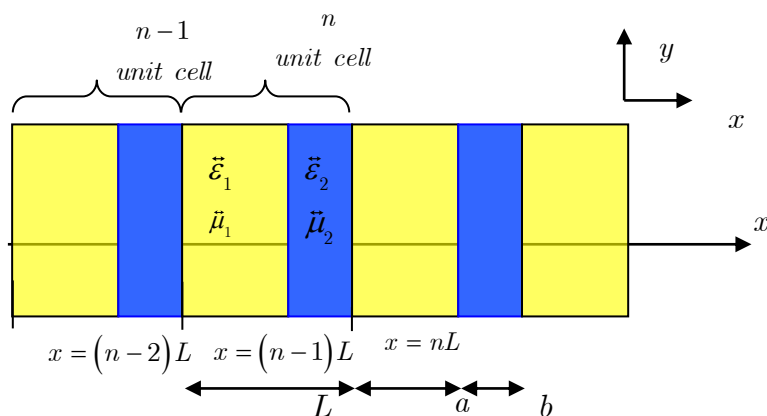


Рис. 1. Модель гиротропного магнитофотонного кристалла

Тензоры диэлектрической $\vec{\varepsilon}_j$ и магнитной проницаемостей $\vec{\mu}_j$ бигиротропной среды каждого слоя ($j = 1, 2$) имеют стандартный вид [29]:

$$\vec{\varepsilon}_j = \begin{pmatrix} \varepsilon_j & -i\varepsilon_{aj} & 0 \\ i\varepsilon_{aj} & \varepsilon_j & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{\parallel j} \end{pmatrix}, \quad \vec{\mu}_j = \begin{pmatrix} \mu_j & -i\mu_{aj} & 0 \\ i\mu_{aj} & \mu_j & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{\parallel j} \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Для плазменной среды величина диэлектрической проницаемости $\vec{\varepsilon}_j$ – тензор, а величина магнитной проницаемости μ_j – скаляр. Такие среды называются электрически-гиротропными. В случае ферритовой среды, наоборот, магнитная проницаемость $\vec{\mu}_j$ – тензор, а диэлектрическая проницаемость ε – скаляр. Такие среды, как правило, называют магнитогиротропными. Если диэлектрическая и магнитная проницаемость среды одновременно описывается тензорами вида (1), то такую среду принято называть гиротропной или бигиротропной. Материальные параметры, входящие в тензоры диэлектрической $\vec{\varepsilon}_j$ и магнитной проницаемостей $\vec{\mu}_j$, определяются величиной внешнего управляющего подмагничивающего поля $\vec{H}_0 = \vec{z}_0 H_0$, которое направлено вдоль оси Oz [29]. Рассмотрение общего случая гиротропной среды с материальными параметрами вида (1) (бианизотропные гиромангнитные среды) является целесообразным, в первую очередь, потому, что дает возможность использовать при получении основных выражений для полей и характеристических уравнений, определяющих дисперсию гиротропных периодических структур, принцип двойственной перестановочности [29, 30]. Согласно принципу двойственной перестановочности [29], обобщенным на случай гиротропных сред [29, 30], а именно, когда одновременно выполняется замена полей $\vec{E} \leftrightarrow \vec{H}$ и материальных параметров $\vec{\varepsilon} \leftrightarrow -\vec{\mu}$, получение общих уравнений, из которых потом легко определяются уравнения для магнитно-гиротропной среды (феррита) и электрически-гиротропной среды (плазмы), а также чисто гиротропной среды (бианизотропные среды), оказывается более простым, чем в каждом из этих указанных частных случаев в отдельности.

Используя связь продольных компонент полей E_z и H_z через поперечные компоненты полей, получим из уравнений Максвелла уравнения Гельмгольца (случай $\frac{\partial}{\partial z} = 0$) для двух поляризаций E_z и H_z , соответственно:

$$\frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial E_z}{\mu_{\perp} x} + \frac{\partial}{\mu_{\perp} x} \frac{\partial E_z}{\partial y} + k^2 \varepsilon_{\parallel} x E_z = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial H_z}{\varepsilon_{\perp} x} + \frac{\partial}{\varepsilon_{\perp} x} \frac{\partial H_z}{\partial y} + k^2 \mu_{\parallel} x E_z = 0. \quad (3)$$

Здесь $\varepsilon_{\perp} x = \varepsilon_j \left(1 - \frac{\varepsilon_{aj}^2}{\varepsilon_j^2}\right)$, $\mu_{\perp} x = \mu_j \left(1 - \frac{\mu_{aj}^2}{\mu_j^2}\right)$ – эффективные значения диэлектрической и магнитной проницаемостей слоев, $j = 1, 2$ – номер слоя на периоде [11, 29]. Тангенциальные компоненты поля E_y и H_y определяются из уравнений Максвелла формулами

$$H_y = \left(\frac{1}{-ik\mu_{\perp} x} \right) \left(\frac{\partial H_z}{\partial x} + i \frac{\mu_{aj}}{\mu} \frac{\partial H_z}{\partial y} \right), \quad E_y = \left(\frac{1}{ik\varepsilon_{\perp} x} \right) \left(\frac{\partial H_z}{\partial x} + i \frac{\varepsilon_{aj}}{\varepsilon} \frac{\partial H_z}{\partial y} \right). \quad (4)$$

Уравнение (2) описывает ТМ (поперечно магнитные) волны (H_x, H_y, E_z), E_z -поляризация (s -поляризация), а уравнение (3) – ТЕ (поперечно электрические) волны (E_x, E_y, H_z), H_z -поляризация (p -поляризация). Следовательно, для s -поляризации вектор напряженности электрического поля $\vec{E} = \vec{z}_0 E_x$ направлен перпендикулярно плоскости xy , а для p -поляризации вектор электрического поля $\vec{E} = \vec{x}_0 E_x + \vec{y}_0 E_y$ параллелен этой плоскости. При решении граничной электродинамической задачи на собственные волновые числа и собственные функции оператора Лапласа необходимо использовать граничные условия для тангенциальных компонент полей на границе раздела сред. Для ТМ волн (s -

поляризация) это непрерывность компонент E_z и H_y , а для ТЕ волн (p -поляризация) - непрерывность компонент H_z и E_y . Из проведенного анализа следует важный вывод, что в общем случае гиротропной среды (бианизотропная среда), поля ТМ и ТЕ типов волн относительно направления подмагничивающего поля \vec{H}_0 (вдоль оси Oz) в двумерном случае $\left(\frac{\partial}{\partial z} = 0\right)$ - разделяются на два независимых решения уравнений Максвелла (2), (3). Более того, из представленных уравнений (2), (3) и выражений для тангенциальных полей E_y и H_y (4) следует, что для типов волн ТМ и ТЕ выполняется принцип двойственной перестановочности. При замене в уравнении (2) компоненту поля E_z на H_z и, одновременно, эффективную магнитную проницаемость μ_{\perp} на отрицательное значение эффективной диэлектрической проницаемости $(-\varepsilon_{\perp})$, а также ε_{\parallel} на $(-\mu_{\parallel})$, оно переходит в уравнение (3). Более того, граничные условия для компонент полей E_y и H_y (4) также удовлетворяют принципу двойственной перестановочности. Все это позволяет упростить рассмотрение общей электродинамической задачи и ограничиться лишь одним типом волн ТМ или ТЕ для любого вида сред. При выбранном одном типе волн и виде среды достаточно в конечных выражениях воспользоваться принципом двойственной перестановочности для получения решения для другого типа волн.

В дальнейшем ограничимся рассмотрением распространением в гиротропной фотоннокристаллической структуре H_z -поляризованных волн (ТЕ тип волн).

Для определения волновых чисел и, соответствующих им, мод двухслойного гиромангнитного магнитофотонного кристалла в случае ТЕ волн рассмотрим уравнение Гельмгольца для H_z -поляризации (3) с соответствующими граничными условиями для тангенциальных компонент полей H_z , E_y на границе раздела слоев в периодической структуре. Для случая E_z -поляризации (ТМ- волны или s -поляризация) необходимо воспользоваться в конечном решении для ТЕ-волн (p -поляризация) принципом двойственной перестановочности.

В силу принципа двойственной перестановочности ограничимся рассмотрением одной поляризации, например H_z - поляризации для МФК из гироэлектрических плазменных слоев..

Учитывая однородность МФК вдоль оси Oy , решение уравнения Гельмгольца будем искать в виде $H_z(x, y) = X(x)e^{i\beta y}$, где величина β определяет постоянную распространения волн вдоль координаты y $\exp i\beta y$. Тогда уравнение Гельмгольца (3) сводится к традиционному одномерному уравнению Хилла [19-22] относительно функции $X(x)$ с периодическими дискретными коэффициентами.

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(p(x) \frac{\partial X}{\partial x} \right) + q(x)X = 0, \quad (5)$$

где $p(x) = \frac{1}{\varepsilon_{\perp}(x)}$, $q(x) = p(x) k^2 \mu_{\parallel} \varepsilon_{\perp}(x) - \beta^2$, такие что $p(x+L) = p(x)$ и $q(x+L) = q(x)$.

Традиционно, решение уравнения Хилла (5) $X(x) = a_1 \psi_1(x) + a_2 \psi_2(x)$ для фотонных кристаллов из диэлектрических слоев находятся через фундаментальные решения $\psi_1(x)$ и $\psi_2(x)$ граничных задач Дирихле и Неймана, например [Мороз]. Согласно уравнению Хилла, если $\psi_1(x)$ есть частное решение уравнения (5), то при периодических коэффициентах $p(x)$ и $q(x)$ $\psi_1(x+L)$ также является его решением. Если $\psi_1(x)$ и $\psi_2(x)$ два линейно независимых решения уравнения (5), на основании предыдущего $\psi_1(x+L)$ и $\psi_2(x+L)$ также являются решением уравнения (5). В свою очередь эти решения могут быть также представлены в виде линейной комбинации двух исходных решений $\psi_1(x)$ и $\psi_2(x)$, а именно [19-22]:

$$\left. \begin{aligned} \psi_1 x + L &= a_{11} \psi_1 x + a_{12} \psi_2 x \\ \psi_2 x + L &= a_{21} \psi_1 x + a_{22} \psi_2 x \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

где a_{nm} – некоторые постоянные, подлежащие определению из граничных условий.

При наличии гиротропных слоев такой путь решения задачи весьма трудоемок и мало эффективен. Ключевым фактором при решении такой задачи на собственные функции и собственные числа оператора Хилла является использование смешанных краевых условий (краевые условия Коши [30]) – третья краевая задача. Это продиктовано очевидным фактом – тангенциальная компонента электрического поля $E_y x, y$ (4) определяется линейной комбинацией искомой функции $X(x)$ и ее производной $\partial X x / \partial x$, а именно:

$$E_y x, y = 1 / ik\varepsilon_{\perp} \left(\partial X x / \partial x - \beta \frac{\varepsilon_a}{\varepsilon} X x \right) e^{i\beta y}.$$

Фундаментальные решения $\psi_1 x$ и $\psi_2 x$ уравнения Хилла (5) для гиротропного МФК будем находить как решение третьей краевой задачи со смешанными граничными условиями (условия Коши).

$$\psi_1(0) = 1, \quad \frac{1}{\varepsilon_{11}} \left[\frac{\partial \psi_1}{\partial x} \Big|_0 - \beta \frac{\varepsilon_{a1}}{\varepsilon_1} \psi_1 \Big|_0 \right] = 0, \quad (7)$$

$$\psi_2(0) = 0, \quad \frac{1}{\varepsilon_{11}} \left(\frac{\partial \psi_2(0)}{\partial x} - \beta \frac{\varepsilon_{a1}}{\varepsilon_1} \psi_2(0) \right) = 1. \quad (8)$$

Граничные условия (7), (8) для нахождения фундаментальных решений уравнения Хилла (5) с точностью до константы связаны с граничными условиями для тангенциальных компонент магнитного

$H_z x, y = X x e^{i\beta y}$ и электрического $E_y x, y = \left(\frac{1}{ik\varepsilon_{\perp}} \right) \left(\frac{\partial X x}{\partial x} - \beta \frac{\varepsilon_a}{\varepsilon} X x \right)$ полей на поверхностях слоев, которые сводятся к следующим уравнениям при $x = a$:

$$\begin{aligned} X_1 a &= X_2 a, \\ \frac{1}{\varepsilon_{11}} \left(\frac{\partial X_1 a}{\partial x} - \beta \frac{\varepsilon_{a1}}{\varepsilon_1} X_1 a \right) &= \frac{1}{\varepsilon_{12}} \left(\frac{\partial X_2 a}{\partial x} - \beta \frac{\varepsilon_{a2}}{\varepsilon_2} X_2 a \right). \end{aligned} \quad (9)$$

Используя эти граничные условия и смешанные краевые условия для фундаментальных решений $\psi_1 x$ и $\psi_2 x$ уравнений Хилла, получим

$$\psi_1 x = \begin{cases} \cos \xi_1 x + \beta \frac{\varepsilon_{a1}}{\varepsilon_1} \frac{\sin \xi_1 x}{\xi_1}, & 0 < x < a \\ A \cos \xi_2 x - a + B \frac{\sin \xi_2 x - a}{\xi_2}, & a < x < L \end{cases}, \quad (10)$$

$$\psi_2 x = \begin{cases} \varepsilon_{11} \frac{\sin \xi_1 x}{\xi_1}, & 0 < x < a \\ D \cos \xi_2 x - a + C \frac{\sin \xi_2 x - a}{\xi_2}, & a < x < L. \end{cases} \quad (11)$$

$$A = \cos \xi_1 a + \beta \frac{\varepsilon_{a1}}{\varepsilon_1} \frac{\sin \xi_1 a}{\xi_1}, \quad B = \beta \frac{\varepsilon_{a2}}{\varepsilon_2} \cos \xi_1 a - \frac{\varepsilon_{12}}{\varepsilon_{11}} \xi_1 \sin \xi_1 a + \beta \frac{\varepsilon_{a1}}{\varepsilon_1} \left(\frac{\varepsilon_{a2}}{\varepsilon_2} - \frac{\varepsilon_{12}}{\varepsilon_{11}} \frac{\varepsilon_{a1}}{\varepsilon_1} \right) \frac{\sin \xi_1 a}{\xi_1},$$

$$D = \varepsilon_{11} \frac{\sin \xi_1 a}{\xi_1}, \quad C = \varepsilon_{12} \cos \xi_1 a + \beta \varepsilon_{12} \left(\frac{\varepsilon_{a2}}{\varepsilon_2} \frac{\varepsilon_{11}}{\varepsilon_{12}} - \frac{\varepsilon_{a1}}{\varepsilon_1} \right) \frac{\sin \xi_1 a}{\xi_1}.$$

В случае рассмотрения ТМ волн необходимо воспользоваться принципом двойственности для нахождения фундаментальных решений (10), (11).

Отметим важную особенность в поперечных распределениях полей для гиротропных слоев. В выражениях (10), (11) при наличии гиротропии в среде ($\varepsilon_{aj} \neq 0$) продольная постоянная

распространения β (вдоль оси Oy) входит в первой и второй степени. Это указывает на различное пространственное распределение для прямых (β положительная величина) и обратных (β отрицательная величина) волн в МФК, характерное для гиротропных сред. В этом проявляется невязимость в распространении прямых и обратных волн.

Как правило, при исследовании различных фотонных кристаллов (ФК) из диэлектрических слоев в качестве двух линейно независимых фундаментальных решений уравнений Хилла (5) $\psi_1 x$ и $\psi_2 x$ выбирались такие, которые удовлетворяют наиболее простым граничным условиям: Дирихле или Неймана [23-27]. При использовании смешанных граничных условий (7), (8) для фундаментальных решений $\psi_1 x$ и $\psi_2 x$ явные выражения для неизвестных коэффициентов в решениях $X x = a_1 \psi_1 x + a_2 \psi_2 x$ принимают вид:

$$a_{11} = \psi_1 L, \quad a_{12} = \frac{1}{\varepsilon_{\perp 2} L} \left[\psi_1' L - \beta \frac{\varepsilon_{a2}}{\varepsilon_2} \frac{L}{L} \psi_1 L \right],$$

$$a_{21} = \psi_2 L, \quad a_{22} = \frac{1}{\varepsilon_{\perp 2} L} \left[\psi_2' L - \beta \frac{\varepsilon_{a2}}{\varepsilon_2} \frac{L}{L} \psi_2 L \right].$$

Если вместо найденных фундаментальных решений $\psi_1 x$ и $\psi_2 x$ (10), (11) взять любые другие линейно независимые решения, то коэффициенты преобразования будут также другими. В частности при $a_{12} = a_{21} = 0$ преобразование принимает наиболее простой диагональный вид

$$\left. \begin{aligned} \psi_1 x + L &= a_{11} \psi_1 x = \rho_1 \psi_1 x \\ \psi_2 x + L &= a_{22} \psi_2 x = \rho_2 \psi_2 x \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

где $a_{11} = \rho_1, \quad a_{22} = \rho_2$ называются множителями Флоке. Используя теорему Флоке [32] для электромагнитных полей

$$\rho X_1 0 = X_2 0 + L,$$

$$\rho \frac{1}{\varepsilon_{\perp 11}} \left(\frac{\partial X_1 0}{\partial x} - \beta \frac{\varepsilon_{a1}}{\varepsilon_1} X_1 0 \right) = \frac{1}{\varepsilon_{\perp 12}} \left(\frac{\partial X_2 0 + L}{\partial x} - \beta \frac{\varepsilon_{a2}}{\varepsilon_2} X_2 0 + L \right) \quad (13)$$

и функций $\psi_1 x$ и $\psi_2 x$ получим характеристическое уравнения для определения множителя Флоке ρ :

$$\begin{vmatrix} a_{11} - \rho & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} - \rho \end{vmatrix} = 0. \quad (14)$$

Раскрывая определитель (14) системы уравнений с учетом найденных значений коэффициентов уравнений, получим характеристическое уравнения для определения множителя Флоке ρ

$$\left(\rho + \frac{Wr(\psi_1, \psi_2)}{\rho} \right) = \frac{1}{\varepsilon_{\perp 2}} \left[\psi_2'(L) - \beta \frac{\varepsilon_{a2}}{\varepsilon_2} \psi_2(L) \right] + \psi_1(L) = ikE L + H L \quad (15)$$

или в стандартном виде

$$\rho^2 - 2A\rho + 1 = 0. \quad (16)$$

Здесь $A = W_{11} + W_{22} = \psi_1 L + \left[\psi_2' L - \beta \frac{\varepsilon_{a2}}{\varepsilon_2} \psi_2 L \right] / \varepsilon_{\perp 2}, \quad Wr(\psi_1, \psi_2) = 1.$

Решения квадратного уравнения (16) относительно множителя Флоке ρ удовлетворяют условию $\rho_1 \rho_2 = 1$, откуда находим $\rho = e^{\pm iK_{TE}L}$. В результате из условия

$2\cos K_{TE}L = \left[\psi_2'(L) - \beta \frac{\varepsilon_{a2}}{\varepsilon_2} \psi_2(L) \right] / \varepsilon_{\perp 2} + \psi_1(L)$ получим в аналитической форме дисперсионное

уравнение для определения волновых чисел Флоке-Блоха K_{TE} для ТЕ волн МФК.

$$\cos K_{TE}L = \cos \xi_1 a \cos \xi_2 b - \frac{1}{2} \left[\frac{\varepsilon_{\perp 2} \xi_1}{\varepsilon_{\perp 1} \xi_2} + \frac{\varepsilon_{\perp 1} \xi_2}{\varepsilon_{\perp 2} \xi_1} + \frac{\beta^2}{\xi_1 \xi_2} \left(\frac{\varepsilon_{\perp 2}}{\varepsilon_{\perp 1}} \right) \left(\frac{\varepsilon_{a1}}{\varepsilon_1} - \frac{\varepsilon_{\perp 1} \varepsilon_{a2}}{\varepsilon_{\perp 2} \varepsilon_2} \right) \right]^2 \sin \xi_1 a \sin \xi_2 b. \quad (17)$$

Используя принцип двойственной перестановочности выпишем дисперсионное уравнение для определения волновых чисел Флоке-Блоха K_{TM} для ТМ волн гиротропного ферритового МФК

$$\cos K_{TM}L = \cos \xi_1 a \cos \xi_2 b - \frac{1}{2} \left[\frac{\mu_{\perp 2} \xi_1}{\mu_{\perp 1} \xi_2} + \frac{\mu_{\perp 1} \xi_2}{\mu_{\perp 2} \xi_1} + \frac{\beta^2}{\xi_1 \xi_2} \left(\frac{\mu_{\perp 2}}{\mu_{\perp 1}} \right) \left(\frac{\mu_{a1}}{\mu_1} - \frac{\mu_{\perp 1} \mu_{a2}}{\mu_{\perp 2} \mu_2} \right) \right]^2 \sin \xi_1 a \sin \xi_2 b. \quad (18)$$

Поперечные волновые числа ξ_1 и ξ_2 также изменяются,

Отметим, что характеристические (дисперсионные) уравнения (17), (18) в точности совпадают с уравнениями, полученными в [11] для МФК методом матрицы передачи с аналитическими выражениями для ее элементов. Из (17), (18) видно, что дисперсионные характеристики МФК для прямых и обратных волн, распространяющихся вдоль оси Oy одинаковы (постоянная распространения β в уравнении представлена квадратичной величиной). Это указывает на то, что гиротропия среды слоев МФК не влияет на их дисперсионные характеристики.

Из однородных уравнений (13) легко находится отношение $a_1 / a_2 = \psi_2 L / [\rho - \psi_1 L]$, которое позволяет определить аналитический вид полей в слоях на периоде МФК через функцию X_j $x = a_2 \left[a_1 / a_2 \psi_1 x + \psi_2 x \right]$.

Из (17), (18) следует, что действительным значениям волнового числа Флоке-Блоха K соответствуют такие параметры МФК, для которых выполняется условие $|\cos KL| < 1$. Эти значения K соответствуют распространяющимся вдоль МФК волнам Флоке. Условие $|\cos KL| = 1$ определяет границы полос пропускания и запираания. В полосах пропускания значения K_{TE} вещественны. В полосах запираания значения K чисто мнимые и $|\cos KL| > 1$. Как показывает анализ решений дисперсионного уравнения (18), в полосах пропускания существует два режима распространения волн: режим объемных волн и режим поверхностных волн. В режиме поверхностных волн в МФК с гиротропными плазменными слоями может существовать в определенной области параметров модифицированные поверхностные волны Зенка-Зомерфельда [11] или необычные поверхностные гиротропные волны [11]. Поверхностные волны Зенка-Зомерфельда имеют максимальную амплитуду на границе слоев, а необычная поверхностная волна максимальна на границе периода МФК. Для чисто мнимых значений волнового числа Флоке-Блоха K волна затухает в МФК. Однако если МФК конечных размеров и состоит из нескольких периодов, то в таком кристалле может существовать поверхностная волна Флоке-Блоха как для режима распространяющихся волн, так и поверхностных волн. В этом случае максимум амплитуды поля может располагаться не на границе, как у плазмонполяритонных поверхностных волн [11], а в одном из слоев первого периода Брэгговского отражателя. В некоторых сенсорных устройствах отдают предпочтение именно поверхностным волнам Флоке-Блоха.

В общем случае особенности распространения электромагнитных волн в МФК зависят от волнового числа Флоке-Блоха K (16), (17) и поперечных волновых чисел в каждом слое ξ_j . Поперечные волновые числа ξ_j при отсутствии потерь могут быть либо вещественными либо чисто мнимыми. При вещественных значениях ξ_j в слоях МФК распространяются объемные волны, при мнимых значениях ξ_j реализуется режим поверхностных волн. Возможна и комбинация указанных режимов в различных слоях. Наличие гиротропного плазменного слоя (одного или двух) в МФК приводит к двум возможным случаям эффективной диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{\perp j} \geq 0$ и $\varepsilon_{\perp j} < 0$. Рассмотрим два случая положительных и отрицательных значений эффективной диэлектрической проницаемости полупроводниковой плазмы $\varepsilon_{\perp 1}$ одного из слоев МФК. Если $\varepsilon_{\perp j} \geq 0$, то, фактически, свойства МФК аналогичны свойствам ФК с управляемыми магнитным полем материальными параметрами слоев.

Однако, даже в этом случае, когда выполняется условие $\varepsilon_{\perp 2} > 0$ ($\varepsilon_{a2} < \varepsilon_2$, $\frac{\varepsilon_{\perp 2}}{\varepsilon_2} < 1$), может существовать два режима распространения ТЕ-волн. Это традиционно объемные быстрые волны, область существования которых определяется выполнением одновременно двух условий $k^2 \varepsilon_1 \mu_{\parallel} - \beta^2 > 0$ и

$k^2 \varepsilon_{2\perp} \mu_{2\parallel} - \beta^2 > 0$. Второй режим, обнаруженный нами – режим распространения гиротропной поверхностных волн и является новым режимом, присущим только гиротропным средам с положительными значениями эффективной диэлектрической проницаемости плазменного слоя $\varepsilon_{2\perp}$. Этот режим наблюдается при выполнении одновременно двух условий $k^2 \varepsilon_1 \mu_{1\parallel} - \beta^2 < 0$ ($\xi_1 = i\sqrt{\beta^2 - k^2 \varepsilon_1 \mu_{1\parallel}}$ чисто мнимая величина) и $k^2 \varepsilon_{2\perp} \mu_{2\parallel} - \beta^2 < 0$ ($\xi_2 = i\sqrt{\beta^2 - k^2 \varepsilon_{2\perp} \mu_{2\parallel}}$ чисто мнимая величина) и, дополнительно, третьего условия, следующего из уравнения (17), когда третье слагаемое принимает отрицательные значения, а именно:

$$\frac{\varepsilon_{\perp 2} \xi_1}{\varepsilon_{\perp 1} \xi_2} + \frac{\varepsilon_{\perp 1} \xi_2}{\varepsilon_{\perp 2} \xi_1} + \frac{\beta^2}{\xi_1 \xi_2} \left(\frac{\varepsilon_{\perp 2}}{\varepsilon_{\perp 1}} \right) \left(\frac{\varepsilon_{a1}}{\varepsilon_1} - \frac{\varepsilon_{\perp 1} \varepsilon_{a2}}{\varepsilon_{\perp 2} \varepsilon_2} \right)^2 < 0,$$

которое для случая одного гиротропного слоя $\varepsilon_{a1} = 0$ принимает вид

$$\frac{\xi_1 \varepsilon_{\perp 2}}{\xi_2 \varepsilon_{\perp 1}} + \frac{\xi_2 \varepsilon_{\perp 1}}{\xi_1 \varepsilon_{\perp 2}} + \frac{\beta^2}{\xi_1 \xi_2} \frac{\varepsilon_{\perp 1}}{\varepsilon_{\perp 2}} \left(\frac{\varepsilon_{a2}}{\varepsilon_2} \right)^2 < 0. \tag{19}$$

Анализ этого условия и решений (17) показывает, что указанный выше режим наблюдается, когда в условии (19) продольное волновое число β отлично от нуля. Действительно, в режиме поверхностных волн выражение, стоящее в левой части неравенства (19) может принимать отрицательные значения, когда:

$$\frac{\beta^2}{|\xi_1| |\xi_2|} \frac{\varepsilon_{\perp 1}}{\varepsilon_{\perp 2}} \left(\frac{\varepsilon_{a2}}{\varepsilon_2} \right)^2 > \left| \frac{\xi_1}{\xi_2} \right| \frac{\varepsilon_{\perp 2}}{\varepsilon_{\perp 1}} + \left| \frac{\xi_2}{\xi_1} \right| \frac{\varepsilon_{\perp 1}}{\varepsilon_{\perp 2}}.$$

$$\text{или} \left(\frac{\varepsilon_{\perp 1}}{\varepsilon_{\perp 2}} \right)^2 \frac{|\xi_2|^2}{|\xi_1|^2} \left| \frac{\beta^2}{|\xi_2|^2} \left(\frac{\varepsilon_{a2}}{\varepsilon_2} \right)^2 - 1 \right| > 1.$$

Результаты численного расчета дисперсионной диаграммы для такого режима МФК показаны на Рис. 2. Расчет проводился при следующих параметрах задачи: $a = 0.8$, $\mu_1 = \mu_2 = \mu_{\parallel} = \mu_{2\parallel} = 1$, $\varepsilon_1 = 2.25$, $\varepsilon_2 = 12$, $\varepsilon_{a2} = 11$, $\varepsilon_{\perp 2} = 1.917$. Затемненные области соответствуют полосам пропускания,

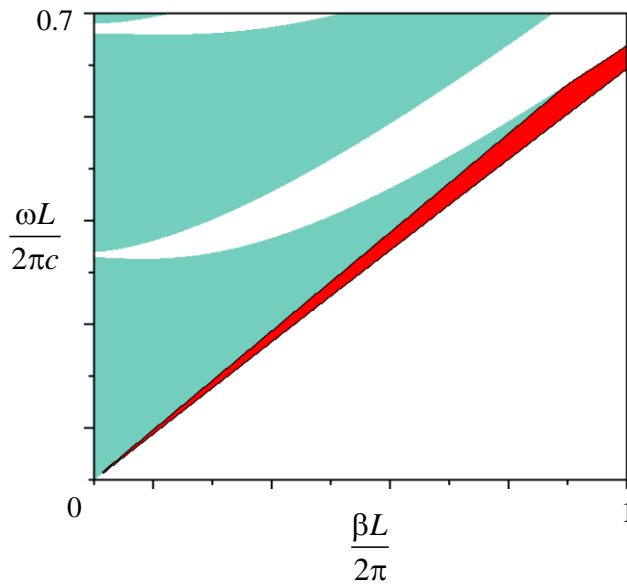


Рис. 2. Дисперсионная диаграмма магнитофотонного кристалла для положительных значений эффективной диэлектрической проницаемости плазменного слоя.

светлые – полосам запирания. Из рисунка видно, что при выполнении трех условий $k\sqrt{\varepsilon_{\perp 2}\mu_{\parallel 2}} < \beta$, $k\sqrt{\varepsilon_1\mu_{\parallel 1}} < \beta$ и

$$\frac{\varepsilon_{\perp 2}}{|\varepsilon_{\perp 2}|} \left[\frac{\beta^2}{|\xi_1||\xi_2|} \frac{\varepsilon_1}{|\varepsilon_{\perp 2}|} \left(\frac{\varepsilon_{a2}}{\varepsilon_2} \right)^2 - \left(\frac{|\xi_1|}{\xi_2} \frac{|\varepsilon_{\perp 2}|}{\varepsilon_1} + \frac{|\xi_2|}{\xi_1} \frac{\varepsilon_1}{|\varepsilon_{\perp 2}|} \right) \right] > 0 \quad (20)$$

существует область вещественных значений волнового числа K , при которых наблюдается режим *необычной* гиротропной поверхностной ТЕ-волны. Область существования этого режима обозначена красным цветом в пределах полосы пропускания структуры.

Рассмотрим второй случай гиротропии плазменного слоя, когда величина эффективной плазменной диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{\perp 2}$ отрицательная величина, например, $\varepsilon_{\perp 2} < 0$. В этом случае может существовать модифицированная поверхностная волна Зеннека-Зоммерфельда [11]. Максимум амплитуды поля для такой волны наблюдается на границах слоев МФК. Модифицированная поверхностная волна может быть как симметричной так и несимметричной относительно направления периодичности. Однако, кроме модифицированной поверхностной ТЕ-волны Зеннека-Зоммерфельда, существует поверхностная волна при других параметрах задачи, названная нами *необычной* поверхностной гиротропной волной. Действительно такая волна существует, когда оба поперечных волновых числа в двух слоях ξ_1, ξ_2 чисто мнимые величины $\xi_1^2 < 0, \xi_2^2 < 0$ и при $\varepsilon_{\perp 2} < 0$ должно выполняться условие

$$\frac{\beta^2}{|\xi_1||\xi_2|} \frac{\varepsilon_1}{|\varepsilon_{\perp 2}|} \left(\frac{\varepsilon_{a2}}{\varepsilon_2} \right)^2 < \frac{|\xi_1|}{\xi_2} \frac{|\varepsilon_{\perp 2}|}{\varepsilon_1} + \frac{|\xi_2|}{\xi_1} \frac{\varepsilon_1}{|\varepsilon_{\perp 2}|},$$

противоположное условию для положительных значений $\varepsilon_{\perp 2} > 0$. Для этого случая волновое число β может быть и равным нулю. Таким образом, такая необычная поверхностная волна может существовать при разных знаках величины $\varepsilon_{\perp 2}$.

На Рис. 3 представлена дисперсионные диаграмма для случая отрицательного значения эффективной диэлектрической проницаемости полупроводниковой плазмы $\varepsilon_{\perp 2} < 0$. Параметры задачи при расчетах выбирались следующие: $a = 0.8, \mu_1 = \mu_2 = \mu_{\parallel 1} = \mu_{\parallel 2} = 1, \varepsilon_1 = 2.25, \varepsilon_2 = 12, \varepsilon_{a2} = 14.8, \varepsilon_{\perp 2} = -6.25$. Отметим, что в зонах пропускания ТЕ-волн на дисперсионной диаграмме существует две

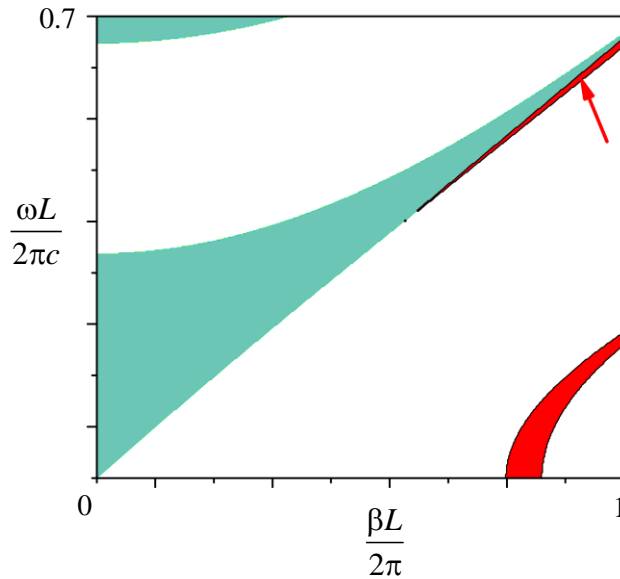


Рис. 3. Дисперсионная диаграмма магнитофотонного кристалла для отрицательных значений эффективной диэлектрической проницаемости плазменного слоя.

области, в которых распространяются поверхностные волны. Одна область относится к модифицированным поверхностным волнам Зеннека-Зоммерфельда, а другая – к необычной гиротропной поверхностной волне (отмечена стрелкой на диаграмме). Однако область ее существования в данном случае определяется условием, противоположным (20).

Очевидно, что появление поверхностных волн в структуре и соответственная модификация дисперсионной диаграммы обусловлены изменением независимых параметров системы, в том числе и внешнего магнитного поля, что приводит к мнимым значениям поперечных волновых чисел. Рассмотрим далее влияние величины внешнего магнитного поля, т. е. эффективного значения диэлектрической проницаемости плазменного слоя, на дисперсию МФК.

На Рис. 4 представлены результаты расчета дисперсионной диаграммы для таких значений параметров системы: $a = 0.8$, $\mu_1 = \mu_2 = \mu_{1\parallel} = \mu_{2\parallel} = 1$, $\varepsilon_1 = 4$, $\varepsilon_2 = 12$ и различных отрицательных значений параметра $\varepsilon_{\perp 2}$. Рис. 4 (а), (б) и (в) построены для значений $\varepsilon_{\perp 2} = -12.08$, $\varepsilon_{\perp 2} = -18.1$ и $\varepsilon_{\perp 2} = -24.75$ соответственно. Изменение эффективной диэлектрической проницаемости плазменного слоя приводит к довольно существенным изменениям дисперсионных свойств МФК. Конфигурация и местоположение зон пропускания и запирания изменяются в соответствии с увеличением абсолютного значения $\varepsilon_{\perp 2}$. Следует отметить, что, начиная с определенного значения эффективной диэлектрической

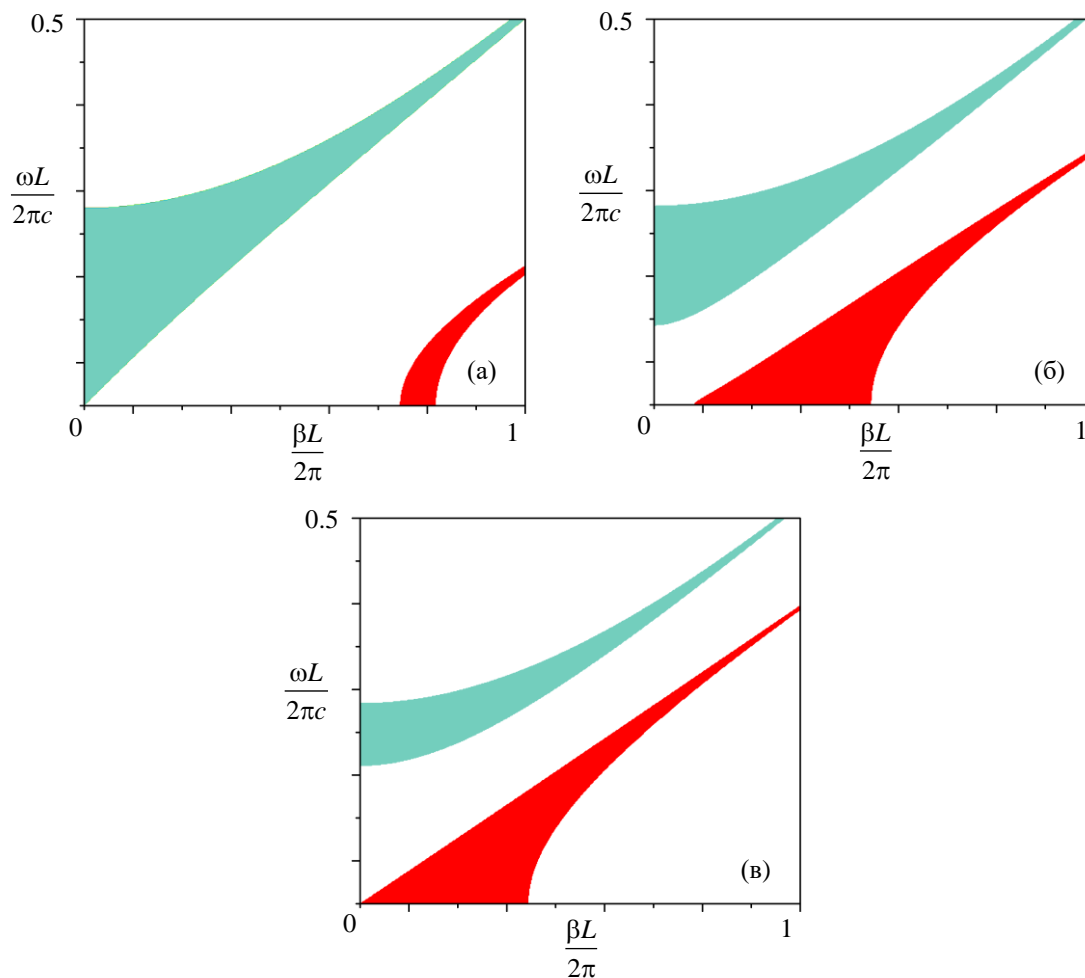


Рис. 4. Эволюция дисперсионных диаграмм магнитофотонного кристалла при изменении внешнего магнитного поля.

проницаемости плазменного слоя, для случая нормального распространения ($\beta = 0$) в системе возникает так называемая плазменная запрещенная зона, которая начинается с нулевой частоты. Следовательно, в этом случае МФК в целом приобретает свойства плазменной среды. Однако плазменная запрещенная зона существует только в определенном диапазоне угла распространения волн в МФК. За пределами этого диапазона реализуется зона пропускания по поверхностным волнам Зеннека-Зоммерфельда,

фазовая скорость которых меньше скорости света. Таким образом, в МФК, который содержит гиротропные плазменные слои, существуют режимы, для которых в полосах пропускания могут распространяться как быстрые, так и медленные ТЕ волны.

ВЫВОДЫ

Разработано аналитическую теорию распространения волн Флоке-Блоха в гиротропных МФК с поперечным магнитным полем для определения собственных функций уравнения Хилла со смешанными граничными условиями Коши. Получены в явном виде дисперсионные уравнения для ТМ-волн и ТЕ-волн с произвольными материальными параметрами гиротропных слоев. Установлено существование в МФК режима с необычной поверхностной волной, который реализуется при положительных значениях эффективной диэлектрической или магнитной проницаемостей среды одного из слоев. Получены условия для существования поверхностных волн в зонах пропускания МФК. Выявлено два вида гиротропных поверхностных волн: модифицированных поверхностных волн Зеннека-Зомерфельда и необычных гиротропных поверхностных волн распространяющихся в МФК при выполнении трех условий между параметрами гиротропных слоев. Показаны основные отличия в распределениях электромагнитных полей для этих поверхностных волн.

Authors' ORCID ID

Шматько А.А. <http://orcid.org/0000-0002-3714-1638>

Одаренко Е.Н. <http://orcid.org/0000-0001-7656-0440>

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. P. Yeh, A. Yariv, and Chi-Shain Hong. Electromagnetic propagation in periodic stratified media. I. General theory // J. Opt. Soc. Am. 1977. Vol. 67, No. 4. pp. 423-438.
2. A. Yariv, P. Yeh, Photonics. Optical Electronics in Modern Communications. New York: Oxford University press, 2007.
3. F.G. Bass, A.A. Bulgakov, Kinetic and Electrodynamical Phenomena in Classical and Quantum Semiconductor. New York: Nova Science Publishers, 1997.
4. J. Lekner, Light in periodically stratified media, J. Opt. Soc. Am. A 11, 2892–2899 (1994)
5. S. Sakaguchi and N. Sugimoto, "Transmission properties of multilayer films composed of magneto-optical and dielectric materials," J. of Lightwave Technology, vol. 17, no. 6, pp. 1087–1092, 1999.
6. M. Inoue, K. Arai, T. Fujii, M. Abe, "One-dimensional magnetophotonic crystals," J. of Applied Physics, 85, 5768–5770, 1999.
7. I. L. Lyubchanskii, N. N. Dadoenkova, M. I. Lyubchanskii, E. A. Shapovalov, "Magnetic photonic crystals," J. of Physics D: Applied Physics, 36, pp.277–287, 2003.
8. A.A. Shmat'ko, V.N. Mizernik, E.N. Odarenko, V.A. Yampol'skii, T.N. Rokhmanova, A.Yu. Galenko, Dispersion properties of a one-dimensional anisotropic magnetophotonic crystal with a gyrotropic layer. Proc. of the 7th Int. Conf. on Advanced Optoelectronics and Lasers (CAOL'2016). Odessa, Ukraine. Sept. 12-15. P. 126–128, 2016.
9. O. V. Shramkova, "Transmission properties of ferrite-semiconductor periodic structure," Progress In Electromagnetics Research, 7, pp. 71–85, 2009.
10. J.-X. Fu, R.-J. Liu and Z.-Y. Li, "Experimental demonstration of tunable gyromagnetic photonic crystals controlled by dc magnetic fields," EPL, vol. 89, 64003, 2010.
11. A.A. Shmatko, V.N. Mizernik, E.N. Odarenko E.N., V.T. Lysytsya. Ch.3, Dispersion Properties of TM and TE Modes of Gyrotropic Magnetophotonic Crystals. (Theoretical Foundations and Applications of Photonic Crystals, Ed. A. Vakhrushev), 228 pp. . InTech, 2018.
12. I. L. Lyubchanskii, N. N. Dadoenkova, M. I. Lyubchanskii, E. A. Shapovalov, "Magnetic photonic crystals," J. of Physics D: Applied Physics, 36, pp.277–287, 2003.
13. E. N. Odarenko, A. A. Shmat'ko. 2016. Novel THz Sources with Profiled Focusing Field and Photonic Crystal Electrodynamic Systems. The IEEE International Conference on Modern Problems of Radio Engineering, Telecommunications, and Computer Science, Lviv-Slavsko, Ukraine, February, 23–26, TCSET 2016, pp. 345–347.
14. E.N. Odarenko, Y.V. Sashkova, A.A. Shmatko, N.G. Shevchenko. Analysis of Slow Wave Modes in Modified Photonic Crystal Waveguides Using the MPB Package(2018) International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory, MMET 2018, pp. 164–167.
15. A.A. Shmat'ko, V.N. Mizernik, E.N. Odarenko. Surface and bulk modes of magnetophotonic crystals.(2018) 14th International Conference on Advanced Trends in Radioelectronics, Telecommunications and Computer Engineering, TCSET 2018, pp. 436–440.
16. E.N. Odarenko, Y.V. Sashkova, A.A. Shmat'ko, Localized field enhancement in slow-wave modes of modified Bragg waveguide (2017), IEEE Microwaves, Radar and Remote Sensing Symposium, MRRS 2017, pp. 147–150.
17. E.N. Odarenko, A.A. Shmat'ko, Photonic crystal and Bragg waveguides for THz electron devices.(2016) Conference Proceedings - 2016 IEEE 13th International Conference on Laser and Fiber-Optical Networks Modeling, LFNM 2016,

- pp. 53–55.
18. Sprung D. W. L., Wu H. and Martorell J., Scattering by a finite periodic potential, *Am. J.Phys.*, 61 (1993) 1118.
 19. J. J. Stoker, *Nonlinear Vibrations* (Waverly, 1950).
 20. V. A. Yakubovich and V. M. Starzhinskii, *Linear Differential Equations with Periodic Coefficients* (Wiley, 1975).
 21. M. S. P. Eastham, *The Spectral Theory of Periodic Differential Equations* (Scottish Academic, 1975).
 22. W. Magnus and S. Winkler, *Hill's Equation* (Dover, 2004).
 23. J. K. Nurligareev and V. A. Sychugov, Propagation of light in a one-dimensional photonic crystal: analysis by the floquet-bloch function method, *Quantum Electron.* 38, 452–461 (2008).
 24. G. V. Morozov and D. W. L. Sprung, Floquet-Bloch waves in onedimensional photonic crystals, *Europhys. Lett.* 96, 54005 (2011).
 25. J. K. Nurligareev, Floquet–Bloch waves in bound onedimensional photonic crystals, *J. Surf. Invest.* 5, 193–208(2011).
 26. G. V. Morozov and D. W. L. Sprung, Transverse-magnetic-polarized Floquet-Bloch waves in one-dimensional photonic crystals, *J. Opt.Soc. Am. B* 29, 3231–3239 (2012).
 27. G. V. Morozov and D. W. L. Sprung, Band structure analysis of an analytically solvable Hill equation with continuous potential, *J. Opt.* 17, 035607 (2015).
 28. D. J. Vezzetti, M.M.Cahay. Transmission resonances in finite, repeated structures. *J.Phys. D; Appl. Phys.* 12 (1986), L53-L55.
 29. A.G. Gurevich. *Ferrites at Microwave Frequencies*. Consultants Bureau, New York. 1963.
 30. Epstein PS. Theory of wave proragation in a gyromagnetic medium. *Rev. Mod. Phys.* 1956; 28: 3–17.
 31. Mors PhM, Feshbach P. *Metods theoretical of physics. Path I*. New York, Toronto, London. McGraw Hill Book Company. Inc. 1953; 930.
 32. Floquet G. Sur les equations differentielles lineaires a coefficients periodiques. *Annales scientifiques de l'Ecole Normale Superieure.* 1883;12:47–88.

Оглядова стаття

<https://doi.org/10.26565/2311-0872-2019-31-02>

УДК 535.361:535.555:535.573+577.3.0

АЛГОРИТМЫ ПОИСКА ДЕФЕКТОВ В ИНЖЕНЕРНЫХ СООРУЖЕНИЯХ С ПОМОЩЬЮ ГЕОРАДАРОВ (ОБЗОР. ЧАСТЬ I)

Д.О. Батраков

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

Поступила в редакцию 24 октября 2019 г.

Актуальность проблемы развития технических средств (импульсных георадаров) и алгоритмов обработки сверхширокополосных сигналов следует из широкого спектра возможностей, которые дают эти средства неразрушающего контроля и дистанционного зондирования совместно с потенциалом современных вычислительных средств и программного обеспечения. Особый интерес в этой связи представляют результаты, полученные на основе использования различных эффектов, связанных с изменением состояния поляризации как первичных (зондирующих) импульсов, так и сигналов, отраженных от сложных многослойных сред для обнаружения дефектов в них. Это связано с возможностью не только быстрого обнаружения неоднородностей, но и с относительно небольшой себестоимостью таких работ.

Цель работы. Обзор различных технических средств (импульсных георадаров) и методов обработки сигналов для обнаружения различных внутренних неоднородностей в плоскостойких средах. К этим неоднородностям относят помимо различных элементов внутренних коммуникаций (кабели) и технических элементов (дренажные трубы) также и опасные внешне невидимые дефекты – подповерхностные трещины и расслоение (нарушение контакта между слоями).

Материалы и методы. В работе приведен обзор методов, которые разработаны, в том числе и автором, и предназначены для решения, в первую очередь, практических задач обнаружения подповерхностных неоднородностей и дефектов в плоскостойких средах. Физическим основанием для создания этих методов послужили результаты многолетних исследований автора, связанных с применением анализа поляризационного состояния сложных (в том числе и импульсных) сигналов, рассеянных различными объектами.

Результаты. Основу рассмотренных результатов составляют как научные статьи, так и патенты Украины на изобретения и полезные модели, полученные автором.

Выводы. Приведенный в статье обзор результатов и различных методов служит еще одним подтверждением широких возможностей, открываемых новыми средствами дистанционного зондирования и неразрушающего контроля. К этим средствам следует отнести не только собственно приборы (элементы получения первичных данных), но и алгоритмы обработки информации и программное обеспечение, объединенные в единую методологию сбора, обработки и последующего хранения данных о текущем состоянии обследуемых технических и природных объектов.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: поляризационное состояние, импульсные георадары, неразрушающий контроль, дистанционное зондирование.

АЛГОРИТМИ ПОШУКУ ДЕФЕКТІВ В ІНЖЕНЕРНИХ СПОРУДАХ ЗА ДОПОМОГОЮ ГЕОРАДАРІВ. (ОГЛЯД. ЧАСТИНА I)

Д.О. Батраков

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

Актуальність проблеми розвитку технічних засобів (імпульсних георадарів) і алгоритмів обробки надширококутних сигналів впливає з широкого спектру можливостей, які дають ці засоби неруйнівного контролю і дистанційного зондування спільно з потенціалом сучасних обчислювальних засобів і програмного забезпечення. Особливий інтерес у зв'язку з цим представляють результати, отримані на основі використання різних ефектів, пов'язаних зі зміною стану поляризації як первинних (зондуючих) імпульсів, так і сигналів, відбитих від складних багатоповушкових середовищ для виявлення дефектів в них. це пов'язано з можливістю не тільки швидкого виявлення неоднорідностей, але і з відносно невеликою собівартістю таких робіт.

Мета роботи. Огляд різних технічних засобів (імпульсних георадарів) і методів обробки сигналів для виявлення різних внутрішніх неоднорідностей в плоскошаруватих середовищах. До таких неоднорідностей відносять крім різних елементів внутрішніх комунікацій (кабелі) і технічних елементів (дренажні труби) також і небезпечні зовні невидимі дефекти - підповерхневі тріщини і розшарування (порушення контакту між шарами).

Матеріали та методи: в роботі наведено огляд методів, розроблених в тому числі і автором, які призначені для вирішення, в першу чергу, практичних завдань виявлення підповерхневих неоднорідностей і дефектів в плоскошаруватих середовищах. Фізичним підґрунтям для створення цих методів послужили результати

багаторічних досліджень автора, які пов'язані із застосуванням аналізу поляризаційного стану складних (в тому числі і імпульсних) сигналів, що розсіяні різними об'єктами.

Результати. Основу розглянутих результатів складають як наукові статті, так і патенти України на винаходи і корисні моделі, отримані автором.

Висновки. Наведений у статті огляд результатів і різних методів являє собою ще одне підтвердження широких можливостей, які відкриваються новими засобами дистанційного зондування і неруйнівного контролю. До цих засобів слід віднести не тільки власне прилади (елементи отримання первинних даних), але і алгоритми обробки інформації та програмне забезпечення, що об'єднані в єдину методологію збору, обробки і подальшого зберігання даних про поточний стан обстежуваних технічних і природних об'єктів.

Ключові слова: поляризаційний стан, імпульсні георадари, неруйнівний контроль, дистанційне зондування.

ALGORITHMS FOR SEARCHING DEFECTS IN ENGINEERING STRUCTURES USING GPR

(Review. Part I)

D. O. Batrakov

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

Relevance of the problem of the development of technical means (GPR) and algorithms for processing ultra-wideband signals follows from the wide range of possibilities that these means of non-destructive testing and remote sensing provides, together with the potential of modern computing tools and software. Of particular interest in this regard are the results obtained by using various effects associated with a change in the polarization state of both primary (probing) pulses and signals reflected from complex multilayer media to detect defects in them. This is due to the possibility of not only quickly detecting heterogeneities, but also with the relatively low cost of such work.

The purpose of the work is a review of various technical means (pulsed georadars) and signal processing methods for detecting various internal inhomogeneities in plane-layered media. These heterogeneities include, in addition to various internal communications elements (cables) and technical elements (drainage pipes), also dangerous externally invisible defects - subsurface cracks and delamination (interruption of contact between the layers).

Materials and methods. The paper provides an overview of methods developed by the author, among others, which are designed to solve primarily the practical problems of detecting subsurface inhomogeneities and defects in plane-layered media. The physical basis for the creation of these methods was the result of many years of research by the author related to the analysis of the polarization state of complex (including pulsed) signals scattered by various objects.

Results. The basis of the considered results is made up of both scientific articles and patents of Ukraine for inventions and utility models obtained by the author.

Conclusions. The review of the results and various methods presented in the article is another confirmation of the wide possibilities offered by new means of remote sensing and non-destructive testing. These tools include not only the devices themselves (elements for obtaining primary data), but also information processing algorithms and software, combined into a single methodology for collecting, processing and subsequent storage of data on the current state of the examined technical and natural objects.

Key words: polarization state, pulsed ground penetrating radar, non-destructive testing, remote sensing.

ВВЕДЕНИЕ

Одним из самых распространенных и в то же время опасных дефектов, возникающих в покрытиях автомобильных дорог в процессе эксплуатации, являются трещины. При этом трещины, которые выходят на поверхность, могут быть легко обнаружены современными средствами видеодиагностики. Это позволяет провести автоматизированную оценку их влияния на текущее состояние покрытий и построить достаточно точные прогнозы дальнейшей деградации дорожной одежды [1, 2]. В то же время возможность детального изучения внутренних неоднородностей и, в частности, трещин, появилась относительно недавно. Такая возможность обусловлена появлением и развитием в первую очередь новых средств дистанционного мониторинга конструкций дорожных одежд (КДО) – георадаров [3-6]. Эти приборы имеют ряд преимуществ по сравнению с другими современными техническими средствами неразрушающего контроля покрытий автомобильных дорог [7, 8]. Например, так называемый дефлектометр падающего груза (в иностранной литературе - FWD), в отличие от георадаров, не позволяет осуществлять диагностику во время движения лаборатории [9]. В то же время, современные георадары уже позволяют осуществлять получение данных о состоянии дорожной одежды при движении автомобиля-лаборатории даже со скоростью транспортного потока. Анализ полученных данных (временного профиля, или набора профилей – радарограмм) может проводиться оператором, но тогда результаты во многом будут зависеть от его опыта и квалификации [3]. По мере дальнейшего развития возможностей аппаратуры и вычислительных средств были предложены методы и алгоритмы для обработки первичных данных для получения количественных характеристик слоев конструкции – числовых значений диэлектрической проницаемости и толщины [8, 10 - 12]. Применение этих технологий и алгоритмов открывает возможности для дальнейшей оценки состояния дорожного покрытия и построения прогнозов хода процесса разрушения покрытия. Также были предложены средства и алгоритмы обработки данных для выявления подповерхностных неоднородностей [13-15]. Эти методы предусматривают регистрацию сигналов, отражённых от исследуемой среды с внутренней

неоднородностью и последующую обработку этих сигналов различными специальными методами. Они дают возможность определения диэлектрической проницаемости среды (по углу раскрытия гиперболы) и глубины залегания неоднородности (по времени задержки отраженного сигнала). Однако такие алгоритмы не позволяют одновременно восстанавливать характеристики плоскостойких сред (численные значения толщины и диэлектрической проницаемости слоев) и параметры включений. В качестве включений мы подразумеваем подповерхностные трещины и их параметры (глубина залегания и геометрические размеры поперечного сечения). Для решения этих задач было предложено использовать информацию, которую содержит состояние поляризации отраженного импульсного сигнала [14,15]. Важным преимуществом такого подхода является возможность осуществления неразрушающей диагностики дорожных одежд с дефектами при одновременном определении параметров слоев покрытия (диэлектрической проницаемости и толщины). Существенно, что разработанное программное обеспечение, современные электронные компоненты и созданные алгоритмы обработки информации позволяют в итоге осуществлять не только получение первичных наборов данных, но и осуществлять мониторинг дорожных покрытий с дефектами в режиме непрерывного движения автомобиля-лаборатории.

Поэтому в данной работе представлены результаты решения задачи позиционирования и идентификации подповерхностных трещин в нижних слоях дорожной одежды. Актуальность поставленной задачи связана с высокой удельной стоимостью строительства и ремонта автомобильных дорог и существенным удешевлением процедуры мониторинга текущего состояния дорожных одежд. Данная работа является первой частью исследования. Дело в том, что помимо вертикальных трещин, в том числе и подповерхностных, существуют другие опасные дефекты, например, нарушение контакта между верхними слоями покрытия (расслоение), нарушения связи вяжущего (битума) с наполнителем (щебнем) [16-18]. На радарограммах в качестве дефектов могут быть ошибочно признаны и элементы инженерных сооружений – кабели, трубы, элементы инженерных конструкций. Понятно, что отразить все накопленные в данном направлении результаты в одной статье не представляется возможным. Исходя из этих соображений, в данном материале приведена лишь первая часть результатов, которые относятся к возможностям использования состояния поляризации сигналов для решения задач обнаружения подповерхностных дефектов.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ ОБНАРУЖЕНИЯ ТРЕЩИН И МЕТОД РЕШЕНИЯ

Теоретические основы решения обратных задач с привлечением информации о поляризационном состоянии дифрагированных на неоднородностях полей были рассмотрены ранее в [19-21]. Основу для предложенного в этих работах формализма составила нелинейная связь измеряемых величин с информативным параметром – состоянием поляризации регистрируемого сигнала. Эта связь в общем случае в рамках модели плоской волны дается известными формулами Френеля [22, 23]:

$$T_{\parallel} = \frac{2 \cdot n_1 \cdot \cos \theta_i}{(\cos \theta_i \cdot n_2 + n_1 \cdot \cos \theta_t)} A_{\parallel} ; T_{\perp} = \frac{2 \cdot n_1 \cdot \cos \theta_i}{(n_1 \cdot \cos \theta_i + n_2 \cdot \cos \theta_t)} \cdot A_{\perp}. \quad (1)$$

$$R_{\parallel} = \frac{(\cos \theta_t \cdot n_1 - n_2 \cdot \cos \theta_i)}{(n_2 \cdot \cos \theta_i + \cos \theta_t \cdot n_1)} \cdot A_{\parallel} ; R_{\perp} = \frac{(n_1 \cdot \cos \theta_i - n_2 \cdot \cos \theta_t)}{(n_2 \cdot \cos \theta_t + n_1 \cdot \cos \theta_i)} \cdot A_{\perp}. \quad (2)$$

Эти соотношения можно переписать и в альтернативной форме в случае привлечения только угловых переменных и закона преломления. Для удобства восприятия часто в таком случае применяют также следующие обозначения ($n_{12} = n_2 / n_1$) [23]:

$$T_{\parallel} = \frac{2 \cdot \cos \theta_i}{\left(\cos \theta_i \cdot n_{12} + \sqrt{1 - \left(\sin \theta_i \frac{1}{n_{12}} \right)^2} \right)} A_{\parallel} ; T_{\perp} = \frac{2 \cdot \cos \theta_i}{\left(\cos \theta_i + n_{12} \sqrt{1 - \left(\sin \theta_i \frac{1}{n_{12}} \right)^2} \right)} \cdot A_{\perp}. \quad (1a)$$

$$R_{\parallel} = \frac{\left(\sqrt{1 - \left(\sin \theta_i \frac{1}{n_{12}} \right)^2} - n_{12} \cdot \cos \theta_i \right)}{\left(n_{12} \cdot \cos \theta_i + \sqrt{1 - \left(\sin \theta_i \frac{1}{n_{12}} \right)^2} \right)} A_{\parallel}; R_{\perp} = \frac{\left(\cos \theta_i - \frac{n_2}{n_1} \cdot \sqrt{1 - \left(\sin \theta_i \frac{1}{n_{12}} \right)^2} \right)}{\left(\frac{n_2}{n_1} \cdot \sqrt{1 - \left(\sin \theta_i \frac{1}{n_{12}} \right)^2} + \cos \theta_i \right)} A_{\perp}. \quad (2a)$$

Основной результат, который следует из этих формул, заключается в том, что в общем виде при наклонном падении зависимость коэффициентов отражения и преломления от угла падения, и, главное, от соотношения между ортогональными компонентами (они отмечены знаками \parallel и \perp) является нелинейной. Как следует из вида этих формул при нормальном падении:

$$T_{\parallel} = \frac{2}{(n_{12} + 1)} A_{\parallel}; \quad T_{\perp} = \frac{2}{(1 + n_{12})} \cdot A_{\perp}; \quad (16)$$

$$R_{\parallel} = \frac{(1 - n_{12})}{(n_{12} + 1)} \cdot A_{\parallel}; \quad R_{\perp} = \frac{(1 - n_{12})}{(n_{12} + 1)} \cdot A_{\perp}; \quad (n_{12} = n_2 / n_1), \quad (26)$$

рассматриваемая зависимость является линейной (ввиду отсутствия множителей с тригонометрическими функциями). Поэтому постановка обратной задачи в таком виде [19, 20] невозможна. В [24] предложенный подход расширен на случай зондирования импульсными сигналами. При решении задачи были использованы следующие предположения:

а) влияние неровностей поверхности слоев (внутренних границ) покрытия на параметры отраженного сигнала незначительно и им можно пренебречь;

б) изменение толщины каждого слоя от участка к участку незначительно и им также можно пренебречь (это подтвердили как результаты моделирования, так и проведенных лабораторных экспериментов);

в) моделью трещины был прямоугольный параллелепипед – простейший случай.

При рассмотрении задачи в плоскости, ортогональной направлению движения георадара ее удобно считать двумерной.

При проведении расчётов применялось программное обеспечение, ранее описанное в [8,12].

Одним из ключевых параметров подповерхностных трещин является глубина залегания. В работе [24] предложен следующий алгоритм решения такой задачи:

а) определение значения диэлектрической проницаемости (ε_1) слоя, расположенного над трещиной согласно формуле:

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_0 \frac{(1 - R_0)^2}{(1 + R_0)^2}, \quad (3)$$

где R_0 - коэффициент отражения сигнала от верхней границы дорожного покрытия, который

определяется согласно соотношению $R_0 = \frac{A_0}{B_0}$;

б) измерение времени задержки – времени прохождения сигнала от антенны до второй (нижней) границы верхнего (первого) слоя (t_1);

в) вычисление собственно глубины залегания трещины по формуле:

$$h_1 = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_1}} \left(\frac{t_2}{2} - \frac{t_1}{2} \right). \quad (4)$$

В (4) обозначено t_2 – время задержки сигнала, отраженного от верхней границы второго слоя. В [24] также подчеркнуто, что определение диэлектрической проницаемости верхнего слоя, а также

глубины залегания трещины проводятся в результате измерений с помощью различных антенн. Это вызвано специфическими особенностями таких слабоконтрастных объектов, как подповерхностные трещины. Они, к сожалению, не позволяют привлекать для их позиционирования/ обнаружения стандартные антенны георадаров. Для решения столь сложных задач были с успехом применены специализированные антенные блоки [24]. Определение ширины раскрыва трещины предложено решать на основе модификации так называемого компарационного алгоритма. Его суть состоит в сравнении регистрируемых данных с некоторым набором заранее измеренных эталонных данных и последующего вычисления невязки по формуле:

$$N_i = \int_0^T (\bar{f}(t) - \bar{F}_i(t))^2 dt, \quad (5)$$

В (5) $\bar{F}_i(t)$ – некоторые заранее измеренные распределения сигналов, отраженных от трещин с известными параметрами. Далее, с помощью выбора наименьшего из функционалов невязки N_i делается заключение о числовом значении ширины трещины. Результатом работы алгоритма являются следующие параметры: местоположение трещины, глубина ее залегания и ширина раскрыва.

КРАТКИЙ ОБЗОР ПАТЕНТОВ

Практическая значимость проблемы обнаружения скрытых неоднородностей и дефектов стимулировала и появление определенного числа патентов Украины на полезную модель и изобретение [25-27]. Основная идея первого патента [14] – новый способ обнаружения и определения мест нахождения неоднородностей (в том числе и подповерхностных трещин в асфальтобетонном покрытии) путем использования явления возбуждения в отраженном электромагнитном поле кросс-поляризационной компоненты. В силу известных теоретических моделей [28] кросс-поляризационная компонента возникает после облучения узкого протяженного объекта с электрофизическими параметрами, которые отличны от параметров окружающей среды, линейно поляризованной импульсной электромагнитной волной с углом поляризации, отличным от направления вдоль этого объекта. Поставленная задача решается в [14] с помощью размещения над поверхностью дорожного покрытия антенн (передающей и приемной) излучающих сигналы с линейной поляризацией. Поляризацию сигналов выбирают таким образом, чтобы направления поляризации обеих антенн были взаимно ортогональными. Затем возбуждают излучающую антенну сверхширокополосным импульсным сигналом и регистрируют отраженный импульс. Затем всю систему поворачивают на заранее определенные один или более углов и в каждом случае регистрируют отраженные сигналы. Далее с помощью программной обработки анализируют зависимость амплитуды принятой импульсной электромагнитной волны от угла поворота антенной системы. Индикатором наличия трещины является присутствие в принятом импульсе кросс-поляризованной компоненты. Очевидными недостатками такого способа диагностики являются необходимость вращения блока антенн над областью предположительного нахождения подповерхностной трещины и, как следствие, невозможность осуществления диагностики при перемещении лаборатории. Поэтому следующие патенты направлены на устранение этих ограничений.

Основу изобретения [15] составляет задача усовершенствования способа [14]. Цель усовершенствования достигается путем применения зондирующего сигнала с синусоидальной временной зависимостью и использования для излучения одной антенны, которая формирует электромагнитное поле первичного сигнала с круговой поляризацией. Для приема предложено использовать одновременно четыре линейно поляризованных приемных антенны. Эти антенны ориентированы под заранее определёнными углами к излучающей антенне. Благодаря этому обеспечивается обнаружение сигналов, отраженных именно трещинами. Важно, что теперь, благодаря исключению операции вращения антенн, появляется возможность обнаружения трещин и при движении по дороге со скоростью транспортного потока. Принцип функционирования предложенного в [15] способа иллюстрируют Рис. 1 и Рис. 2. На Рис. 1 приведена схема размещения и взаимной ориентации передающей (Т) и набора из четырёх приёмных (R₁-R₄) антенн. Рис. 2 представляет собой диаграмму, позволяющую по результатам измерений сигналов в каждой из четырех приемных антенн определить угол ориентации неоднородности (трещины).

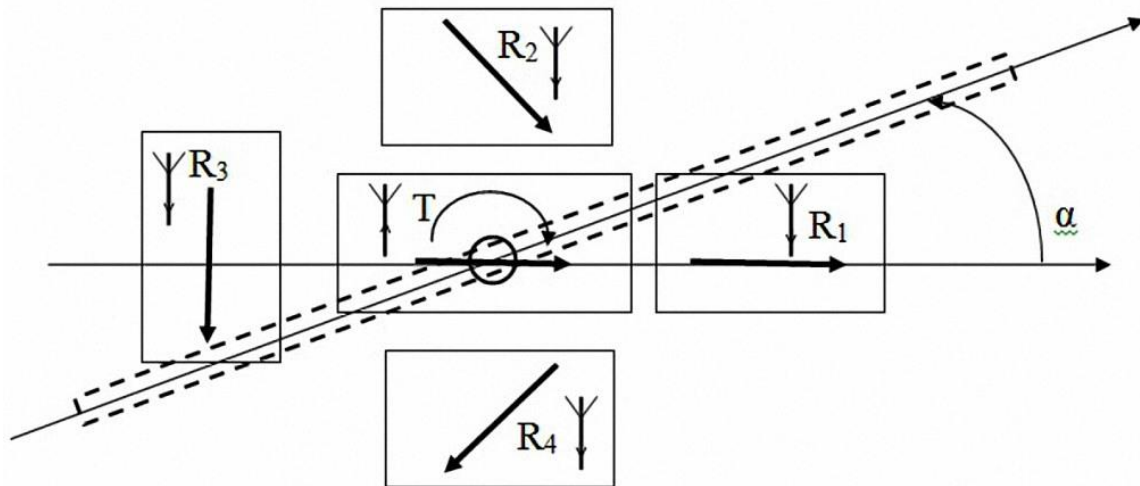
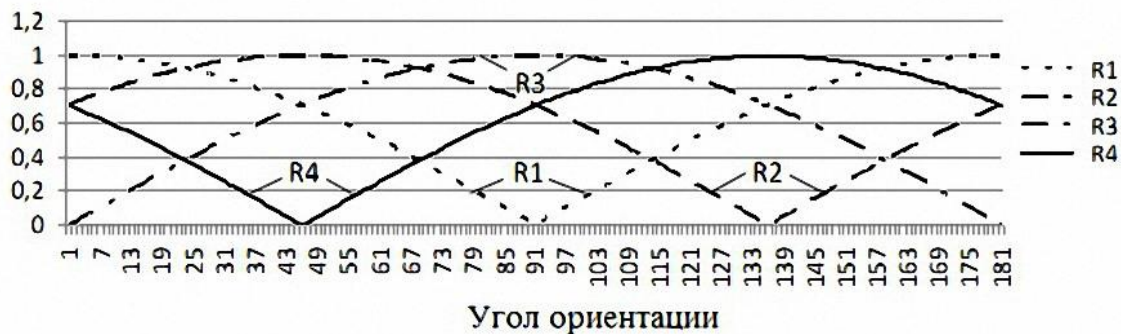


Рис. 1. Схема размещения и взаимной ориентации передающей (Т) и приемных (R1-R4) антенн.

Рис. 2. Диаграмма распределения сигналов между антеннами для определения угла ориентации (α) трещины.

Причинами, ограничивающими применение способа, предложенного в [15], является невысокая вероятность обнаружения трещин из-за малой чувствительности георадара по отношению к слабо контрастным (например, малым по ширине) трещинам в асфальтобетонном покрытии. Эти недостатки обусловлены тем, что, во-первых, из-за отсутствия характерных параметров сигнала (кроме несущей частоты), которые отличали бы зондирующий сигнал, от других сигналов, сигналы, отражённые только подповерхностными трещинами, трудно отличить от других сигналов, не имеющих отношения к объектам поиска. Эти паразитные сигналы по сути маскируют слабые полезные отраженные сигналы, что уменьшает вероятность обнаружения трещин. Во-вторых, шумовые характеристики усилителей постоянного напряжения, использование которых предусмотрено в прототипе, является не самым эффективным способом достижения цели. Это ограничивает потенциально возможную чувствительность локатора к слабым сигналам. В-третьих, для дальнейшей интерпретации результатов зондирования нужно знать текущее значение угла поляризации излучаемого сигнала (вдоль или поперек) во время зондирования, что практически сложно реализовать при использовании антенн с круговой поляризацией.

Поэтому в основу изобретения [27] поставлена задача усовершенствования ранее предложенного подхода путем замены поляризованного по кругу облучения на управляемое во времени пошаговое облучение полем с двумя ортогональными линейными поляризациями и усилению полезного сигнала на частоте модуляции, которая совпадает с частотой пошагового подключения излучателей. Это позволяет добиться повышения чувствительности к подповерхностным трещинам в дорожном покрытии и обеспечивает повышение как вероятности обнаружения трещин, так и определения направления ориентации выявленных трещин. Также при этом достигается уменьшение необходимого количества приемных антенн до двух.

Суть процесса получения первичных данных и последующей обработки заключается в том, что приемо-передающую антенную систему радиолокатора размещают над поверхностью дорожного покрытия и, перемещая ее вдоль поверхности дороги, выполняют сканирование. Для этого возбуждают передающую антенну электрическим сигналом с синусоидальной временной зависимостью и регистрируют отраженный сигнал. В рамках предложенного способа согласно полезной модели

возбуждают поочередно два расположенных взаимно ортогонально линейно поляризованных излучателя передающей антенны с переключаемой поляризацией. А затем антеннами с ортогональной линейной поляризацией принимают отраженный сигнал. Направления поляризации приемных антенн ориентированы под углом 60 градусов друг к другу, и далее детектируют принятые сигналы, после чего усиливают их узкополосными усилителями переменного напряжения, которые заблаговременно настраивают на частоту переключения излучателей. Усиленные сигналы с помощью многозарядных аналого-цифровых преобразователей превращают в соответствующие цифровые коды и с помощью компьютерных программ анализируют зависимость амплитуд принятых сигналов от направлений поляризации излучателей и приемных антенн. Вывод по выявлению трещин в асфальтобетонном покрытии, в том числе и подповерхностных, делают на основании появления расхождения между амплитудами сигналов, принятых одновременно двумя приемными антеннами, а направление трещины определяют по разнице амплитуд этих сигналов.

Суть полезной модели объясняется иллюстрациями. На Рис. 3. схематично изображена антенная система, а на Рис. 4. приведены калибровочные диаграммы углового распределения амплитуд сигналов.

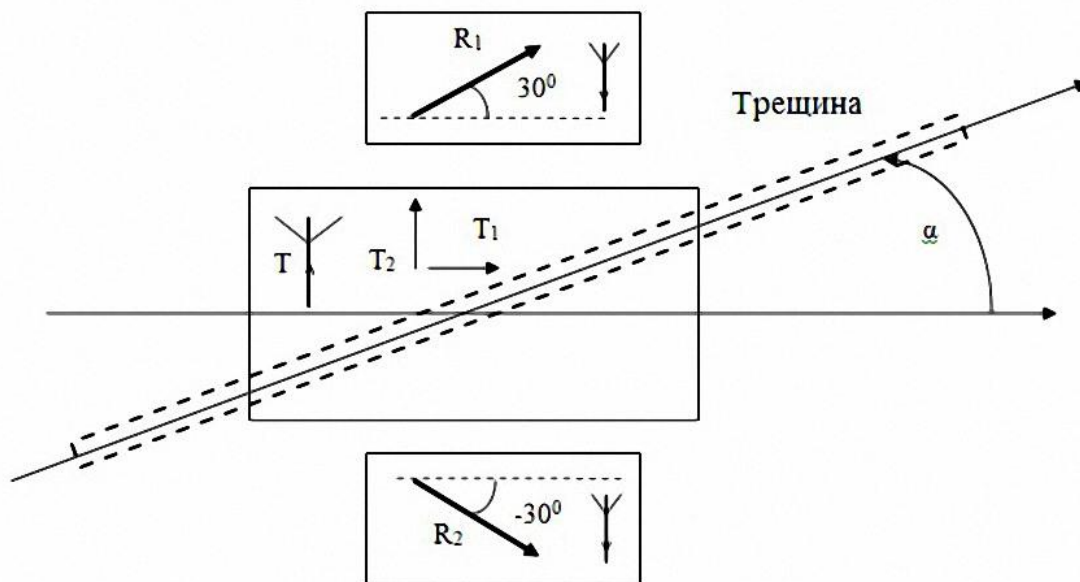


Рис. 3. Схема размещения и взаимной ориентации передающей (Т) и приемных (R1-R4) антенн.

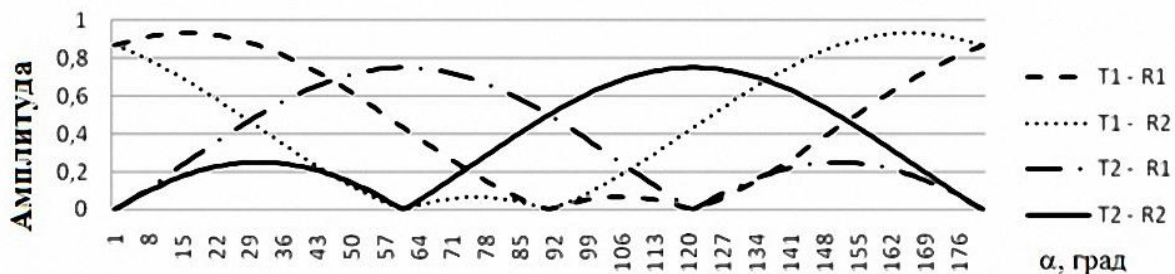


Рисунок 4. Схема размещения и взаимной ориентации передающей (Т) и приемных (R1-R4) антенн.

Чтобы обеспечить обнаружение в том числе и подповерхностных трещин в асфальтобетонном покрытии, излучающая антенна Т георадара с переключаемой поляризацией состоит из двух возбуждаемых по очереди линейно поляризованных излучателей T1 и T2 (Рис.3) с направлениями поляризации (обозначены стрелками), ориентированными взаимно ортогонально друг к другу [29]. Приемные антенны размещают над поверхностью дорожной одежды таким образом, чтобы направления поляризации двух линейно поляризованных антенн R1 и R2, были ориентированы под углом 60° друг к другу (+30° и -30°) относительно направления поляризации одного из излучателей (Рис. 3). Затем возбуждают элементы излучающей антенны таким образом, чтобы направления поляризации и

излучения создавали углы 30° и 60° (Рис. 3) с направлениями поляризации приемных антенн, благодаря чему при облучении трещины, обозначенной на Рис.3 пунктирной линией и ориентированной под углом α к одному из направлений поляризации одного из двух излучателей T1 или T2, в дорожной одежде за счет явления деполяризации формируется, в общем случае, эллиптически поляризованная дифрагированная электромагнитная волна [28]. Компоненты дифрагированной электромагнитной волны принимают приемными антеннами и превращают в электрические сигналы.

Поскольку, в соответствии с рассмотренной выше моделью, зондирующие сигналы отличаются от других не только частотой синусоидальной несущей, но и тем, что они имеют еще и амплитудную модуляцию с частотой переключения излучающих антенн, то эти сигналы легко отличить от других – тех, которые не имеют отношения к георадару и объектам поиска. Далее принятый сигнал детектируют, выделяя низкочастотную огибающую, которая совпадает по временным характеристикам с сигналом, который переключает излучающие антенны. Благодаря амплитудной модуляции излучаемого сигнала и также ввиду того, что сигнал, который переключает излучатели, доступен для того, чтобы подать его также и в приёмник, для повышения чувствительности приемника используется узкополосный или даже параметрический усилитель. Эти усилители по шумовым характеристикам и селективности гораздо лучше усилителей постоянного напряжения (или постоянного тока). Таким образом, возрастает чувствительность радара именно к объектам поиска.

Для дальнейшей интерпретации результатов зондирования нужно знать угол поляризации излучаемого сигнала (вдоль или поперек) во время приема отраженного сигнала. Это обеспечивается благодаря контролируемому поочередному излучению зондирующих сигналов с помощью двух излучателей передающей антенны. Если материал среды является однородным в горизонтальной плоскости (дефектов нет, трещина отсутствует), амплитуды сигналов в приемных антеннах одинаковы.

Поскольку возможны три базовые ситуации, то алгоритм обработки информации, направленный на выявление и определение направления подповерхностных трещин имеет следующий вид:

а) сигналы в приемных антеннах имеют одинаковые амплитуды – тогда угол α может равняться 0° или 90° . При этом, угол $\alpha = 0^{\circ}$, если при излучении с поляризацией T1 сигналы больше, чем при излучении с поляризацией T2. В противном случае (при условии, что амплитуды одинаковы) угол $\alpha = 90^{\circ}$.

б) сигналы в приемных антеннах имеют различные амплитуды – тогда угол α не может равняться 0° или 90° . Понятно, что в результате симметрии конструкции антенного блока, достаточно рассмотреть случай $0^{\circ} \leq \alpha \leq \pm 90^{\circ}$. В этом случае вывод о направлении трещины (угол α) осуществляется на основе сопоставления показателей приемных и излучающей антенн. Например (Рис.3), если $\alpha = 30^{\circ}$, то при излучении с поляризацией T1 амплитуда сигнала в R1 больше, чем в R2. Вследствие симметрии конструкции, если $\alpha = -30^{\circ}$, то при излучении с поляризацией T1 амплитуда сигнала в R2 больше, чем в R1 (фиг. 2).

в) в промежуточных случаях угол α должно быть в пределах $0^{\circ} < \alpha < 30^{\circ}$ или $30^{\circ} < \alpha < 90^{\circ}$ и $0^{\circ} > \alpha > -30^{\circ}$ или $-30^{\circ} > \alpha > -90^{\circ}$. В этих условиях вывод о направлении трещины (угол α) делается на основе сопоставления показателей приемных и излучающей антенн. Например, если $\alpha = 20^{\circ}$ (Рис.3), то при излучении с поляризацией T1 амплитуда сигнала в R1 больше, чем в R2. В то же время, при излучении с поляризацией T2 амплитуда сигнала в R1 меньше, чем при излучении с поляризацией T1. Понятно, что при $\alpha = -20^{\circ}$ ситуация будет зеркальной, то есть амплитуда сигнала будет больше в R2. Также она будет больше при излучении с поляризацией T1, чем при излучении с поляризацией T2.

На Рис.4 показаны результаты расчета нормированных амплитуд сигналов в приемных антеннах при изменении направления трещины - угла α (Рис.3) от 0 градусов до 180 градусов. Рис. 4 показывает, что не существует двух состояний системы с одинаковыми показателями (не существует точки, где бы пересекались все четыре графика).

Таким образом, благодаря описанному выше алгоритму [27] обработки данных подповерхностного зондирования и мерам, принятым для повышения чувствительности радара и минимизации влияния помех, вероятность обнаружения подповерхностных трещин в асфальтобетонном покрытии, повышается, а вероятность ложной тревоги (принятие вывода о наличии объекта, когда объекта на самом деле нет) уменьшается. К тому же, количество необходимых приемных антенн уменьшается до двух. Кроме того знание направления подповерхностной трещины позволяет оптимально с точки зрения сметы, спланировать и выполнить работы по обслуживанию и ремонту.

ВЫВОДЫ

Рассмотренные результаты имеют не только важное прикладное, но и теоретическое значение. С одной стороны, рассмотренные модели плоскостных сред с неоднородностями сыграли большую роль в разработке и дальнейшем усовершенствовании как технических средств неразрушающего контроля и дистанционного зондирования, так и алгоритмов обработки данных о сложных сигналах,

которые взаимодействуют с неоднородными средами. С другой стороны, полученные в ходе численного моделирования, лабораторных экспериментов и полевых испытаний разнообразные результаты способствовали дальнейшему прогрессу в области совершенствования технических средств – антенн, генераторов, усилителей и других СВЧ элементов. Но значимость полученных ранее результатов заключается также и в том импульсе, который получили теоретические модели обработки данных зондирования. Дело в том, что предсказать априори и тем более, дать количественную оценку сложным явлениям взаимодействия импульсных СШП сигналов со слоисто неоднородными средами, даже в рамках простейших плоскостойких сред, не представляется возможным. Это связано с невозможностью учета всего богатства физических явлений, сопровождающих процессы дистанционного зондирования и неразрушающего контроля промышленных образцов и строительных и инженерных конструкций. Поэтому во многих случаях накопленный практический опыт и результаты экспериментальных исследований являются фундаментом для разработки более совершенных моделей и алгоритмов. Некоторые из соответствующих примеров приведены в данной работе. В заключение также необходимо отметить возможные пути дальнейшего развития данного научного направления. Они могут быть связаны как с совершенствованием методов и алгоритмов обработки сигналов с учетом накопленного опыта, так и с разработкой вспомогательных методов для обеспечения более надежной регистрации сигналов и повышении достоверности принимаемых технических решений. Некоторые вопросы, связанные с этими проблемами, будут рассмотрены в следующей части работы.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Автор сообщает об отсутствии конфликта интересов.

Authors' ORCID ID

Батраков Д.О. <http://orcid.org/0000-0002-6726-8162>

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Avtomobilni dorohy. Otsinka ta reiestratsiia stanu dorozhnykh pokryttiv ta tekhnichnykh zasobiv avtomobilnykh dorih avtomatyzovany my systemamy video diahnostryky: SOU 45.2-00018112-080:2011. – [Diisnyi vid 2012-03-01]. – К. : Derzhavna sluzhba avtomobilnykh dorih Ukrainy (Ukravtodor), 2012. 45 s. – (Standart Orhanyzatsii Ukrainy). [In Ukrainian].
2. Kiiashko I.V., Smolianiuk R.V. Vykorystannia system videodiahnostryky dlia otsinky stanu poverkhni pokryttiv ta elementiv oblashtuvannia avtomobilnykh dorih. Avtoshliakhovyk Ukrainy; 2008. № 6. S. 23–30. [In Ukrainian].
3. Jol Harry M., Editor. Ground penetrating radar, theory and applications. Amsterdam : Elsevier B.V.; 2009. 508 p.
4. Saarenketo T. Road evaluation with ground penetrating radar / T. Saarenketo, T. Scullion // Journal of Applied Geophysics. – 2000. – Vol. 43. – P. 119–138.
5. Vladov M.L., Starovoitov A.V. Vvedenie v georadiolokatciiu : ucheb. posobie [dlia stud. vissh. uch. zaved.] – М. : MGU; 2004. 153 P. [In Russian]
6. Grinev A.Iu., Editor. Voprosy podpoverkhnostnoi radiolokatcii : kollektivnaia monografiia. М. : Radiotekhnika; 2005. 416 s. [In Russian]
7. Batrakova A.G. Otcenka sostoianii dorozhnykh odezhd s privlecheniem georadarnykh tekhnologii : monografiia – Kh. : KhNADU; 2013. 152 P. [In Russian]
8. Batrakov, D. O., Batrakova, A. G., Golovin, D. V., Kravchenko, O. V., Pochanin, G. P. Determination of Thicknesses of the Pavement Layers with GPR Probing. Physical Bases of Instrumentation. 2014. Vol. 3. No. 2(11). P. 46–57. DOI: <http://dx.doi.org/10.25210/jfop-1402-046057> <http://red.jfop.ru/jfop-1402/> [In Russian]
9. Standard Practice for Roads and Parking Lots Pavement Condition Index Surveys: ASTM D 6433–11. – 100 Barr Harbor Drive, PO Box C700, West Conshohocken,, United States 2011. 49 p. Rep. PA 19428-2959.
10. Cao Y., Guzina B.B., Labuz J.F.. Pavement Evaluation using Ground Penetrating Radar : Final Report, March, 2008 Minnesota : Department of Civil Engineering, University of Minnesota; 2010. 102 p. Rep. № MN/RC 2008-10.
11. Batrakov D.O. Hilbert transform application to the impulse signal processing / D.O. Batrakov, A.G. Batrakova, D.V. Golovin, A.A. Simachev // «UWBUSIS'2010» : 5th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals, 6-10 September, 2010, Sevastopol, Ukraine : Proceedings. – Sevastopol, 2010. – P. 113–115.

12. Pochanin, G. P.; Masalov, S. A.; Ruban, V. P.; Kholod, P. V.; Batrakov, D. O.; Batrakova, A. G.; Urdzik, S. N.; Pochanin, O. G., Advances in Short Range Distance and Permittivity Ground Penetrating Radar Measurements for Road Surface Surveying, in: Advanced Ultrawideband Radar: Signals, Targets and Applications. CRC Press - Taylor & Francis Group, London, 2016. 20-65. ISBN 9781466586574 - CAT# K20299
13. Kapustin V.V., Denisov P.P., Moishnen L.O. Primenenie georadarnogo metoda v kvaziodnorodnykh sredakh. «EMZ-2011» : 5-ia Vserossiiskaia shkola-seminar im. M.N. Berdichevskogo i L.L. Vaniana po elektromagnitnym zondirovaniiam zemli : sb. Materialov; 2011. Vol. 2. PP. 343–346. [In Russian]
14. Batrakova, A. G. zaiavnyk ta patentoutrymuvach, Batrakov D.O., Pochanin H.P.; Sposib vyiavlennia ta vyznachennia mistv znakhodzhennia u tomu chysli i pidpoverkhnevnykh trishchyn v asfaltobetonomu pokrytti. Pat. 81296 Ukraine, (51) MPK E01C 23/00, G01R 29/08 (2006.01), u201300256; zaiavl. 08.01.2013; opubl. 25.06.2013, Biul. № 12/2013. [In Ukrainian].
15. Batrakov D.O. - zaiavnyk ta patentoutrymuvach, Urdzik S.M., Pochanin H.P., Batrakova A. H. Sposib vyiavlennia pidpoverkhnevnykh trishchyn u asfaltobetonomu pokrytti dorohy pid chas rukhu diahnostychnoi laboratorii v transportnomu pototsi. Pat. 113916 Ukraine, (51) MPK E01C 23/00, G01R 29/08 (2006.01) – a201511191; zaiavl. 13.11.2015; opubl. 27.03.2017, Biul. № 6/2017. [In Ukrainian].
16. Sudyka J. and Krysiński L. Radar technique application in structural analysis and identification of interlayer bonding, Int. J. Pavement Res. Technol., vol. 4, no. 3, 2011, Pp. 176-184. http://www.ijprt.org.tw/mailweb/files/sample/V4N3_176-184.pdf
17. Krysiński L. and Sudyka J. Typology of reflections in the assessment of the interlayer bonding condition of the bituminous pavement by the use of an impulse high- frequency ground-penetrating radar, Nondestruct. Test. Eval., vol. 27, no. 3, 2012, Pp. 219-227. www.tandfonline.com/doi/abs/10.1080/10589759.2012.
18. Batrakov D. O., Luo Yiyang, Antufeeva M.S., Shulga S.N., Batrakova, A. G. Detection of delamination between plane layered media using pulse geodars. Radiophysics and Electronics Bulletin, V.N. Karazin National University; 2019, V. 30. PP. 27-37.
19. Batrakov D.O., Zhuk N.P. An iterative solution to the inverse problem of remote sensing of nonuniform media based on values of the polarization parameters. Journal of communications technology & electronics, MAIK Nauka/Interperiodika; 38 (12), 108-115. T.38, №6. - C.1106-1114. [In Russian].
20. Zhuck N. P., Batrakov D. O. Inverse scattering problem in the polarization parameters domain for isotropic layered media: solution via Newton-Kantorovich iterative technique // Journal of Electromagnetic Waves and Applications, 1994, Vol. 8, No. 6, PP.759-779.
21. Batrakov D.O., Budko N.V., Zhuk N.P. Interpretation of sounding data of layered structures based on the solution of the inverse problem of scattering of electromagnetic waves. I. Technical Physics - ISSN:1063-7842, 1994. Vol. 64, № 1. PP. 152-161. <https://journals.ioffe.ru/articles/18622> . [In Russian]
22. Born M., Volf E. Osnovy optiki. M. : Nauka. – 1973. – 720 s. [In Russian]
23. Batrakov D.O., Beloshenko K.S., Batrakova A.G., Antufeeva M. S. The use of GPR polarization parameters for the control of plane-layered media condition. Radiophysics and Electronics Bulletin, V.N. Karazin National University, 2017, V. 26. PP. 10-16. [In Russian].
24. Batrakov D.O., Antufeeva M. S., Batrakova A.G., Antufeev A.V., Fang Haojie. The use of georadars to identify subsurface defects in road surfaces. Radiophysics and Electronics Bulletin, V.N. Karazin National University, 2017, V. 26. – PP. 17-23. [In Russian].
25. Batrakov D.O., Batrakova A.H., Pochanin H.P., Orlenko O.A.; zaiavnyk ta patentoutrymuvach Kharkivskiy natsionalnyi avtomobilno-dorozhniy universytet; Kharkivskiy natsionalnyi universytet im. V.N. Karazina. Sposib vyiavlennia ta vyznachennia napriamku u tomu chysli i pidpoverkhnevnykh trishchyn v asfaltobetonomu pokrytti. Pat. 121483 Ukraine, (51) MPK E01C 23/00, G01R 29/08 (2006.01) u201705440; zaiavl. 02.06.2017; opubl. 11.12.2017, Biul. № 23/2017. <http://base.uipv.org/searchINV/search.php?action=search> [In Ukrainian].
26. Batrakov D.O., Batrakova A. H.; zaiavnyk ta patentoutrymuvach Kharkivskiy natsionalnyi avtomobilno-dorozhniy universytet; Kharkivskiy natsionalnyi universytet im. V.N. Karazina. Sposib kalibruvannia ta vydalennia parazytnykh vidbyttyv pry neruivnomu kontroli verkhnoho sharu asfaltobetonu za dopomohoiu heoradara. Pat. 118408 Ukraine, (51) MPK E01C 23/00, G01R 29/08 (2006.01). a201705444; zaiavl. 02.06.2017; opubl. 10.01.2019, Biul. № 1/2019 (vynakhid). [In Ukrainian].
27. Batrakov D.O., Batrakova A. H., Pochanin H.P., Orlenko O.A.; zaiavnyk ta patentoutrymuvach Kharkivskiy natsionalnyi avtomobilno-dorozhniy universytet; Kharkivskiy natsionalnyi universytet im. V.N. Karazina. Sposib vyiavlennia ta vyznachennia napriamku u tomu chysli i pidpoverkhnevnykh trishchyn v asfaltobetonomu pokrytti. Pat. 118409 Ukraine, (51) MPK E01C 23/00, G01R 29/08 (2006.01). a201705456; zaiavl. 02.06.2017; opubl. 10.01.2019, Biul. № 1/2019 (vynakhid). [In Ukrainian].

28. Vaganov R.B. Katcenelenbaum B.Z. *Osnovy teorii difraktsii* M.: Nauka. Glavnaia redaktsiia fiziko-matematicheskoi literatury; (Sovremennye fiziko-tekhnicheskie problemy). 1982. 272 P. [In Russian]
29. Vasylieva O. M., Bukin O.V., Suhak V. H. Shchilynna antena dlia radiolokatoriv pidpoverkhnevoho zonduvannia, Pat. UA 103381. MPK H01Q 3/24 zaiavl. 14.11.2011, nomer zaiavky a 2011 13332, opubl. 10.10.2013, Biul . № 19/2013. [In Ukrainian].

Оригінальна стаття

<https://doi.org/10.26565/2311-0872-2019-31-03>

УДК 537.86

ВПЛИВ ЗМЕНШЕННЯ ШУМУ ВХІДНОГО СИГНАЛУ НА КЛАСИФІКАЦІЮ МІСЦЕЗНАХОДЖЕННЯ ОБ'ЄКТУ ШТУЧНОЮ НЕЙРОННОЮ МЕРЕЖЕЮ ПРИ НАДШИРОКОСМУГОВІЙ РАДІОІНТРОСКОПІЇ

О. М. Думін¹, В. А. Плахтій¹, О. А. Прищенко¹, Д. В. Широкопад²,
Я. С. Вольвач³

¹Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна, 61022, м. Харків, м. Свободи, 4
E-mail: dumin@karazin.ua

²Запорізький національний технічний університет, 69063, м. Запоріжжя, вул. Жуковського, 64
E-mail: hoveringphoenix@gmail.com

³Material Science & Engineering Department, University of California, San Diego (UCSD), 9500
Gilman Drive, La Jolla, CA 92093-0418, USA

Надійшла до редакції 11 жовтня 2019 р.

Актуальність. Широке використання імпульсного надширокопasmового підповерхневого зондування для низки практичних застосувань в археології, будівництві та в гуманітарному розмінванні стримується наявністю шумів і завад високого рівня в прийнятному відбитому полі. Часто це робить класифікацію об'єктів під поверхнею землі практично неможливим вже на невеликих глибинах та віддаленнях від приймальної та передавальної антени. Окрім використання спеціальних конструкцій антенних систем для покращення результату розпізнавання, викликає інтерес застосування сучасних методів цифрової фільтрації сигналів.

Мета роботи. Дослідити вплив знешумлення вхідних сигналів на якість розпізнавання штучною нейронною мережею підповерхневих об'єктів та їхніх координат для моделі адитивного гаусового шуму різного рівня.

Матеріали та методи. В даній роботі була перевірена ідея покращити стабільність розпізнавання прихованих об'єктів в умовах присутності сторонніх шумів шляхом попередньої обробки вхідних сигналів новітніми популярними методами шумоподавлення, такими як метод гусениці та вейвлет-перетворення. Для виключення випадковості результату відповіді нейронної мережі для кожної реалізації адитивного шуму заданого рівня була проведена достатня кількість спроб для кожного із методів та наведена статистика, яка ілюструє ефективність кожного з підходів. Для перевірки гіпотези про ефективність знешумлення вхідних сигналів проводиться числове моделювання електродинамічної структури, яка є моделлю реальної підстилаючої поверхні з об'єктом, методом кінцевих різниць у часовому просторі (FDTD). На отриманих ідеальних часових залежностях амплітуди відбитого поля тренується штучна нейронна мережа на правильне розпізнавання положення об'єкта, яку в подальшому перевіряють на тих же вхідних сигналах, до яких доданий шум певного рівня. Похибки у розпізнаванні в останньому випадку порівнюють із аналогічними похибками у випадку, коли до зашумлених вхідних сигналів застосовують популярні сучасні процедури знешумлення.

Результати. Продемонстровано, що штучна нейронна мережа має гарні апроксимуючі властивості, здатні ефективно протистояти шумам у вхідних сигналах. Показано, що для всіх рівнів шуму статистично метод гусениці погіршує якість розпізнавання об'єктів. Метод фільтрації на основі вейвлет-перетворення статистично незначним чином покращує класифікацію об'єктів ніж за відсутності знешумлення, але цей результат не відрізняється стабільністю.

Висновки. Для ефективного застосування методів фільтрації шумів у прийнятих сигналах імпульсного радара, необхідно мати попередні знання про характер шумів або особливості корисного сигналу. Імплементация методів знешумлення без використання цих знань не може покращити якість розпізнавання підповерхневих об'єктів.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: підповерхневий радар, штучна нейронна мережа, імпульсна електромагнітна хвиля, класифікація об'єктів, вейвлет-перетворення, метод гусениці.

INFLUENCE OF DENOISING OF INPUT SIGNAL ON CLASSIFICATION OF OBJECT LOCATION BY ARTIFICIAL NEURAL NETWORK IN ULTRAWIDEBAND RADIOINTROSCOPY

¹O.M. Dumin, ¹V. A. Plakhtii, ¹O. A. Prishchenko, ²D. V. Shyrokorad, ³I. S. Volvach

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

²Zaporizhia National Technical University, 64, Zhukovskoho St, Zaporizhzhia, 69061, Ukraine

³Material Science & Engineering Department, University of California, San Diego (UCSD), 9500
Gilman Drive,
La Jolla, CA 92093-0418, USA

Background: A wide usage of impulse ultrawideband subsurface radars for a number of practical approaches in archeology, construction and humanitarian demining is holding back because of presence of noises and clutters of high level in the reflected field. It often makes the object classification practically unreal for at not big depths and distances from receiving and transmitting antennas. Besides of using special antenna system designs to improve recognition results, it is interesting to apply modern digital signal filtering techniques.

Objectives: To investigate the influence of denoising on the quality of artificial neural network recognition of subsurface objects and their coordinates for a model of additive gaussian noise of a different noise level.

Materials and methods: In this paper the idea of improving the stability of recognition of hidden objects in the presence of outside noise by previous processing of input signals with the latest popular noise reduction methods, such as the caterpillar method and wavelet transform method is verified. To eliminate the randomness of the result of the neural network response for each realization of the additive noise of a given level, a sufficient number of attempts are calculated for each of the methods, and statistics are provided to illustrate the effectiveness of each of the approaches. To check the hypothesis of the efficiency of input signal denoising the numerical simulation of the model of a real ground surface with subsurface object is carried out by means of Finite Difference Time Domain method (FDTD). The artificial neural network is trained on the obtained ideal time dependences of the amplitudes of the reflected field to correctly recognize the position of the object. The training is subsequently checked on the same input signals with additional noise of a certain level. Recognition errors in the last case are compared with similar errors when popular noise reduction procedures are applied to noisy input signals.

Results: It is demonstrated that artificial neural networks have good approximating properties capable to effectively resist the noises in the input signals. It is shown that for all noise levels, the caterpillar method statistically degrades the quality of an object recognition. The wavelet-transform method statistically improves slightly the classification of objects than for absence of denoising, but this result is not stable.

Conclusion: For effective application of methods of noise filtration in received signals of impulse radar it is necessary to have previous knowledge about noise character or peculiarities of useful signal. Implementation of denoising techniques without the use of this knowledge cannot improve the recognition quality of surface objects.

KEY WORDS: subsurface radar, artificial neural network, impulse electromagnetic wave, object classification, wavelet-transform, caterpillar method.

ВЛИЯНИЕ УМЕНЬШЕНИЯ ШУМА ВХОДНОГО СИГНАЛА НА КЛАССИФИКАЦИЮ МЕСТОПОЛОЖЕНИЯ ОБЪЕКТА ИСКУССТВЕННОЙ НЕЙРОННОЙ СЕТЬЮ ПРИ СВЕРХШИРОКОПОЛОСНОЙ РАДИОНТРОСКОПИИ

А. Н. Думин¹, В. А. Плахтій¹, А. А. Прищенко¹, Д. В. Широкоград², Я. С. Вольвач³

¹ Харьковський національний університет імені В.Н. Каразіна, 61022, г. Харків, пл. Свободи, 4

² Запорізький національний технічний університет, 69063, г. Запоріжжя, ул. Жуковського, 64

³ Material Science & Engineering Department, University of California, San Diego (UCSD), 9500 Gilman Drive,

La Jolla, CA 92093-0418, USA

Актуальность. Широкое использование импульсного сверхширокополосного подповерхностного зондирования для ряда практических применений в археологии, строительстве и в гуманитарном разминировании сдерживается наличием шумов и помех высокого уровня в принятом отраженном поле. Часто это делает классификацию объектов под землей практически невозможной уже на небольших глубинах и расстояниях от приемной и передающей антенны. Кроме использования специальных конструкций антенных систем для улучшения результата распознавания, вызывает интерес применение современных методов цифровой фильтрации сигналов.

Цель работы. Исследовать влияние шумоподавления входных сигналов на качество распознавания искусственной нейронной сетью подповерхностных объектов и их координат для модели аддитивного гауссова шума различного уровня.

Материалы и методы. В данной работе была проверена идея улучшения стабильности распознавания скрытых объектов в условиях присутствия посторонних шумов путем предварительной обработки входных сигналов новейшими популярными методами шумоподавления, такими как метод гусеницы и вейвлет-преобразования. Для исключения случайности результаты ответы нейронной сети для каждой реализации аддитивного шума заданного уровня было посчитано достаточное количество попыток для каждого из методов и приведена статистика, иллюстрирующая эффективность каждого из подходов. Для проверки гипотезы об эффективности шумоподавления входных сигналов проводится численное моделирование электродинамической структуры, которая является моделью реальной подстилающей поверхностью с объектом, методом конечных разностей во временной области (FDTD). На полученных идеальных временных зависимостях амплитуды отраженного поля тренируется искусственная нейронная сеть на правильное распознавание положения объекта, которую в дальнейшем проверяют на тех же входных сигналах, к которым добавлен шум определенного уровня. Погрешности в распознавании в последнем случае сравнивают с аналогичными погрешностями в случае, когда в зашумленных входных сигналах применяют популярные современные процедуры шумоподавления.

Результаты. Продемонстрировано, что искусственная нейронная сеть имеет хорошие аппроксимирующие свойства, способные эффективно противостоять шумам во входных сигналах. Показано, что для всех уровней шума статистически метод гусеницы ухудшает качество распознавания объектов. Метод фильтрации на

основе вейвлет-преобразования статистически незначительно улучшает классификацию объектов по сравнению со случаем шумоподавления, но этот результат не отличается стабильностью.

Выводы. Для эффективного применения методов фильтрации шумов в принятых сигналах импульсного радара, необходимо иметь предварительные знания о характере шумов или особенностях полезного сигнала. Применение методов шумоподавления без использования этих знаний не может улучшить качество распознавания подповерхностных объектов.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: подповерхностный радар, искусственная нейронная сеть, импульсная электромагнитная волна, классификация объектов, вейвлет-преобразования, метод гусеницы.

ВСТУП

Основою для отримання інформації про об'єкт при підповерхневій імпульсній радіолокації [1] є формування надкороткого електромагнітного імпульсу без несучої частоти для досягнення високої точності виявлення положення об'єкта та гарного проникнення в середовище із втратами через потужну низькочастотну складову хвилі [2]. Цей вид обстеження є унікальним, оскільки дозволяє виявити низькоконтрастні неметалічні підземні об'єкти невеликого розміру, включаючи різні види мін [3], проводити дистанційне зондування стану доріг тощо.

Навіть у найпростішому випадку точкового підземного розсіювача, отримане електромагнітне поле вздовж траси зондування утворює гіперболічну форму максимумів поля, що містить інформацію про різні параметри об'єкта, такі як його розміри, глибина залягання, електричні характеристики ґрунту, значення яких можна відновити складними процедурами [4], які повинні враховувати максимальну кількість інформації, включаючи реакцію об'єкта на опромінення хвилями різних поляризацій [5]. Це дуже важливо через наявність шумів у прийнятих сигналах та впливу різних неоднорідностей ґрунту та завад, особливо для проблеми виявлення мін [6]. Існують різні підходи до відновлення інформації із відбитих імпульсів, що генеруються цими завадами та перекриваються, такі як метод деконволюції [7] та інші.

Дуже важко відстежувати та виявляти об'єкти в реальних радарограмах через великі значення шуму та перешкод, тому для імітації форм прийнятого сигналу використовуються числові методи моделювання електромагнітних процесів. Одним з найпопулярніших підходів для цього є метод FDTD [8]. Він дозволяє отримувати зразки часових форм відбитого поля, отримані від досліджуваного об'єкта, і тренувати штучну нейронну мережу (ШНМ) для його автоматичного розпізнавання у складних випадках різних ґрунтів, різних форм, електричних параметрів та глибин прихованих об'єктів [9]. Крім того, він створює базис для отримання необхідної інформації про розташування підповерхневих об'єктів методом інверсії хвилі [10]. Окрім інших аналітичних підходів, ШНМ демонструють гарні можливості виявлення несправностей в підземних кабельних мережах [11]. Вони використовуються для аналізу зображень, як у нашому конкретному випадку дослідження параметрів відбитої хвилі гіперболічної форми у просторі для автоматичного розпізнавання об'єкта [12].

Хоча ШНМ показує хорошу стійкість до помилок вимірювання та шумів [13], цікаво застосовувати методи покращення вхідних сигналів за допомогою вейвлет-перетворення [14]. Цей підхід є ефективним для пошуку наземних мін у разі впливу перешкод та перекриття імпульсів в точці прийому [15]. Тому метою цієї роботи є дослідження впливу зменшення рівня шуму у вхідних сигналах на якість розпізнавання ШНМ для випадку моделі білого шуму, доданого до прийнятого сигналу, але без часозатратного і складного методу оцінки максимальної правдоподібності [16].

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧІ

Досліджуваним об'єктом є підземна міна, яка моделюється ідеально провідним циліндром з радіусом 5,5 см та висотою 5,3 см, прихованим на глибині 3 см у середовищі з електричними характеристиками типового ґрунту, а саме, діелектричною проникністю $\epsilon = 9$ та провідністю $\sigma = 0,005$ См / м. Структура опромінюється плоскою електромагнітною хвилею з часовою залежністю у вигляді гаусового імпульсу тривалістю 0,6 нс, як у [17]. Відбита хвиля приймається системою з двох пар антен, як це представлено в роботі [18], щоб врахувати дві поляризації відбитої хвилі, отримуючи більше інформації, як це також рекомендується в роботі [5]. Усі чотири антени формують вхідні дані для визначення положення об'єкта.

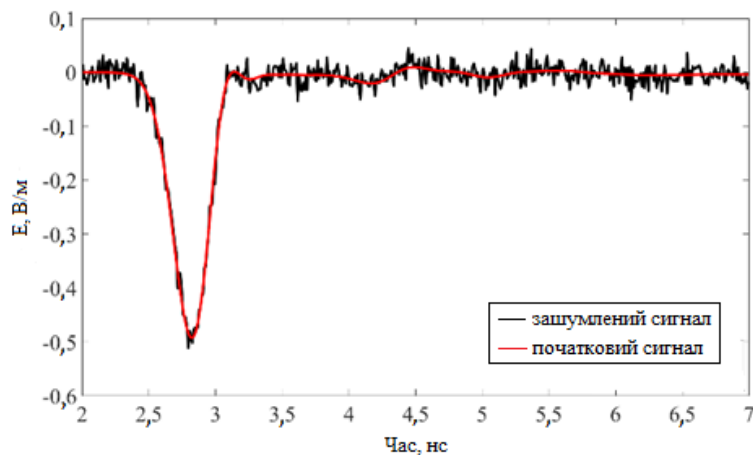
Вибране положення приймальних антен призначене для автоматичного відкидання неінформативної частини відбитої хвилі, як це реалізовано в [19]. Попередня обробка чотирьох сигналів не проводиться через гіпотезу, що ШНМ винайде оптимальний аналіз даних для отримання необхідної інформації під час її навчання [20]. Отже, чотири сигнали були дискретизовані у часі [21] та об'єднані як один масив вхідних даних. Попередні дослідження цієї задачі показують хорошу чутливість підходу до класифікації електромагнітних та геометричних параметрів опроміненого об'єкта [22]. Повноз'єднана структура ШНМ була обрана через те, що для подібного класу задач не було помічено серйозного впливу структури на результати розпізнавання [23]. Розв'язання задачі має бути складнішим порівняно з [24] через використання чотирьох сигналів та меншу енергію відбитого поля тривимірним досліджуваним

об'єктом, в той час як двовимірний об'єкт був успішно розпізнаний у попередніх роботах, наприклад у [24].

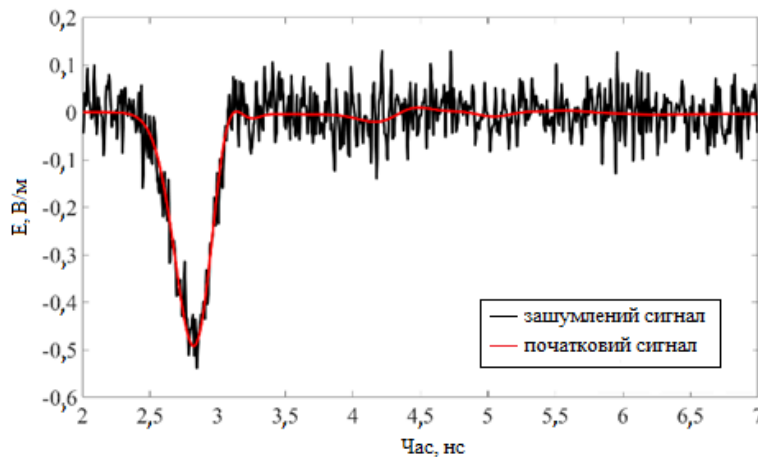
РОЗВ'ЯЗАННЯ ЗАДАЧІ ТА ЧИСЛОВЕ МОДЕЛЮВАННЯ

Проведемо дослідження впливу шуму на розпізнавання підповерхневих об'єктів раніше створеними ШНМ та шляхів вдосконалення його класифікації. На Рис. 1 представлені приклади вхідних сигналів ШНМ з додаванням білого шуму, які приймає наша антенна система [18] для різних значень співвідношення сигнал-шум (ССШ), а саме: 11,6 та 3,9 дБ. Проблема класифікації вирішується ШНМ структури 2000-1000-200-43 з гіперболічним тангенсом як функцією активації. Вона показує найкращий результат для розпізнавання порівняно з іншими функціями. Дані у вхідному шарі (2000 елементів) – це значення прийнятих сигналів у різні моменти часу (500 часових точок), які отримані чотирма антенами. Два виходи з 43 використовуються як індикатори присутності об'єкта в найближчій зоні на відстані менше 40 см від центру антенної системи та понад 40 см. Наступні виходи (41) вказують на відстань до об'єкта в межах 0-40 см відповідно, з кроком 1 см, як це проілюстровано на Рис. 2.а. Ми будемо ігнорувати дані перших двох виходів для простоти, зосереджуючи свою увагу на розпізнаванні відстані.

Для тренування ШНМ були використані ідеальні сигнали, обчислені тривимірним методом FDTD для 41 положення металевого циліндра із згаданим вище кроком 1 см. Як було сказано, ми керуємось ідеєю, що ШНМ під час навчання винайде власний метод обробки даних для набуття необхідних властивостей сигналу в дискретному вигляді [21]. Крім того, для тренування всіх 41 нульових виходів у разі розташування об'єкта поза 40 см, використані дані для 6 положень об'єкта з кроком 5 см, які також були розраховані методом FDTD. Оскільки використовується модель збудження плоскої хвилі, застосування методу тривимірного моделювання потребує великої кількості оперативної пам'яті та часу обчислення для врахування впливу найвіддаленіших точок геометрії задачі для найбільших проміжків часу спостереження для всіх чотирьох приймальних антени [18].



а)



б)

Рис. 1. Приклади зашумлених сигналів, відбитих від моделі ґрунту з металевим об'єктом для а) ССШ = 11,6 дБ, б) ССШ = 3,9 дБ.

Гіпотеза про можливість класифікації зашумленого сигналу ґрунтується на гарних апроксимаційних властивостях правильно навченої ШНМ [13]. В якості тестових методів знешумлення використаємо, популярні в наш час, такі ефективні методи як вейвлет-перетворення та метод гусениці. Вейвлетами називаються ортогональні функції, що отримуються розтягуванням і двійковим перенесенням. Вони утворюють базис, за яким можна розкласти сигнал по компонентах та знешумити його, відкинувши деякі з них. Метод гусениці, що є різновидом методу головних компонентів, полягає у створенні і аналізі матриці, кожен рядок якої є один і той же часовий сигнал, здвигнутий на одну точку. Таке представлення дає змогу математично знаходити періодичні частини у сигналі, коли періодичність довільна, і знаходити складові в порядку зменшення їхнього енергетичного внеску. Знаходження і виключення з цих складових шумових дозволяє проводити знешумлення. Вихідні сигнали ШНМ в залежності від рівня шуму вхідних сигналів представлені на Рис. 2 для ідеального сигналу (Рис. 2а) та зашумленого сигналу із ССШ = 11,6 дБ без фільтрації шуму (Рис. 2б) і з фільтрацією за допомогою вейвлет-перетворення (Рис. 2в) та методу гусениці (Рис. 2г). Видно, що гаусовий шум такого рівня (див. Рис. 1а) помітно зменшує точність визначення розташування. Видно, що зниження рівня шуму покращує класифікацію ШНМ, але це не добре простежується на Рис. 2в та Рис. 2г.

Для оцінки ефективності методів знешумлення пропонується обчислити середньоквадратичні відхилення максимумів вихідних сигналів всіх положень об'єкту для цих трьох випадків зашумленого сигналу (Рис. 2б-г) у порівнянні з результатами ідеального тренувального випадку (Рис. 2а). На Рис. 3 представлені модулі відхилень від правильного положення об'єкта для вхідних сигналів із гаусовим шумом на рівні 11,6 дБ без обробки та із фільтрацією за допомогою цих двох методів. Для цього випадку моделювання гаусового шуму можна зробити висновок, що якість класифікації не покращується після знешумлення цими двома методами, причому метод гусениці дає гірший результат, ніж вейвлет-перетворення. Дійсно, результати, що зображені на Рис. 3, можуть серйозно змінюватись залежно від випадкової реалізації гаусових шумів. Отже, немає визначеної і стабільної переваги одного з методів у порівнянні з іншим. Крім того, іноді знешумлення призводить до гіршого розпізнавання, як це представлено на Рис. 3.

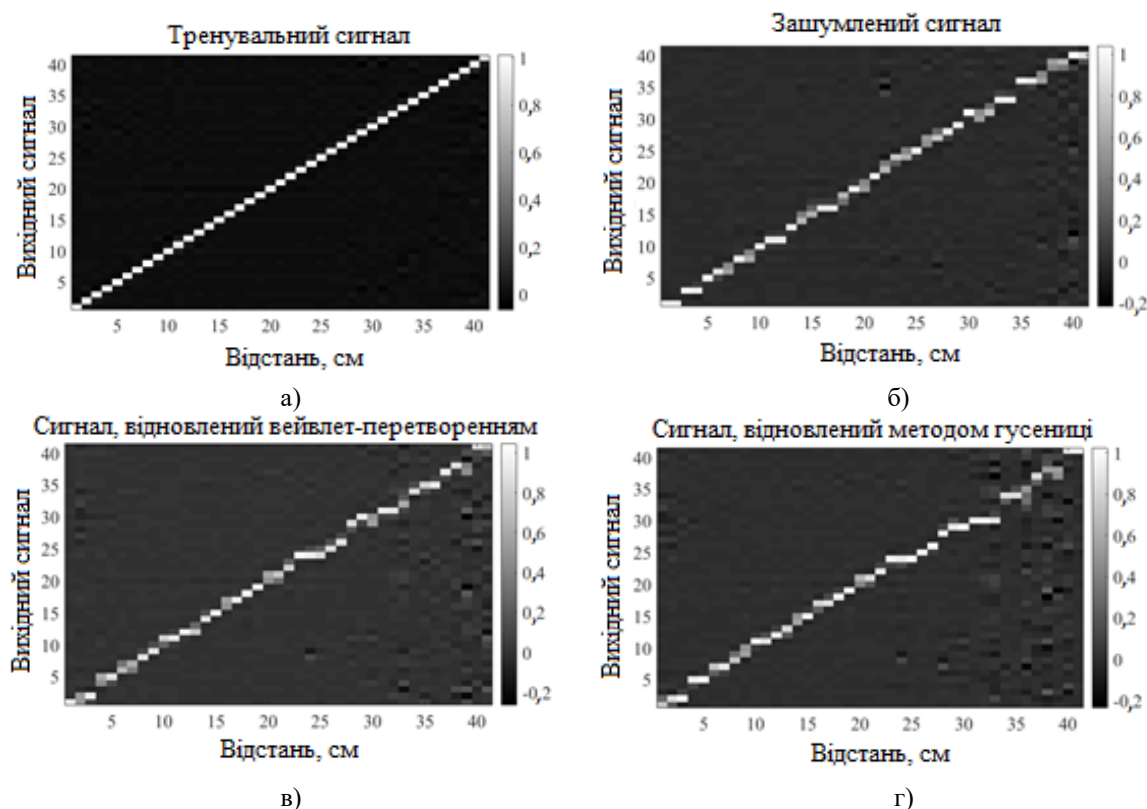


Рис. 2. Вихідні сигнали ШНМ в залежності від відстані до металевого об'єкту, відбите поле від якого аналізується ШНМ, для випадків вхідного сигналу а) без шуму (тренувальна вибірка), б) з ССШ= 11,6 дБ, в) з ССШ= 11,6 дБ після знешумлення вейвлет-перетворенням, г) з ССШ= 11,6 дБ після знешумлення методом гусениці.

Для отримання статистично більш достовірної картини впливу знешумлення на якість класифікації ШНМ було змодельовано 1000 наборів гаусового шуму для п'яти значень ССШ. Отже, результати, що представлені на Рис. 3, були повторені 1000 разів і усереднені для кожної з 41 відстані. Середньоквадратичні відхилення від правильних відповідей ШНМ для ССШ = 23,5; 17,5; 11,6; 6,4; 3,9 дБ зображені на Рис. 4. Видно, що статистично вейвлет-перетворення дає кращі результати знешумлення для всіх значень ССШ порівняно з початковим зашумленим сигналом, але його перевага не є стабільною та вражаючою. Поганий вплив фільтрації методом гусениці можна пояснити самим принципом його роботи: обранням і збереженням ним компонентів сигналу з більшою енергією та відкиданням низькоенергетичних частин, в той час як основна інформація про прихований об'єкт міститься в низькоенергетичних складових сигналу через те, що основна енергія сигналу є відбита від поверхні землі, але вона не несе інформації про прихований об'єкт.

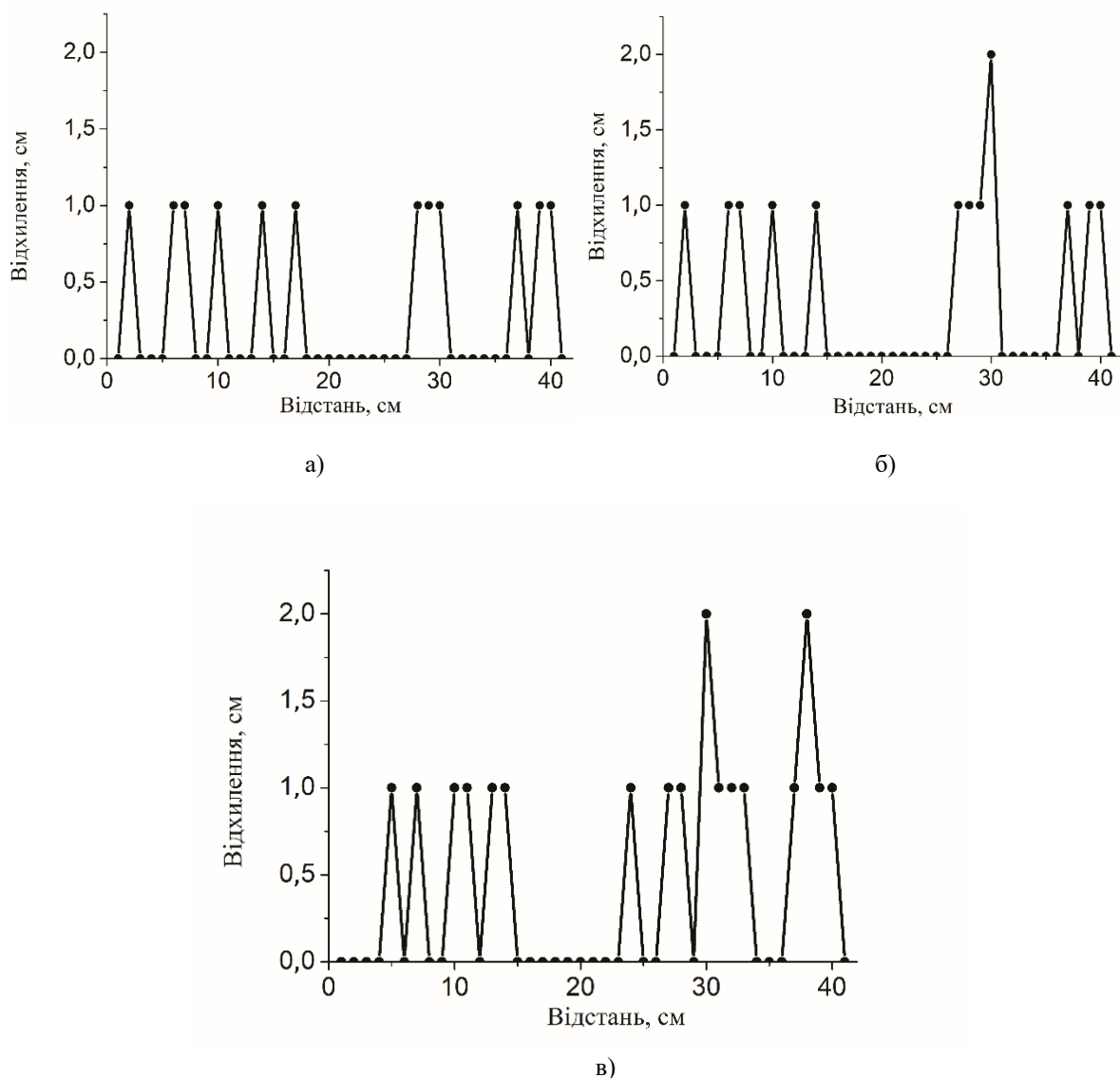


Рис. 3. Середньоквадратичні відхилення від правильних значень вихідних сигналів ШНМ в залежності від відстані до металевого об'єкту для зашумлених гаусовим шумом (ССШ= 11,6 дБ) вхідних сигналів а) без знешумлення, б) зі знешумленням вейвлет-перетворенням, в) зі знешумленням методом гусениці.

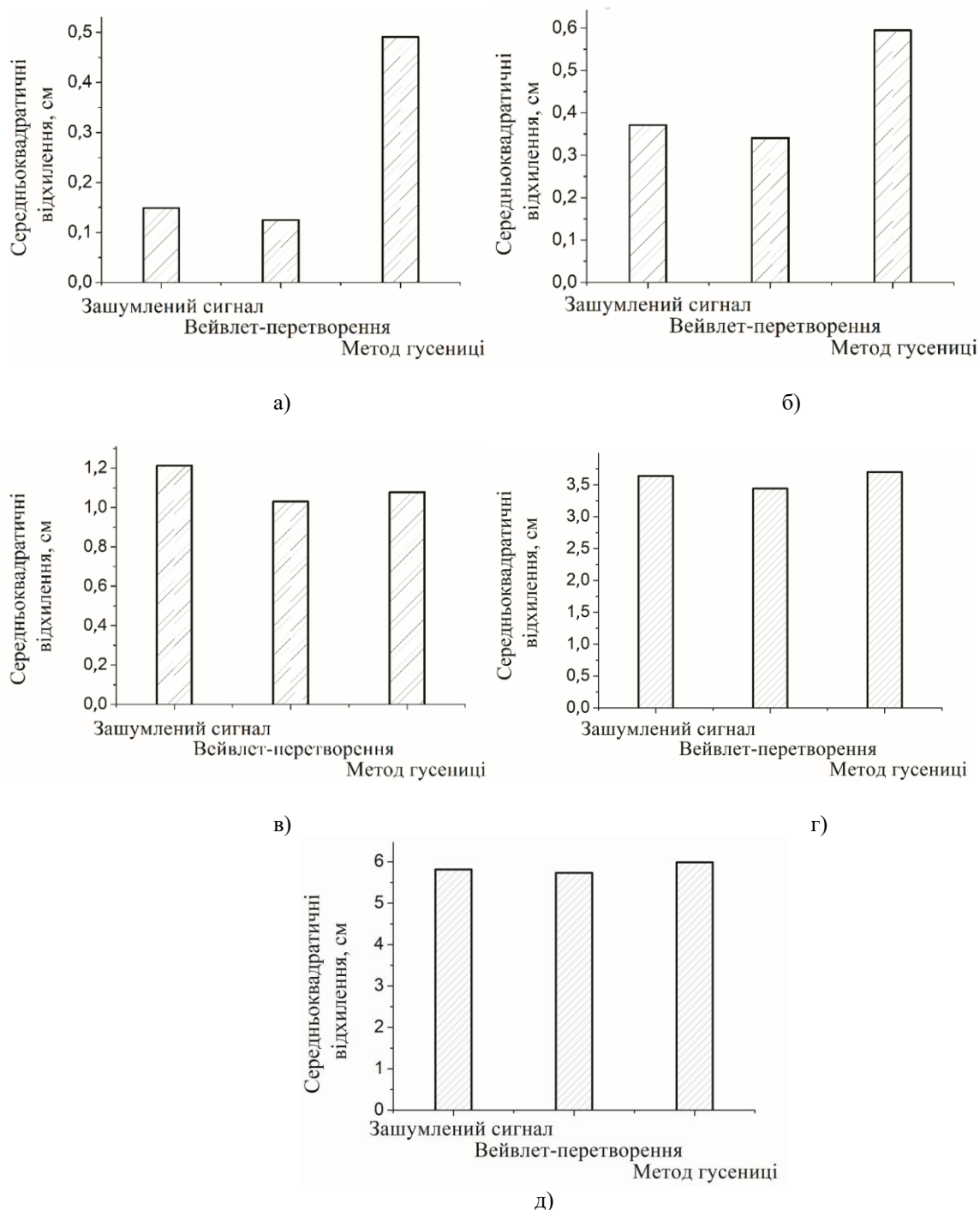


Рис. 4. Середньоквадратичні відхилення у вихідних сигналах у порівнянні з тренувальним набором рівнів: без знешумлення, зі знешумленням вейвлет-перетворенням та методом гусениці для різних рівнів доданого шуму: а) ССШ = 23,5 дБ, б) ССШ = 17,5 дБ., в) ССШ = 11,6 дБ, г) ССШ = 6,4 дБ, д) ССШ = 3,9 дБ.

ВИСНОВКИ

Апроксимаційні властивості ШНМ дозволяють їм ефективно протистояти шумам у вхідних даних. Застосування попередньої обробки вхідних сигналів для знешумлення без знання шумової природи призводить до непередбачуваних результатів класифікації ШНМ. Статистично незначне поліпшення розпізнавання об'єкта досягнуто шляхом застосування вейвлет-перетворення, тоді як метод гусениці майже завжди призводить до погіршення класифікації об'єктів через те, що при дистанційному зондуванні корисна інформація міститься в складових відбитого поля, що мають малу енергію.

ПОДЯКА

Автори висловлюють подяку Почаніну Г.П. за корисні обговорення в процесі виконання цієї роботи.

Стаття містить результати досліджень НДР «Імпульсні та синусоїдальні поля у нелінійних і шаруватих електродинамічних структурах та наносистемах як перетворювачах полів і моделей елементів спінтроники» (№ держреєстрації 0117U004851, 2017–2019).

КОНФЛІКТ ІНТЕРЕСІВ

Автори повідомляють про відсутність конфлікту інтересів.

Authors' ORCID ID

О. М. Dumin  <http://orcid.org/0000-0001-5067-9689>
V. A. Plakhtii  <http://orcid.org/0000-0002-0442-2716>
O. A. Prishchenko  <http://orcid.org/0000-0001-7143-9545>
D. V. Shyrokorad  <http://orcid.org/0000-0002-2784-4081>
I. S. Volvach  <http://orcid.org/0000-0003-0537-2092>

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Daniels DJ. Ground penetrating radar, 2nd ed. London; IEEE; 2004. 726 p.
2. Harmuth H. Nonsinusoidal waves for radar and radiocommunications. New York: Academic Press; 1981. 396 p.
3. Taylor JD. Ultrawidebandradar: applications and design. Boca Raton, New York: CRC Press; 2012. 536 p.
4. Ristic A, Govedarica M, Vrtunski M, Petrovacki D. Application of GPR for creating underground structure model of specific areas of interest. Proceedings of the 15th International Conference on Ground Penetrating Radar; 2014 Jun 30- Jul 4; Brussels; p. 450–455.
5. Liu H, Huang X, Xing B, Cui J, Spencer BF, Liu QH. Estimating Azimuth of Subsurface Linear Targets By Polarimetric GPR. Proceedings of the IEEE International Geoscience and Remote Sensing Symposium; 2018 Jul 22-27; Valencia; p. 6784–6787.
6. Tivive FHC, Bouzerdoum A, Abeynayake C. GPR Target Detection by Joint Sparse and Low-Rank Matrix Decomposition. IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing. 2018 of November;57(5):2583–2595.
7. Zhao S, Al-Qadi IL. Super-Resolution of 3-D GPR Signals to Estimate Thin Asphalt Overlay Thickness Using the XCMP Method. IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing. 2018 Aug;57(2):893–901.
8. Taflove A, Hagness S. Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method, 3rd ed. Boston, London; Artech House; 2005. Chapter 9, Computational Electromagnetics: The Finite-Difference Time-Domain Method; p. 629–669.
9. Liu Y, Guo LX. FDTD investigation on GPR detecting of underground subsurface layers and buried objects. Proceedings of the IEEE MTT-S International Conference on Numerical Electromagnetic and Multiphysics Modeling and Optimization; 2016 Jul 27-29; Beijing; p. 1–2. doi: 10.1109/NEMO.2016.7561622
10. Giannakis I, Giannopoulos A, Warren C. A Machine Learning-Based Fast-Forward Solver for Ground Penetrating Radar With Application to Full-Waveform Inversion. IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing. 2019 January;57(7):4417–4426.
11. Hasija K, Vadhera S, Kumar A, Kishore A. Detection and location of faults in underground cable using Matlab/Simulink/ANN and OrCad. Proceedings of the 6th IEEE Power India International Conference; 2014 Dec 5-7; Delhi. p. 1–5. doi: 10.1109/POWERI.2014.7117624
12. Birkenfeld S. Automatic detection of reflexion hyperbolas in gpr data with neural networks. Proceedings of the World Automation Congress; 2010 Sep 19-23; Kobe;. p. 1–6.
13. Shyrokorad D, Dumin O, Dumina O, Katrich V, Chebotarev V. Approximating properties of artificial neural network in time domain for the analysis of electromagnetic fields reflected from model of human body surface. Proceedings of the Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves; 2010 Jun 21-26; Kharkiv; p. 1–3. doi: 10.1109/MSMW.2010.5546075
14. Moon WM, Miao XG, Singhroy V, Lowman PD. Integrated geophysical imaging of the Sudbury Structure using ERS-1 SAR and other airborne geophysical data. Proceedings of the IEEE International Geoscience and Remote Sensing Symposium; 1994 Aug 8-12; Pasadena; p. 711.
15. Zhou Y, Chen W. MCA-Based Clutter Reduction From Migrated GPR Data of Shallowly Buried Point Target. IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing. 2008 September;57(1):432–448.
16. Bai X, Peng X. Radar Image Series Denoising of Space Targets Based on Gaussian Process Regression. IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing. 2009 Feb;57(7):4659–4669.

17. Dumin O, Prishchenko O, Pochanin G, Plakhtii V, Shyrokorad D. Subsurface Object Identification by Artificial Neural Networks and Impulse Radiolocation. Proceedings of the IEEE Second International Conference on Data Stream Mining; 2018 Aug 21-25; Lviv; p. 434–437.
18. Ogurtsova T, Ruban V, Pojedinchuk A, Pochanin O, Pochanin G, Capineri L, Falorni P, Borgioli G, Bechtel T, Crawford F. Criteria for Selecting Object Coordinates at Probing by the Impulse UWB GPR with the “1Tx + 4Rx” Antenna System. Proceedings of the International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals; 2018 Sep 4-7; Odessa; p. 161–164.
19. Varyantsia-Roshchupkina LA, Roshchupkin SV. Subsurface object imaging with two types of RTR-differential GPR system. Proceedings of the 8th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals; 2016 Sep 5-11; Odessa; p. 145–147.
20. Haykin S. Neural Networks, 2nd ed, New Jersey: Prentice-Hall; 1999. p. 823.
21. Shyrokorad D, Dumin O, Dumina O. Time domain analysis of reflected impulse fields by artificial neural network. Proceedings of the 4th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals; 2008 Sep 15-19; Sevastopol; p. 124–126.
22. Dumin O, Dumina O, Shyrokorad D. Time domain analysis of fields reflected from model of human body surface using artificial neural network. Proceedings of the 3rd European Conference on Antennas and Propagation; 2009 Mar 23-27; Berlin; p. 235–238.
23. Shyrokorad D, Dumin O, Dumina O, Katrich V. Analysis of transient fields reflected from model of human body surface using convolutional neural network. Proceedings of the International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory; 2010 Sep 6-8; Kyiv; p. 1–4. doi: 10.1109/MMET.2010.5611389.
24. Dumin OM, Prishchenko O, Shyrokorad D, Plakhtii V. Application of UWB Electromagnetic Waves for Subsurface Object Location Classification by Artificial Neural Networks. Proceedings of the 9th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals; 2018 Sep 4-7; Odessa; p. 290–293.

Оригінальна стаття

<https://doi.org/10.26565/2311-0872-2019-31-04>

УДК 537.86

**СИСТЕМА ПОЗИЦІОНУВАННЯ НА ІМПУЛЬСНИХ
НАДШИРОКОСМУГОВИХ ПОЛЯХ****О. М. Думін¹, В. А. Плахтій¹, І. Д. Персанов¹, Ш. Као²**¹Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна, 61022, м. Харків, м. Свободи, 4E-mail: dumin@karazin.ua²Університет Ціньдао, Китайська народна республіка, 266071, провінція Шандунь, м. Ціньдао,
шоше Нінь Ся, 308E-mail: 1240805801@qq.com

Надійшла до редакції 11 жовтня 2019 р.

Актуальність. Системи позиціонування на основі радіохвиль широко застосовуються як у глобальному масштабі, так і для точного визначення положення об'єктів у закритих приміщеннях. Глобальні системи позиціонування, як правило, потребують коштовної високоякісної часової синхронізації, допускають суттєві похибки за неналежних погодних умов, при падінні радіохвиль на земну поверхню під малими кутами, затінюванні приймачів великогабаритними перешкодами та за наявності радіоелектронних завад різної природи.

Мета роботи. Пропонується дослідження принципово нової системи позиціонування із використанням надширокосмугових імпульсних електромагнітних полів та їхнього аналізу штучною нейронною мережею.

Матеріали та методи. Для визначення положення приймача надширокосмугових хвиль використовується явище зміни форми імпульсу від кута, під яким він випромінюється антеною. Для початку, розглядається двовимірний випадок цієї задачі. Збуджуючи різними імпульсними сигналами дві антени, що рознесені на відому відстань одна від одної, можна визначити місце розташування приймача за умови знання кутів приходу імпульсів від кожної антени. В якості опромінювачів використовуються надширокосмугові антени типу «метелик», які збуджуються гаусовими імпульсами різної тривалості. Форми прийнятих імпульсів розраховуються методом кінцевих різниць у часовому просторі (FDTD). Класифікація часових форм прийнятих електромагнітних хвиль від різних антен під різними кутами випромінювання здійснюється глибокою нейронною мережею.

Результати. Показано, що штучна нейронна мережа для проведення класифікації особливу увагу приділяє проміжкам часу, де прийнятий імпульс змінюється найшвидше. Чотиришарова мережа безпомилково розрізняє прийняті сигнали від різних антен. Числове моделювання електродинамічної задачі та навчання штучної нейронної мережі показало можливість визначення кутів випромінювання штучною нейронною мережею з точністю до одного градуса за деякими непринциповими винятками. Використовуючи базу між антенами в 50 метрів, досягнута точність визначення положення приймача не гірше 62 см в квадраті 50 на 50 метрів за винятком деяких кутів, для яких точність падає до 2 метрів.

Висновки. Властивість антен змінювати форму випромінених надширокосмугових імпульсів від кута може бути використана для побудови нової системи позиціонування, яка не потребує часової синхронізації із передавачем. Запропонована система може бути ефективно використана у закритих приміщеннях. Відмінною особливістю системи позиціонування на імпульсних електромагнітних хвилях є її висока завадостійкість до існуючих вузькосмугових електромагнітних хвиль.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: система позиціонування, штучна нейронна мережа, імпульсна електромагнітна хвиля, класифікація сигналів, надширокосмугові антени.

POSITIONING SYSTEM ON IMPULSE ULTRAWIDEBAND FIELDS**¹O. M. Dumin, ¹V. A. Plakhtii, ¹I. D. Persanov, ²S. Cao**¹V. N. Karazin Kharkiv National University, 4, Svobody Square, Kharkiv, 61022, Ukraine²School of Electronic Information Qing Dao University, 308 Ningxia Road, Qingdao, Shandong,
266071, China

Background: The systems of positioning on the base of radiowaves are widely used both in a global scale and for the exact position-finding of objects indoors. Global systems of positioning usually need valuable high-quality time synchronization, assume substantial errors at improper weather, at falling of radio waves on the earth surface at small angles, shading of transceivers by large obstacles, and at presence of radio electronic interferences of different nature.

Objectives Investigation of the new system of positioning on the ultrawideband impulse electromagnetic fields and their analysis by an artificial neural network is proposed.

Materials and methods: The phenomenon of the pulse form change on angle of radiation by antenna is used for the determination of the position of ultrawideband receiver. At first, the two-dimensional case of the problem is considered. Exciting two antennas separated at known distance by means of different impulse signals it is possible to define the

place of location of receiver if we know the angles of arrival of impulses from each antenna. The ultrawideband bow-tie antennas excited by the Gaussian impulses of different durations are used as irradiators. The forms of the received impulses are calculated by method of Finite Differences in Time Domain (FDTD). The classification of the time forms of the received electromagnetic waves from different antennas at different angles of radiation is carried out by a deep neural network.

Results: It is shown that for the classification the artificial neural network pays special attention to the intervals of time where the received impulse changes quickly. The four-layer network faultlessly distinguishes the obtained signals from different antennas. The numerical calculation of the electromagnetic problem and artificial neural network training show the possibility of determination of angles of radiation by the network with the accuracy of one degree excepting some cases. Using the basis between antennas of 50 meters the precision of receiver position determination is not worse than 62 cm in the square domain of 50 meter size eliminating some angles where the accuracy falls to 2 meters.

Conclusion: Property of antennas to change the form of radiated ultrawideband impulses for different angles can be used for the construction of the new system of positioning that does not need the time synchronization with transmitters. The proposed system can be effectively employed indoors. The distinctive feature of the impulse electromagnetic wave positioning system is its immunity to the existent narrowband electromagnetic waves.

KEY WORDS: positioning system, artificial neural network, impulse electromagnetic wave, classification of signals, ultrawideband antennas.

СИСТЕМА ПОЗИЦИОНИРОВАНИЯ НА ИМПУЛЬСНЫХ СВЕРХШИРОКОПОЛОСНЫХ ПОЛЯХ

А. Н. Думин¹, В. А. Плахтій¹, И. Д. Персанов¹, Ш. Као²

¹ Харьковський національний університет імені В.Н. Каразіна, 61022, г. Харків, пл. Свободи, 4

² Університет Циньдао, Китайська народна республіка, 266071, провінція Шандунь, г. Циньдао, шосе Нинь Ся, 308

Актуальность. Системы позиционирования на основе радиоволн широко применяются как в глобальном масштабе, так и для точного определения положения объектов в закрытых помещениях. Глобальные системы позиционирования, как правило, нуждаются в дорогостоящей высококачественной временной синхронизации, допускают существенные погрешности при ненадлежащих погодных условиях, при падении радиоволн на земную поверхность под малыми углами, затенении приемников крупногабаритными препятствиями и при наличии радиоэлектронных помех различной природы.

Цель работы. Предлагается исследование принципиально новой системы позиционирования с использованием сверхширокополосных импульсных электромагнитных полей и их анализа искусственной нейронной сетью.

Материалы и методы. Для определения положения приемника сверхширокополосных волн используется явление изменения формы импульса от угла, под которым он излучается антенной. Для начала, рассматривается двумерный случай этой задачи. Возбуждая разными импульсными сигналами две антенны, которые разнесены на известное расстояние одна от другой, можно определить месторасположение приемника при условии знания углов прихода импульсов от каждой антенны. В качестве облучателей используются сверхширокополосные антенны типа "бабочка", которые возбуждаются гауссовыми импульсами разной длительности. Формы принятых импульсов рассчитываются методом конечных разностей во временной области (FDTD). Классификация временных форм принятых электромагнитных волн от разных антенн под разными углами излучения осуществляется глубокой нейронной сетью.

Результаты. Показано, что искусственная нейронная сеть для проведения классификации особое внимание уделяет промежуткам времени, где принятый импульс изменяется быстрее всего. Четырехслойная сеть безошибочно различает принятые сигналы от разных антенн. Численное моделирование электродинамической задачи и обучение искусственной нейронной сети показало возможность определения углов излучения искусственной нейронной сетью с точностью до одного градуса за некоторыми непринципиальными исключениями. Используя базу между антеннами в 50 метров, достигнута точность определения положения приемника не хуже 62 см в квадрате 50 на 50 метров за исключением некоторых углов, для которых точность падает до 2 метров.

Выводы. Свойство антенн изменять форму излучаемых сверхширокополосных импульсов от угла может быть использовано для построения новой системы позиционирования, которая не нуждается во временной синхронизации с передатчиком. Предложенная система может быть эффективно использована в закрытых помещениях. Отличительной особенностью системы позиционирования на импульсных электромагнитных волнах является ее высокая стойкость к существующим узкополосным электромагнитным волнам.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: система позиционирования, искусственная нейронная сеть, импульсная электромагнитная волна, классификация сигналов, сверхширокополосные антенны.

В теперішній час системи позиціонування широко використовуються і мають цілу низку різноманітних застосувань. У існуючих систем на точність визначення координат впливає затінення та багатопроменеве поширення електромагнітної хвилі, що випромінюється супутниками. Наприклад, такий популярний напрямок як точне землеробство вимагає такої точності позиціонування, яку не можна забезпечити традиційною Глобальною Системою Позиціонування (GPS) [1]. Щоб вдосконалити цю систему широко використовуються нейронні мережі для прогнозування та виправлення їхніх помилок.

На відміну від класичних вузькосмугових антен, надширокосмугові антени мають цінну властивість випромінювати імпульси різних часових форм у різних напрямках [2]. Ймовірно, на це явище вперше було звернено увагу в роботах Хармута [3]. Це є природним для антен, беручи до уваги зміну їхніх діаграм напрямленості при зміні робочої частоти. В даній роботі пропонується і досліджується нова система позиціонування, яка заснована на використанні залежності часової форми хвиль, що випромінюються під різними кутами. Так система, згідно існуючої класифікації [4], є системою на основі знання кута прийому. Така система не потребує часової синхронізації [5], що її суттєво здешевлює у порівнянні з відомими системами із використанням атомних годинників. Заради простоти ми не будемо враховувати зміну часової форми випромінюваної хвилі при переході із ближньої в дальню зону антени. Хоча не можна відкидати можливість її використання для додаткового підвищення точності визначення координат у майбутніх дослідженнях.

Визначення кута випромінювання вимагає дуже чутливого методу розрізнення форми імпульсу. Для цього ми пропонуємо використовувати штучну нейронну мережу (ШНМ). Вони відомі тим, що допомагають швидко розпізнавати об'єкти на малюнках, фотографіях та в текстах. Можна помітити, що цей підхід демонструє хорошу чутливість та швидкість розпізнавання. Можливість знайти оптимальний алгоритм обробки даних в навчанні ШНМ була наочно проілюстрована для фізичної проблеми з повторенням умов навчання для періодичної структури [6].

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧІ

Плоска прямокутна область опромінюється двома імпульсними антенами типу «метелик», розташованими у її верхніх кутах, як показано на Рис. 1. Дана конструкція антен вибрана через їхню простоту, надширокий діапазон робочих частот та можливість випромінювання надкороткої імпульсної хвилі з несуттєвими спотвореннями часової форми [7]. Кожна антена збуджується імпульсною напругою з гаусовою часовою формою з тривалостями 0,2 та 0,15 нс. Приймач у точці з невідомими координатами (X, Y) реєструє X -складову електричного поля, що є зручним через відсутність необхідності змінювати орієнтацію поляризації приймальної антени при переміщенні приймача. Якщо нам відомі кути надходження імпульсних хвиль від кожної антени θ_1 та θ_2 та база d (Рис. 1), то положення спостерігача можна легко обчислити не вимагаючи часової синхронізації між передавачем та приймачем. Отримання кутів випромінювання може бути реалізовано ШНМ, яка повинна зробити класифікацію прийнятих імпульсів за часовими формами для низки кутів з постійним кроком і для кожної антени після її попереднього навчання.

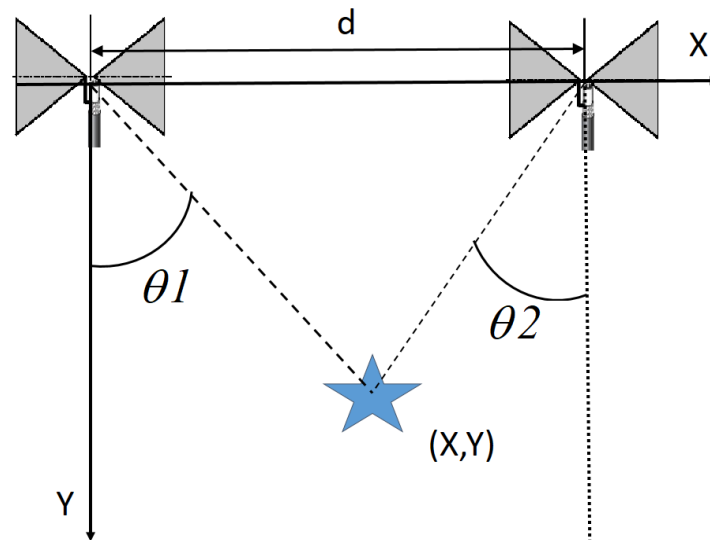


Рис. 1. Геометрія задачі.

Вважаємо, що розрізнення антен може здійснюватися однією ШНМ через різну тривалість їхніх імпульсів збудження. Очікується, що ШНМ не зробить великих помилок при аналізі сигналів, отриманих під довільними кутами через хороші апроксимаційні властивості ШНМ для таких випадків. Дані для навчання ШНМ отримуються шляхом числового моделювання задачі випромінювання антен методом FDTD. Отримані залежності амплітуди електричної компоненти поля від часу під заданими кутами нормуються, дискретизуються та інтерполюються, і цей набір амплітуд направляється до ШНМ для її навчання.

РОЗВ'ЯЗАННЯ ЗАДАЧІ ТА ЧИСЛОВЕ МОДЕЛЮВАННЯ

Для числового моделювання вибираємо крок по куту в 1 градус, крок по часу – 0,01 нс, відстань між антенами $d = 50$ м. Нормовані часові та кутові залежності амплітуди електричної складової випромінюваної хвилі представлені на Рис. 2 та Рис. 3, які побудовані для збудження імпульсами з тривалістю 0,2 та 0,15 нс відповідно. Видно, що зміна часової форми поля є плавною, тому ШНМ повинна бути дуже чутливою до таких малих змін.

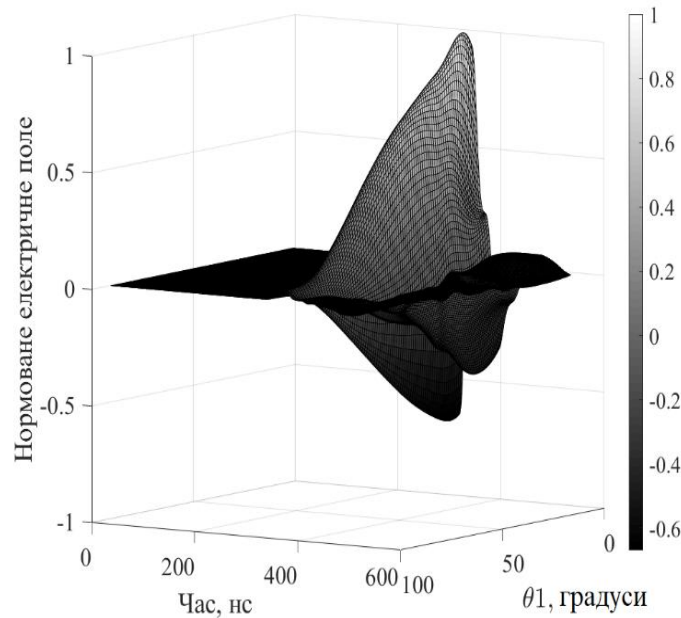


Рис. 2. Нормовані значення амплітуди випромінюваного першою антеною поля від часу при збудженні імпульсом з тривалістю 0,2 нс.

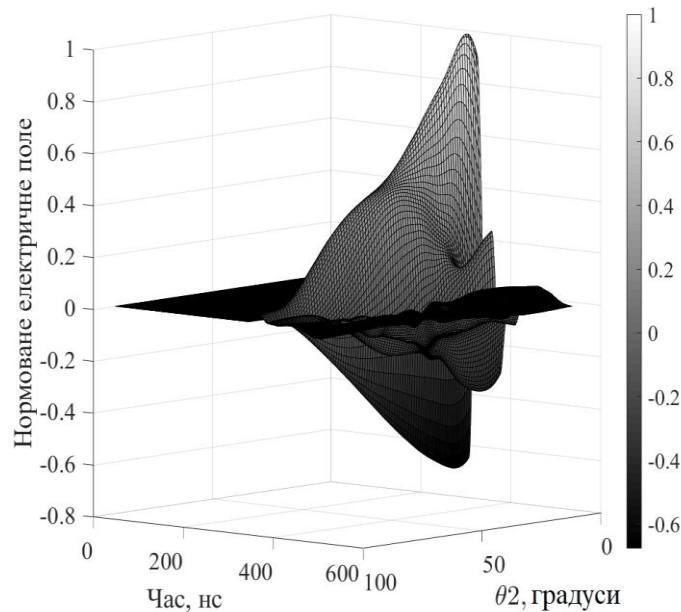


Рис. 3. Нормовані значення амплітуди випромінюваного першою антеною поля від часу при збудженні імпульсом з тривалістю 0,15 нс.

Глибока ШНМ структури, яка зображена на Рис. 4, використовується для вирішення задачі класифікації кута випромінювання та антени, яка його здійснила. У ШНМ використовується обмежена функція лінійного збудження (ReLU). ШНМ має 540 вхідних нейронів для всіх 540 амплітуд прийнятого

імпульсу та 182 вихідних нейронів, що відповідають діапазону кутів (0° - 90°) для θ_1 (вихід 1-91) і такому ж діапазону кутів для θ_2 (вихід 92-182).

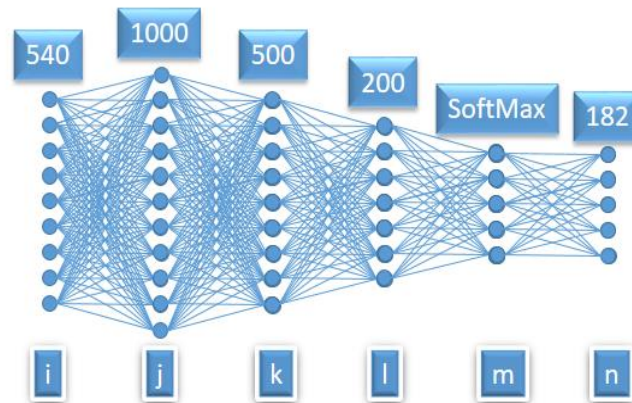


Рис. 4. Структура штучної нейронної мережі.

Результат тренування ШНМ полягає у визначенні вагових коефіцієнтів на всіх шарах ШНМ. Значення коефіцієнтів першого прихованого шару (див. Рис. 4) представлені на Рис. 5. У попередніх роботах було показано, що ШНМ може знайти свій власний оптимальний метод обробки даних [6]. Очікується, що майже нульові значення вагових коефіцієнтів мають відповідати вхідним даним, які не містять жодної інформації, наприклад, поки електромагнітна хвиля не надійде до точки спостереження. З часових форм імпульсів на Рис. 2 і 3 видно, цьому відповідають точки до $i = 300$. На Рис. 5 показано, що саме значення для $i > 300$ беруть участь у розпізнаванні форми імпульсу. Велике відхилення значень коефіцієнта спостерігається в моменти швидкої зміни амплітуд. Для успішної роботи ШНМ необхідно забезпечити відповідність вхідних даних ШНМ та амплітуд прийнятого імпульсу у визначені моменти часу. Синхронізація прийнятого сигналу з дискретизацією для ШНМ може бути реалізована на практиці кореляційними методами.

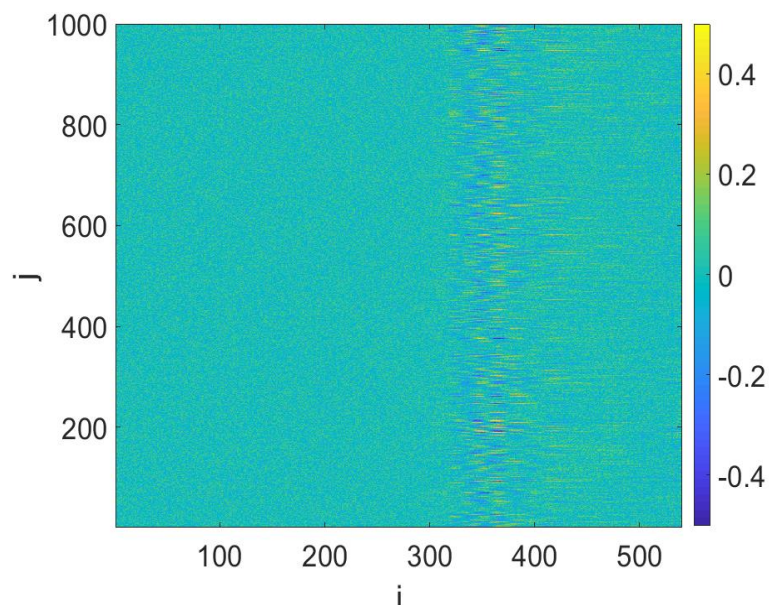


Рис. 5. Значення вагових коефіцієнтів перед першим прихованим шаром ШНМ.

Ймовірно, завдяки подібності часових форм сигналів для близьких кутів, ШНМ запропонованої структури не може бути повністю навчена для всіх кутів однаково успішно. Для перевірки результатів навчання ШНМ його вихідні значення побудовані на Рис. 6 для ідеальних вхідних сигналів. Можна

оцінити роботу ШНМ як задовільну навіть для малих кутів. Зменшення значень амплітуд виходів не має вирішального значення для класифікації, оскільки інші, неправильні виходи мають помітно менші вихідні значення.

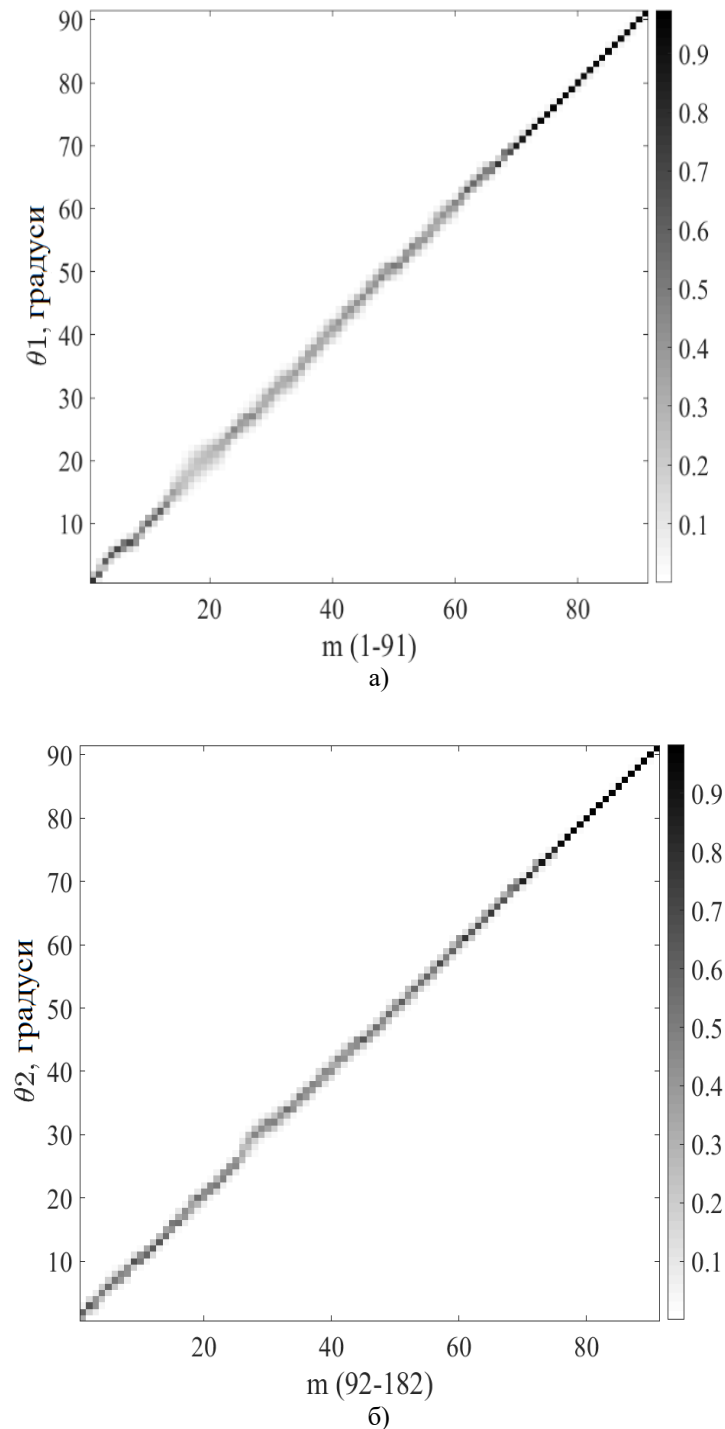
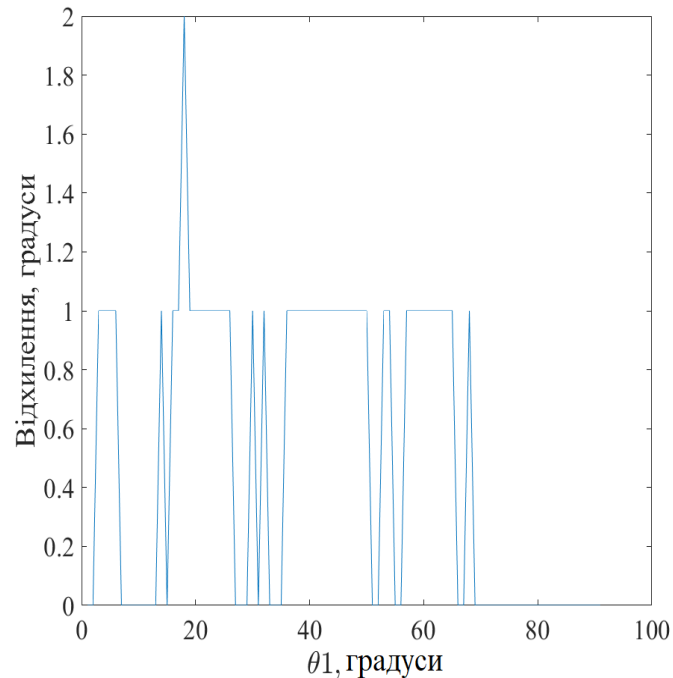


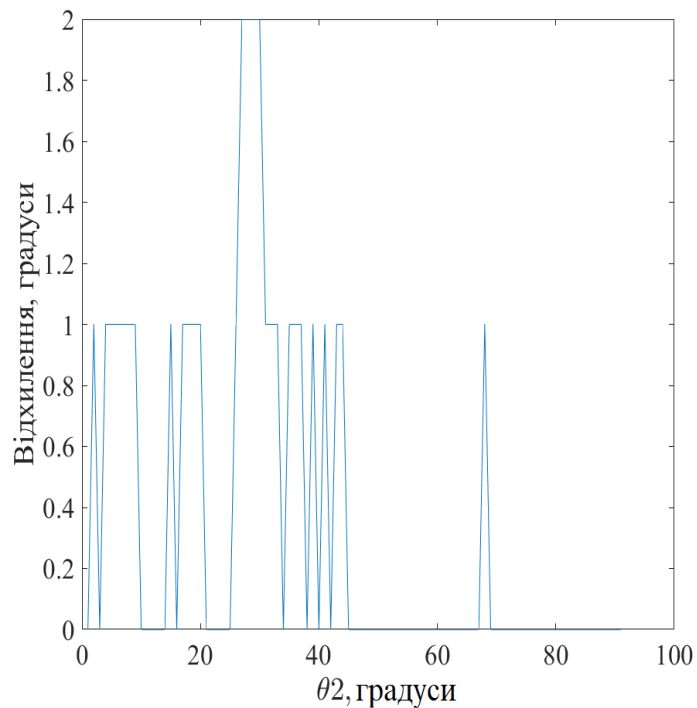
Рис. 6. Вихідні значення ШНМ (у градусах кутів випромінювання) при розпізнаванні відповідних модельних випромінених імпульсів першою (а) та другою антеною (б).

Нажаль, Рис. 6 не дозволяє чітко оцінити величини помилок розпізнавання кутів, тому ці помилки побудовані на Рис. 7. Видно, що точність класифікації при малих кутах інколи нижче запланованої. Важко пояснити причину цього явища, особливо враховуючи чудове розрізнення імпульсів від різних антен, тобто ШНМ не плутає поля, що випромінюються антенами при їхньому збудженні імпульсами з

тривалостями 0,2 нс і 0,15 нс. Більш широкий діапазон точного розпізнавання кута для другої антени із збудженням 0,15 нс можна пояснити більш швидкими змінами амплітуди в часі для даної конструкції антени.



а)



б)

Рис. 7. Помилки у визначенні ШНМ кута випромінювання першої (а) та другої антени (б).

Крок кута, обраний для числового моделювання, дозволяє визначати кожен кут випромінювання з максимальною точністю $\pm 0,5$ градуса за умови, що ШНМ не перенавчена. Для цього випадку невизначеність положення приймача проілюстрована на Рис. 8. Помилки у визначенні кута через недоліки у навчанні ШНМ додатково зменшують загальну точність системи. На Рис. 9 показана загальна точність для випадку, коли у визначенні обох кутів маємо помилки в 1 градус. Один з найгірших випадків помилок

у 2 градуси для θ_1 та 1 градуси для θ_2 зображений на Рис. 10. Можна зробити висновок, що за умови успішного тренування ШНМ система позиціонування вибраного розміру бази може забезпечити точність кращу за $\pm 0,62$ м, тоді як на даному етапі точність поки що краща ніж ± 2 м.

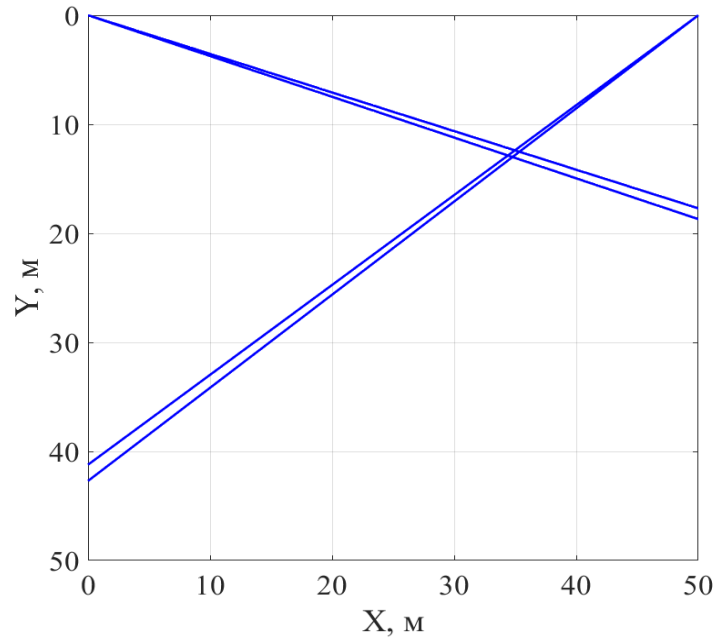


Рис.8. Типова невизначеність положення приймача ($\theta_1 = 70$ град., $\theta_2 = 50$ град.).

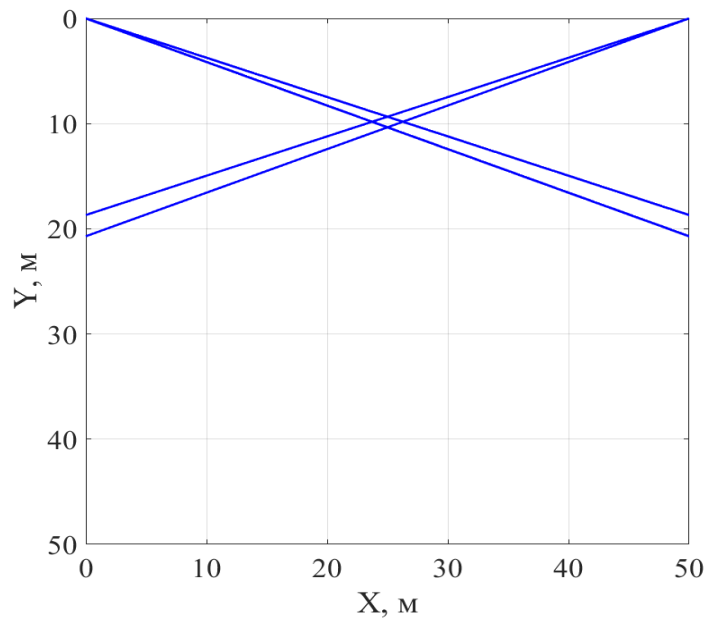


Рис. 9. Невизначеність положення приймача при похибці в 1 градус ($\theta_1 = 68$ град., $\theta_2 = 68$ град.).

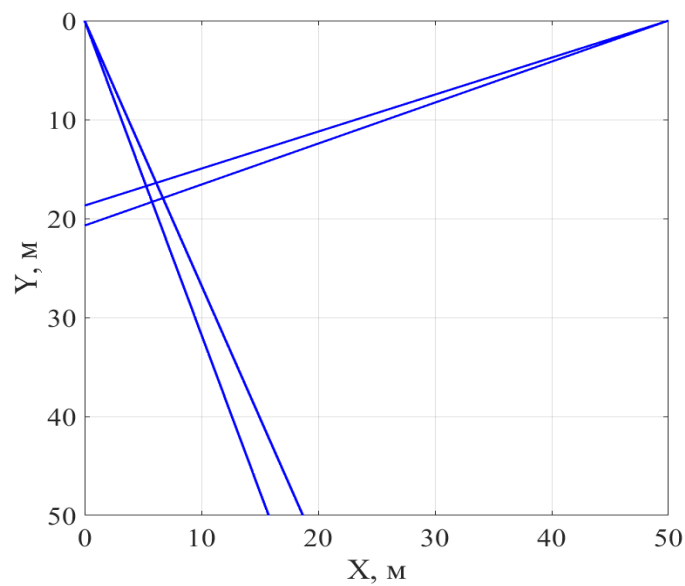


Рис. 10 Невизначеність положення приймача для однієї з найгірших комбінацій кутів ($\theta_1 = 18$ град., $\theta_2 = 68$ град.).

На відміну від випадку обмеженої квадратної області, зображеної на Рис. 8-10, є можливість проілюструвати точність позиціонування для довільної комбінації кутів. Абсолютні відхилення вздовж осі ОХ представлені на Рис. 11 для всіх можливих комбінацій значень кутів. Очевидно, що величини абсолютної похибки будуть наближатися до нескінченності під невеликими кутами. Помітно менші похибки вздовж ОУ, викликані ШНМ, зображені на Рис. 12. Абсолютні значення сумарних відхилень представлені на Рис. 13. Легко бачити, що відхилення вздовж осі ОХ майже повністю визначають величини абсолютних помилок. Можливо, підвищення точності системи позиціонування при малих кутах може бути досягнуто за допомогою додаткового третього випромінювача зі своїм унікальним імпульсним збудженням.

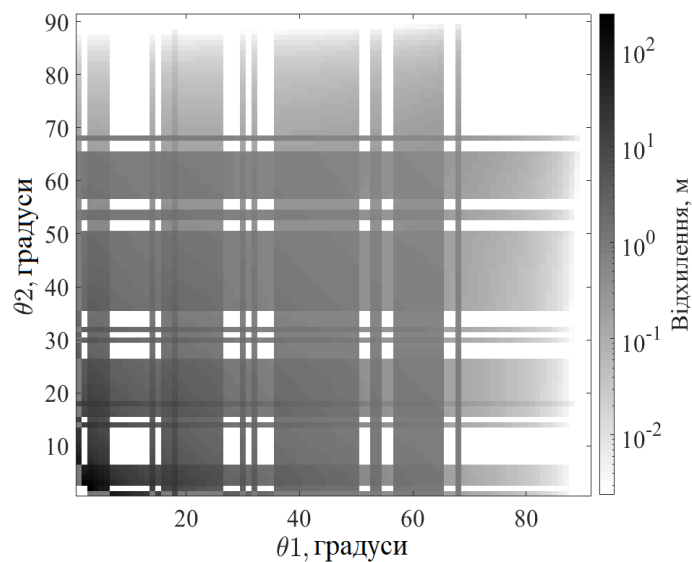


Рис.11. Абсолютні відхилення від істинного положення приймача вздовж осі ОХ для різних комбінацій кутів.

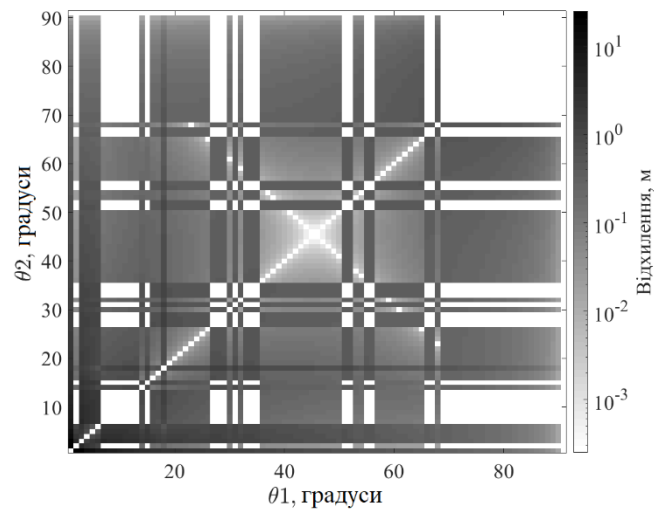


Рис.12. Абсолютні відхилення від істинного положення приймача вздовж осі OY для різних комбінацій кутів.

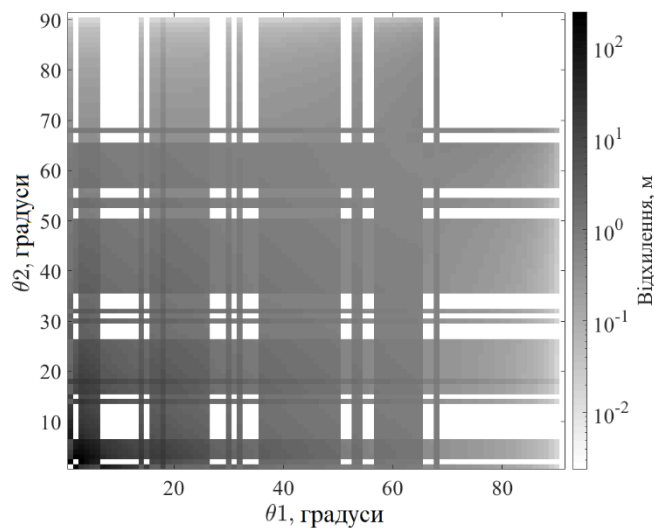


Рис.13. Сумарні абсолютні відхилення від істинного положення приймача для різних комбінацій кутів.

ВИСНОВКИ

Властивість антен змінювати форму випромінених надширококутних імпульсів від кута може бути використана для побудови нової системи позиціонування, яка не потребує часової синхронізації із передавачем. Запропонована система може бути ефективно використана у закритих приміщеннях. Відмінною особливістю позиціонування на імпульсних електромагнітних хвилях є її висока завадостійкість до існуючих вузькосмугових електромагнітних хвиль.

КОНФЛІКТ ІНТЕРЕСІВ

Автори повідомляють про відсутність конфлікту інтересів.

Authors' ORCID ID

O. M. Dumin  <http://orcid.org/0000-0001-5067-9689>

V. A. Plakhtii  <http://orcid.org/0000-0002-0442-2716>

I. D. Persanov  <http://orcid.org/0000-0002-7136-283X>

S. Cao  <https://orcid.org/0000-0002-0156-9181>

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Gangshan W, Chiyuan C, Ning Y, Haifang H, Peifeng X. Design of differential GPS system based on BP neural network error correction for precision agriculture. In Proceedings of 2019 Chinese Intelligent Automation Conference (CIAC-2019); 2019 Sep 20-22; Jiangsu, China. LNEE 586. P . 426–438.
2. Pochanin GP, Pochanina IE, Kholod PV, Masalov SO. The Experiments on Radiation of Short Pulse Signals by the Large Current Radiators of Dr. H. F. Harmuth. Radio Physics and Radio Astronomy. 2002;7(4):379–384.
3. Harmuth HF. Nonsinusoidal Waves for Radar and Radio Communication. New York:Academic Press; 1981.
4. Brena RF, García-Vázquez JP, Galván-Tejada CE, Muñoz-Rodríguez D, Vargas-Rosales C, Fangmeyer J. Evolution of indoor positioning technologies: a survey. Journal of Sensors. 2017;6(359). doi: 10.1155/2017/2630413
5. Exel R. Receiver Design for Time-Based Ranging with IEEE 802.11b Signals. International Journal of Navigation and Observation. 2012;2012:15.
6. Dumin O, Prishchenko O, Pochanin G, Plakhtii V, Shyrokorad D. Subsurface Object Identification by Artificial Neural Networks and Impulse Radiolocation. 2018 IEEE Second International Conference on Data Stream Mining & Processing (DSMP-2018); 2018 Aug 21-25; Lviv, Ukraine. p. 434–437.
7. Persanov I, Dumin O, Plakhtii V, Shyrokorad D. Subsurface object recognition in a soil using UWB irradiation by butterfly antenna. 2019 XXIVth International Seminar/Workshop on Direct and Inverse Problems of Electromagnetic and Acoustic Wave Theory (DIPED); 2019; Lviv, Ukraine. p. 160–163.

Оригінальна стаття

<https://doi.org/10.26565/2311-0872-2019-31-05>

УДК 621.318.134

НЕСПОТВОРЕНИЙ ПРИЙОМ ІМПУЛЬСНОГО СИГНАЛУ БЕЗ НЕСУЩОЇ ЧАСТОТИ ФЕРИТОВОЮ АНТЕНОЮ

Т. М. Огурцова¹, Н. К. Блинова², Г. П. Почанін¹, С. О. Масалов¹, В. В. Усова¹

¹Інститут радіофізики та електроніки імені О.Я. Усикова Національної академії наук України, 61085,
м. Харків, вул. Академіка Проскури, 4

E-mail: otn_tati@ukr.net

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

E-mail: blinova@karazin.ua

Надійшла до редакції 24 жовтня 2019 р.

Актуальність. В останні десятиліття сформувався новий напрямок радіолокації, в якому знайшли своє застосування часово та просторово обмежені сигнали з різноманітними видами обвідної та шириною частотного спектру. Застосування таких надширокополосних (НШП) електромагнітних імпульсів при розв'язанні задач підповерхневого зондування вимагає змін у принципах побудови апаратури радіолокаційних систем, у тому числі і приймальних антенних систем.

Актуальною залишається задача побудови малогабаритної імпульсної НШП приймальної антени, яка має високу чутливість та не спотворює форму сигналу, який приймається. В якості таких антен можна використовувати феритові рамочні антени. Застосування феритових стрижнів у приймальних антенах дає змогу підвищити їх чутливість, залишаючи габарити малими. Методи конструювання НШП імпульсних феритових антен знаходяться ще в початковій стадії свого розвитку і потребують всебічних фундаментальних і прикладних досліджень.

Мета роботи. Дослідити форму наведеного струму у приймальній антені, яка являє собою феритовий стрижень, охоплений витком провідника, при збудженні антени імпульсним електромагнітним полем у вигляді найбільш поширених функцій без несущої частоти.

Методи. Для розрахунків наведених струмів у провіднику, який охоплює феритовий стрижень, використовувався метод кінцевих різниць у часовому просторі (FDTD).

Результати. Виявлено взаємозв'язок та визначені співвідношення між оптимальними, з точки зору ефективного неспотвореного прийому сигналу, електродинамічними параметрами феритового елемента антени та частотно-часовими параметрами збуджуючого імпульсного поля у вигляді найбільш поширених функцій без несущої частоти, а саме функцій Гауса, 1-ї та 2-ї похідних за часом функції Гауса.

Висновки. Визначені параметри феритового елемента імпульсної приймальної антени та збуджуючого імпульсного електромагнітного поля без несущої частоти, при яких приймальна антена у вигляді феритового стрижня, охопленого витком провідника, забезпечує чутливий неспотворений прийом імпульсного сигналу.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: імпульсне електромагнітне поле, імпульсна надширокополосна приймальна феритова антена, феритовий стрижень, імпульс без несущої частоти, спектральні функції

НЕИСКАЖЕННЫЙ ПРИЕМ ИМПУЛЬСНОГО СИГНАЛА БЕЗ НЕСУЩЕЙ ЧАСТОТЫ ФЕРРИТОВОЙ АНТЕННОЙ

Т. Н. Огурцова¹, Н. К. Блинова², Г. П. Почанин¹, С. А. Масалов¹, В. В. Усова¹

¹Институт радиофизики и электроники имени А.Я. Усикова Национальной академии наук
Украины, 61085, г. Харьков, ул. Академика Проскуры, 4

E-mail: otn_tati@ukr.net

²Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина, 61022, г. Харьков, пл. Свободы, 4

E-mail: blinova@karazin.ua

Актуальность. В последние десятилетия сформировалось новое направление радиолокации, в котором нашли свое применение временно и пространственно ограниченные сигналы с различными видами огибающей и шириной частотного спектра. Применение таких сверхширокополосных (СШП) электромагнитных импульсов при решении задач подповерхностного зондирования требует изменений в принципах построения аппаратуры радиолокационных систем, в том числе и приемных антенных систем.

Актуальной остается задача построения компактной импульсной СШП приемной антенны, которая имеет высокую чувствительность и не искажает форму принимаемого сигнала. В качестве таких антенн можно использовать ферритовые рамочные антенны. Применение ферритовых стержней в приемных антеннах позволяет повысить их чувствительность, оставляя габариты небольшими. Методы конструирования СШП импульсных ферритовых антенн находятся еще в начальной стадии своего развития и требуют всесторонних фундаментальных и прикладных исследований.

Цель работы. Исследовать форму наведенного тока в приемной антенне, которая представляет собой ферритовый стержень, охваченный витком проводника, при возбуждении антенны импульсным электромагнитным полем в виде наиболее распространенных функций без несущей частоты.

Методы. Для расчетов приведенных токов в проводнике, охватывающем ферритовый стержень, использовался метод конечных разностей во временном пространстве (FDTD).

Результаты. Выявлена взаимосвязь и определены соотношения между оптимальными с точки зрения эффективного неискаженного приема сигнала электродинамическими параметрами ферритового элемента антенны и частотно-временными параметрами возбуждающего импульсного поля в виде наиболее распространенных функций без несущей частоты, а именно функций Гаусса, 1-й и 2-й производных по времени функции Гаусса.

Выводы. Определены параметры ферритового элемента импульсной приемной антенны и возбуждающего импульсного электромагнитного поля без несущей частоты, при которых приемная антенна в виде ферритового стержня, охваченного витком проводника, обеспечивает чувствительный неискаженный прием импульсного сигнала.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: импульсное электромагнитное поле, импульсная сверхширокополосная приемная ферритовая антенна, ферритовый стержень, импульс без несущей частоты, спектральные функции

UNDISTORTED RECEPTION OF IMPULSE CARRIER-FREE SIGNALS USING A FERRITE ANTENNA

T. N. Ogurtsova¹, N. K. Blinova², G. P. Pochanin¹, S. O. Masalov¹, V. V. Usova¹

¹*O.Ya. Usikov Institute for Radiophysics and Electronics of the National Academy of Science of Ukraine, 12, Ac. Proskura st., Kharkiv, 61085, Ukraine*

E-mail: otn_tati@ukr.net

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

E-mail: blinova@karazin.ua

Relevance. In recent decades, a new direction of radar has emerged. Temporarily and spatially limited signals with different types of envelope and the wide width of the spectrum have found their application here. The use of such ultra-wideband (UWB) electromagnetic pulses in subsurface sounding requires changes in the principles of designing of equipment for radar systems, including receiving antenna systems. The urgent task remains to build compact pulsed UWB receiving antennas that have high sensitivity and do not distort the shape of the received signal. As such antennas, ferrite loop antennas can be used. The use of ferrite rods in receiving antennas allows to increase their sensitivity, leaving the dimensions small. Methods of designing UWB pulsed ferrite antennas are still in the initial stage of their development and require comprehensive fundamental and applied research.

The purpose of work is to investigate the shape of the induced current in the receiving antenna consisting of a ferrite rod with a loop of a conductor when the antenna is excited by a pulsed electromagnetic field of the form of the most common carrier-free signals.

Methods. To calculate the currents induced in a conductor that encloses a ferrite rod, the finite difference time domain method (FDTD) was used.

Results. There were revealed the relationships between optimal from the point of view of effective undistorted signal reception, the electrodynamic parameters of the ferrite element of the antenna, and the time-frequency parameters of the exciting pulse field in the form of the most common carrier-free functions, namely, the Gaussian functions, the 1st and 2nd derivatives in time of the Gauss function.

Conclusions. The parameters of the ferrite element of the pulsed receiving antenna and the carrier-free exciting pulsed electromagnetic field, at which the receiving antenna in the form of a ferrite rod with a loop of conductor provides sensitive undistorted reception of the pulse signals were determined.

KEYWORDS: pulsed electromagnetic field, pulsed ultra-wideband receiving ferrite antenna, ferrite rod, pulse without carrier frequency, spectral functions

ВСТУП

Використання часово та просторово обмежених електромагнітних полів (імпульсів) з різноманітними видами обвідної та шириною спектра розширило можливості традиційної радіолокації [1-4].

Зокрема, такі імпульси широко використовуються при розв'язанні практичних задач підповерхневого зондування. У цій області радіолокації актуальною залишається задача побудови малогабаритної імпульсної НШС приймальної антени, яка має високу чутливість та не спотворює форму сигналу, що приймається.

В якості таких антен можна використовувати рамочні антени з феритовими стрижнями. Наявність фериту суттєво впливає на процеси, які відбуваються в антені при прийомі НШС імпульсного сигналу. В даному випадку виявляються задіяними одразу два механізми. По-перше, виток проводника є елементом, який більш чутливий до швидких змін магнітного поля. Повільні зміни індукують в ньому дуже малий струм. А використання феритового стрижня, який намагнічується повільніше і концентрує в собі збуджуюче антену магнітне поле, дозволяє значно збільшити магнітну індукцію i , відповідно, струм, що індукується повільно змінюваною частиною сигналу. Таким чином, використання феритових стрижнів у

приймальних магнітних антенах дає змогу підвищити їх чутливість, незважаючи на малі габарити антени [5-8].

Оскільки феритовий стрижень є елементом, який визначає характеристики антени, то його електродинамічні параметри повинні бути оптимізовані за геометричними та електрофізичними властивостями.

У роботі [9] було приведено розв'язок задачі дифракції електромагнітного імпульсу з гаусовою обвідною та високочастотним наповненням на ізотропному магнітодіелектричному круговому циліндрі нескінченної довжини з комплексною магнітною проникністю. Така структура може бути теоретичною моделлю імпульсної НШС приймальної антени, яка складається з феритового стрижня, охопленого витком провідника.

У роботі [10] було визначено взаємозв'язок між оптимальними, з точки зору ефективного неспотворюючого прийому сигналу, електродинамічними параметрами феритового елемента (магнітна проникність, геометричні розміри циліндра) та частотно-часовими параметрами збуджуючого імпульсного електромагнітного поля у вигляді функції Гауса з високочастотним наповненням. Було показано, що для побудови імпульсної НШС приймальної антени на основі феритового стрижня, охопленого витком провідника, необхідно, щоб параметри стрижня та збуджуючого НШС імпульсу задовольняли співвідношенню $2a\sqrt{\epsilon\mu}/\lambda_0 \approx 0,5$ та ширина спектру не повинна значно перебільшувати ширину смуги частот спектральної функції стрижня в області її локального максимуму на рівні, де амплітуда зменшується у $\sqrt{\epsilon}$ разів. У наведеному співвідношенні і далі a – радіус циліндра, ϵ та μ – відносні діелектрична та магнітна проникності фериту відповідно, λ_0 – довжина хвилі високочастотного заповнення.

Наступним кроком досліджень обрано виявлення оптимального взаємозв'язку між параметрами феритового стрижня і збуджуючого імпульсного електромагнітного поля інших обмежених у часі сигналів без несущої частоти, а саме сигналів у вигляді функції Гауса, 1-ї та 2-ї похідної функції Гауса. Саме такі часові залежності відбитих полів зустрічаються на практиці НШС рефлектометричних та радіолокаційних вимірювань найчастіше.

Для розрахунків наведених струмів у провіднику, який охоплює феритовий стрижень, будемо використовувати метод FDTD [11], який дозволяє розрахувати форму прийнятих імпульсів струму.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧІ

Досліджуванним об'єктом є феритова антена, яка моделюється циліндром з радіусами 0,25 см або 0,5 см, з довжиною 20 см, відносними електричною проникністю $\epsilon = 5$ та магнітною проникністю $\mu = 30$. Циліндр розміщений у середовищі з відносними електричною $\epsilon = 1$ та магнітною $\mu = 1$ проникностями. Циліндр посередині охоплює виток ідеального провідника. Ця структура збуджується плоскими імпульсними електромагнітними хвилями з часовою залежністю у вигляді функції Гауса, а також 1-ї та 2-ї похідних функції Гауса. Геометричні параметри феритового циліндра є такими, що відповідають параметрам реальних феритових стрижнів.

Зазвичай в структурі феритового виробу є не тільки малорухомі домени, які забезпечують велику магнітну проникність фериту на низьких частотах, а й такі домени, що можуть рухатися швидко і намагнічуватись під впливом швидкозростаючого (або швидкоспадаючого) магнітного поля [12]. На даному етапі досліджень дисперсією діелектричної і магнітної проникності фериту в смугі частот, що відповідає спектру збуджуючих сигналів, знехтуємо.

На Рис. 1 представлені фото феритової антени (Рис. 1а) та її модель для чисельного моделювання із зазначенням взаємної орієнтації стрижня та напрямку падіння збуджуючого електромагнітного імпульсу (Рис. 1б).

На Рис. 2 представлені спектральні характеристики феритових стрижнів (на осі стрижня) з радіусами $a = 0,25; 0,5$ см та відносними магнітною та діелектричною проникностями $\mu = 30; \epsilon = 5$ [13]. Ці характеристики знадобляться надалі для аналізу умов неспотвореного прийому імпульсних сигналів феритовою антеною. Ширину смуги частот спектральної функції стрижня будемо вимірювати в області її першого локального максимуму на рівні, де амплітуда зменшується у $\sqrt{\epsilon}$ разів.

ЧИСЛОВЕ МОДЕЛЮВАННЯ

Збуджуючий сигнал у вигляді функції Гауса. На Рис. 3 представлені імпульси у вигляді функції Гауса з тривалостями $2T_0 = 0,2; 0,4; 0,8; 1,2$ нс (Рис. 3а) та їх нормовані спектри (Рис. 3б). Тривалість імпульсів будемо визначати як подвоєний проміжок часу T_0 , за який величина квадрата його амплітуди зменшується в e разів у порівнянні з максимальним значенням, а ширину спектра – на рівні, де значення спектральної функції зменшується в \sqrt{e} разів.

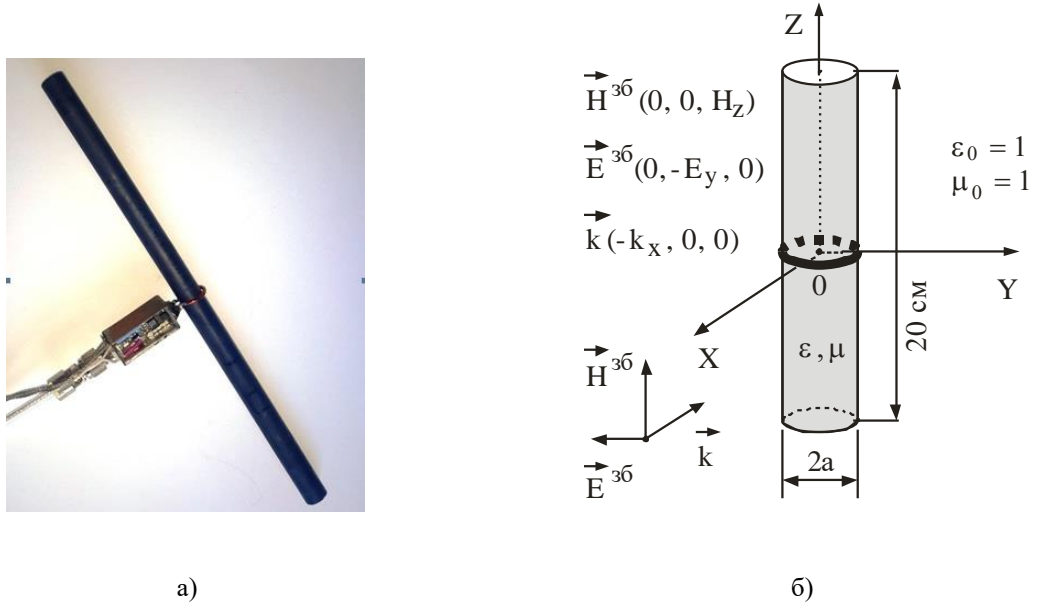


Рис. 1. а) Фото феритової антени, б) модель антени для чисельного моделювання.

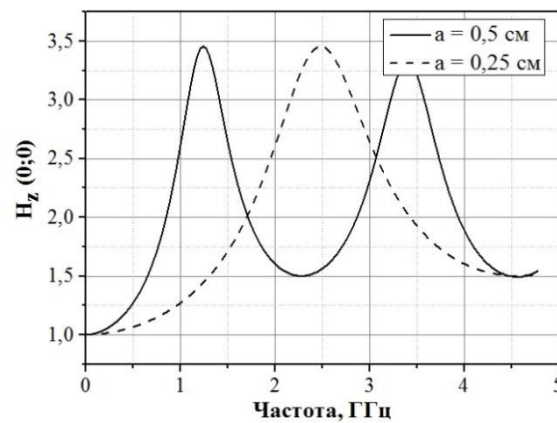


Рис. 2. Спектральні характеристики феритового стрижня.

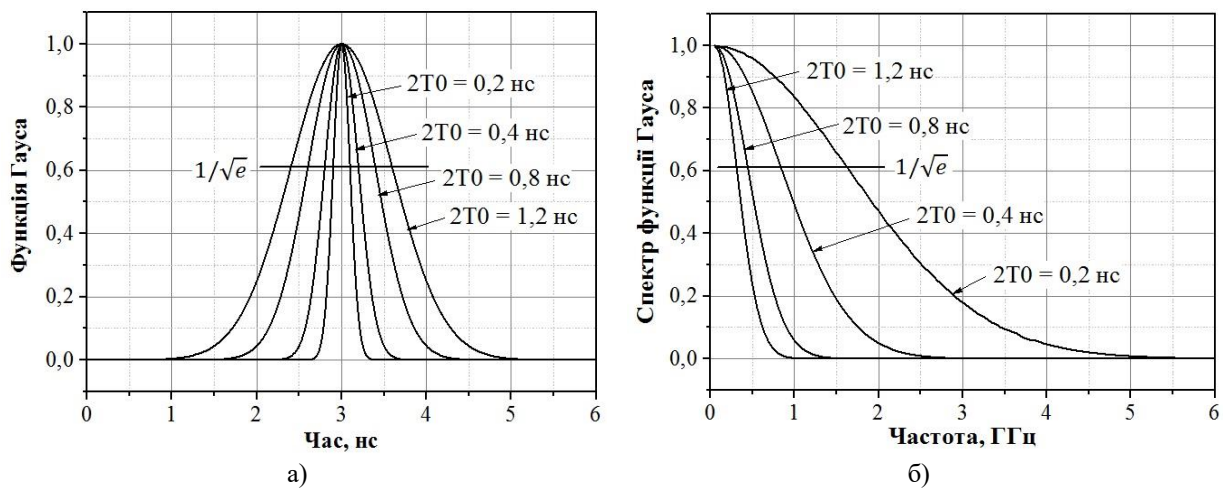


Рис. 3. а) Функції Гауса та б) їх спектри.

На Рис. 4 представлені розраховані у результаті чисельного моделювання часові залежності наведених імпульсів струму у провіднику, який охоплює феритові стрижні з радіусами $a = 0,25$ см (перший стовбець) та $a = 0,5$ см (другий стовбець). Збуджуючі імпульси мають вигляд функцій Гауса та тривалості $2T_0 = 0,2; 0,4; 0,8; 1,2$ нс.

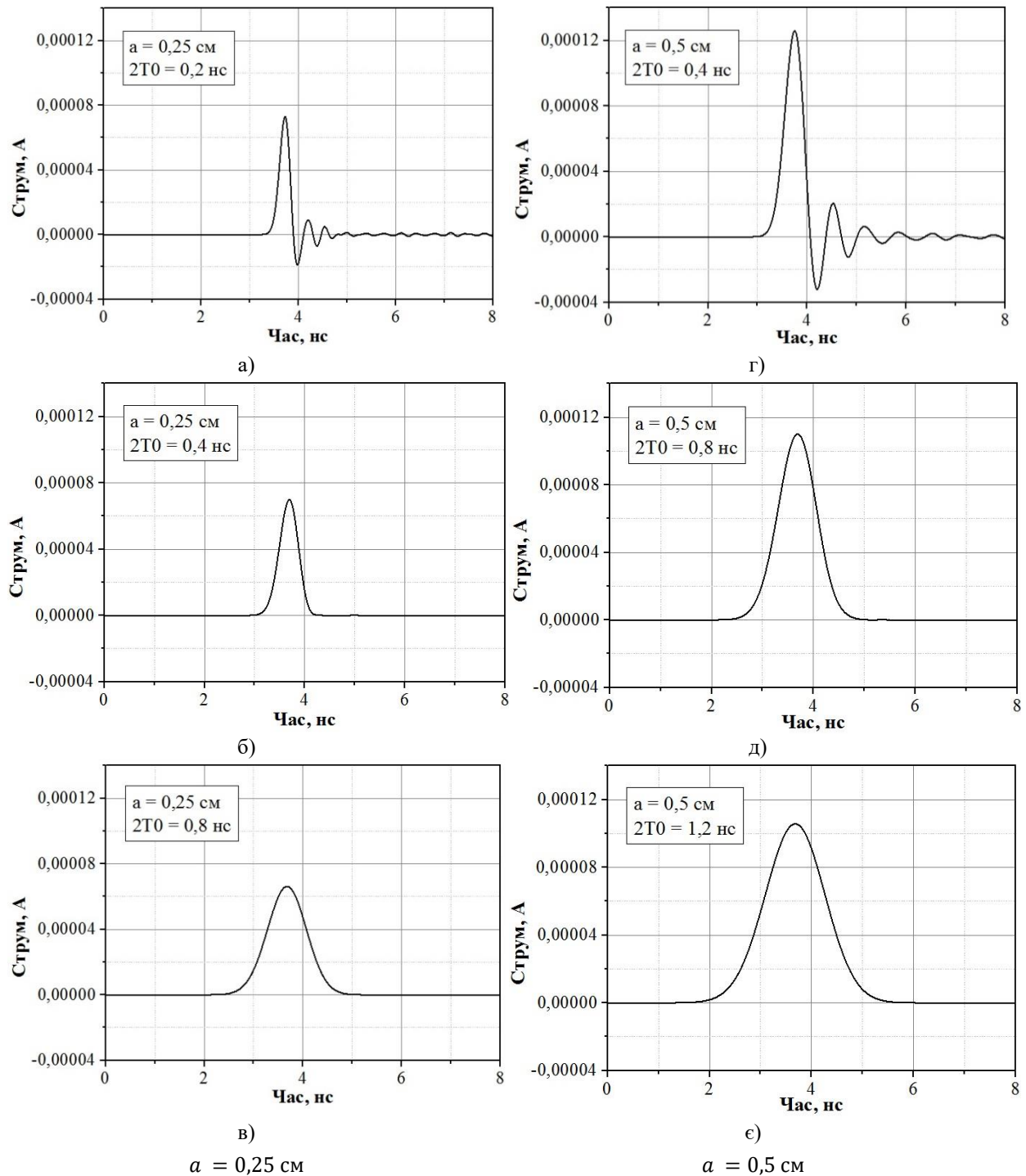


Рис. 4. Імпульси струму, наведені у провіднику, який охоплює феритовий стрижень радіусом $a = 0,25$ см (перший стовбець) та радіусом $a = 0,5$ см (другий стовбець) імпульсами електромагнітного поля з часовою залежністю у вигляді функції Гауса.

Дослідимо, як залежать спотворення форми наведеного в провіднику імпульсу струму від параметрів задачі. Будемо називати величину $2a\sqrt{\varepsilon\mu}$ «ефективним» діаметром стрижня, а величину $2T0 \cdot c$ – «ефективною» просторовою тривалістю функції Гауса, де c – швидкість світла.

У Таблиці 1 зведені параметри збуджуючих імпульсів, спектральних функцій стрижнів, розраховані відношення «ефективного» діаметру стрижнів $2a\sqrt{\varepsilon\mu}$ до «ефективної» просторової тривалості $2T0 \cdot c$ функції Гауса для імпульсів, зображених на Рис. 4.

Таблиця 1.

Тривалість функції Гауса $2T0$, нс	0,2	0,4	0,8	1,2
Ширина спектру функції Гауса Δf , ГГц	3,2	1,6	0,8	0,53
$a = 0,25$ см				
Ширина спектру спектральної функції стрижня, ГГц	1,6			
$\frac{2a\sqrt{\varepsilon\mu}}{2T0 \cdot c}$	1	0,5	0,26	0,17
«-» - форма наведеного імпульсу струму спотворена; «+» - форма наведеного імпульсу струму неспотворена або спотворена незначно.	-	+	+	
$a = 0,5$ см				
Ширина спектру спектральної функції стрижня, ГГц	0,8			
$\frac{2a\sqrt{\varepsilon\mu}}{2T0 \cdot c}$	2	1	0,52	0,34
«-» - форма наведеного імпульсу струму спотворена; «+» - форма наведеного імпульсу струму неспотворена або спотворена незначно.		-	+	+

Аналізуючи дані Таблиці 1, можна зробити висновок, що форма наведеного імпульсу струму не спотворюється, якщо виконується умова

$$\frac{2a\sqrt{\varepsilon\mu}}{2T0 \cdot c} \leq 0,5 \quad (1)$$

та ширина спектру збуджуючого імпульсу не перевищує ширину смуги частот спектральної функції стрижня в області її першого локального максимуму на рівні, де амплітуда зменшується у \sqrt{e} разів (Рис. 4 б, в, д, е).

В інших випадках (Рис. 4. а, г) з'являються післяімпульсні коливання, яких немає в електромагнітному полі, що збуджує стрижень.

Збуджуючий імпульс у вигляді 1-ї похідної функції Гауса. В радіолокаційних застосуваннях сигнали, як правило, не несуть в своєму спектрі складової поля, що відповідає нульовій частоті. Вони зазвичай мають форму знакозмінної функції. Прикладом такої функції є 1-а похідна за часом від функції Гауса.

На Рис. 5 зображені імпульси у вигляді 1-ї похідної функції Гауса з тривалостями $T = 0,8; 1,6; 3,2; 4,8$ нс (Рис. 5 а) та їх нормовані спектри (Рис. 5 б). Тривалість імпульсу T визначатимемо так, як показано вертикальними рисками для імпульсу з $T = 4,8$ нс. Введемо поняття «ефективної» тривалості імпульсу, яку будемо вимірювати на рівні $1/\sqrt{e}$ від максимального значення амплітуди, позначимо її Δt . Ширину спектру будемо визначати на рівні $1/\sqrt{e}$ від його максимального значення.

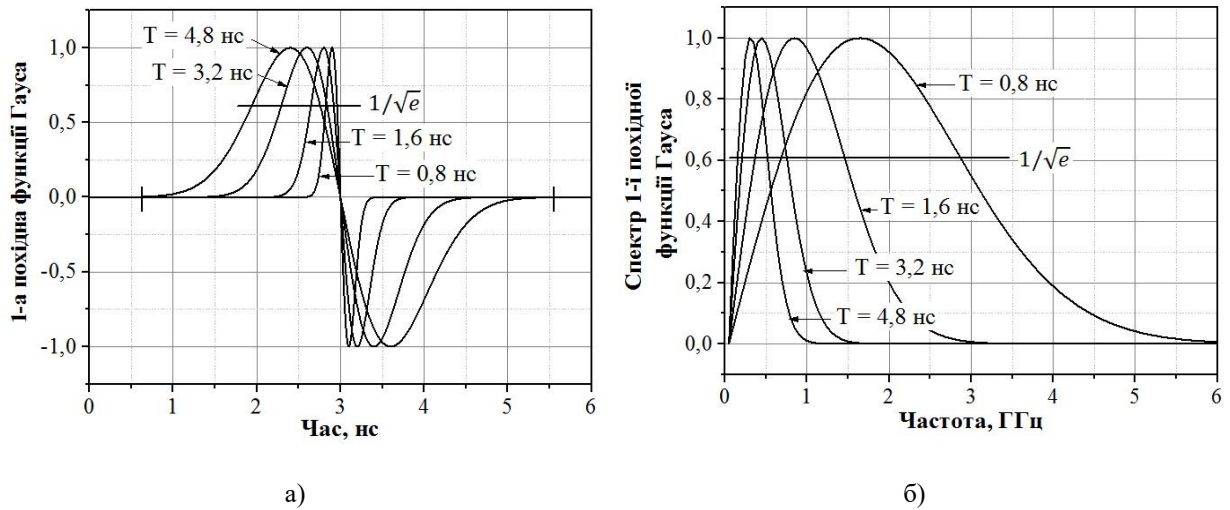
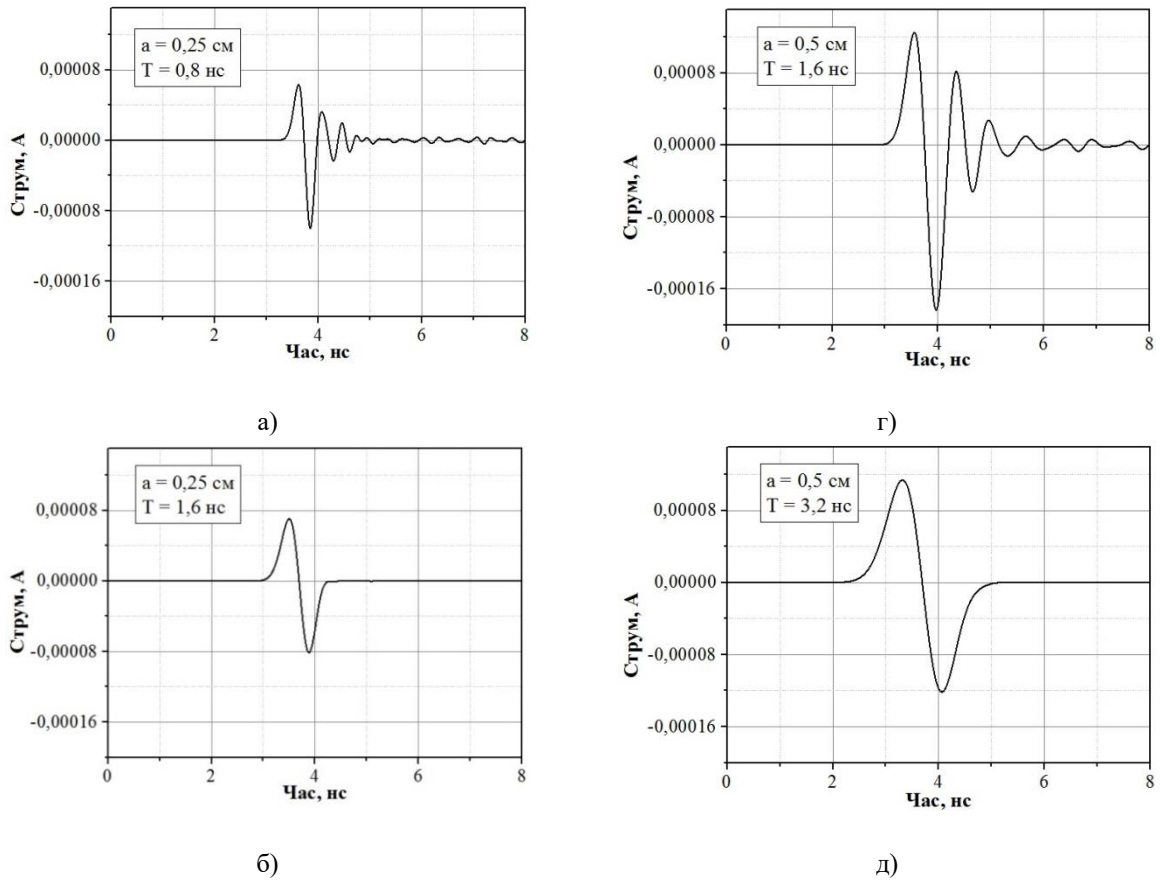


Рис. 5. а) 1-ї похідні функції Гауса та б) їх частотні спектри.

На Рис. 6 представлені розраховані у результаті чисельного моделювання часові залежності наведених імпульсів струму у провіднику, який охоплює феритові стрижні з радіусами $a = 0,25$ см (перший стовбець) та $a = 0,5$ см (другий стовбець). Збуджуючі імпульси мають вигляд 1-х похідних функцій Гауса та тривалості $T = 0,8; 1,6; 3,2; 4,8$ нс.



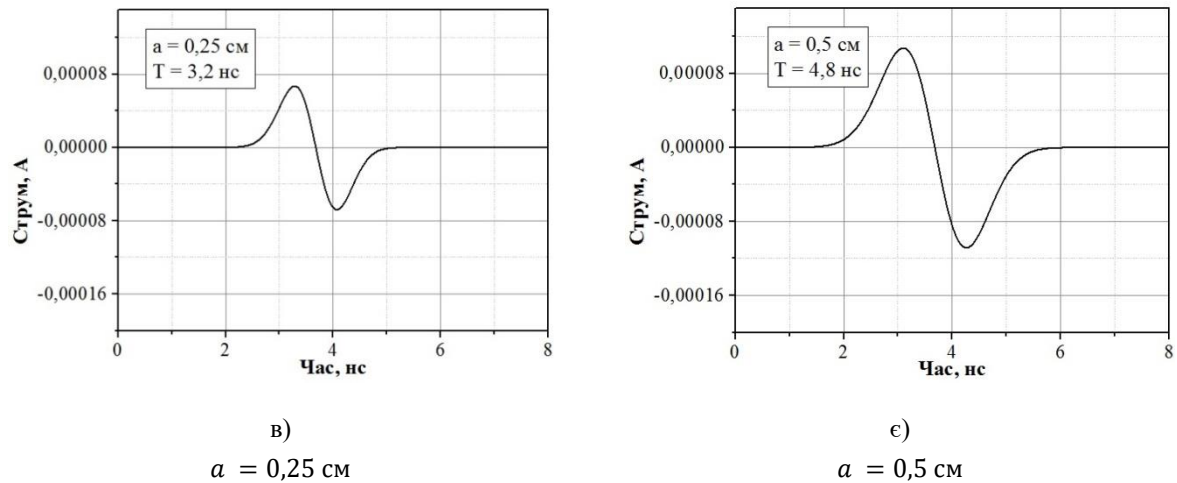


Рис. 6. Імпульси струму, наведені у провіднику, який охоплює феритовий стрижень радіусом $a = 0,25 \text{ см}$ (перший стовбець) та радіусом $a = 0,5 \text{ см}$ (другий стовбець) імпульсами електромагнітного поля з часовою залежністю у вигляді 1-ї похідної функції Гауса.

У Таблиці 2 зведені параметри збуджуючих імпульсів, спектральних функцій стрижнів, розраховані відношення «ефективного» діаметру стрижнів $2a\sqrt{\epsilon\mu}$ до «ефективної» просторової тривалості $\Delta t \cdot c$ 1-ї похідної функції Гауса для імпульсів, зображених на Рис. 6.

Таблиця 2.

Тривалість 1-ї похідної функції Гауса T , нс	0,8	1,6	3,2	4,8
Ширина спектру 1-ї похідної функції Гауса Δf , ГГц	2,18	1,09	0,55	0,36
«Ефективна» просторова тривалість Δt , нс	0,15	0,3	0,6	0,9
$a = 0,25 \text{ см}$				
Ширина спектру спектральної функції циліндра, ГГц	1,6			
$\frac{2a\sqrt{\epsilon\mu}}{\Delta t \cdot c}$	1,36	0,68	0,34	0,23
«-» - форма наведеного імпульсу струму спотворена; «+» - форма наведеного імпульсу струму неспотворена або спотворена незначно.	-	+	+	
$a = 0,5 \text{ см}$				
Ширина спектру спектральної функції циліндра, ГГц	0,8			
$\frac{2a\sqrt{\epsilon\mu}}{\Delta t \cdot c}$	2,72	1,36	0,68	0,46
«-» - форма наведеного імпульсу струму спотворена; «+» - форма наведеного імпульсу струму неспотворена або спотворена незначно.		-	+	+

Як бачимо, форма наведеного імпульсу струму не спотворюється, якщо виконується умова

$$\frac{2a\sqrt{\epsilon\mu}}{\Delta t \cdot c} \leq 0,5 \quad (2)$$

та ширина спектру збуджуючого імпульсу не перевищує ширину смуги частот спектральної функції стрижня в області її першого локального максимуму на рівні, де амплітуда зменшується у \sqrt{e} разів (Рис. 6 б, в, д, є).

На відміну від умови (1) замість параметра $2T0$, при оцінці умов неспотвореного прийому на перший план виходить час Δt .

Збуджуючий імпульс у вигляді 2-ї похідної функції Гауса. Якщо радіолокаційний імпульс з часовою залежністю у вигляді 1-ї похідної від функції Гауса відбивається від діелектричного шару, він набуває форми другої похідної за часом від функції Гауса [2]. Тому важливим для практики є розгляд задачі реєстрації феритовою антеною імпульсу у вигляді 2-ї похідної і визначення умов неспотвореного прийому таких сигналів.

На Рис. 6 зображені імпульси у вигляді 2-ї похідної функції Гауса з тривалостями $T = 0,85; 1,7; 3,4; 5,1$ нс (Рис. 6 а) та їх нормовані спектри (Рис. 6 б). Тривалість імпульсу визначатимемо так, як показано вертикальними рисками для імпульсу з $T = 5,1$ нс. Введемо поняття «ефективної» тривалості імпульсу, яку будемо вимірювати на рівні $1/\sqrt{e}$ від модуля максимального значення амплітуди, позначимо її Δt . Ширину спектру будемо визначати на рівні $1/\sqrt{e}$ від його максимального значення.

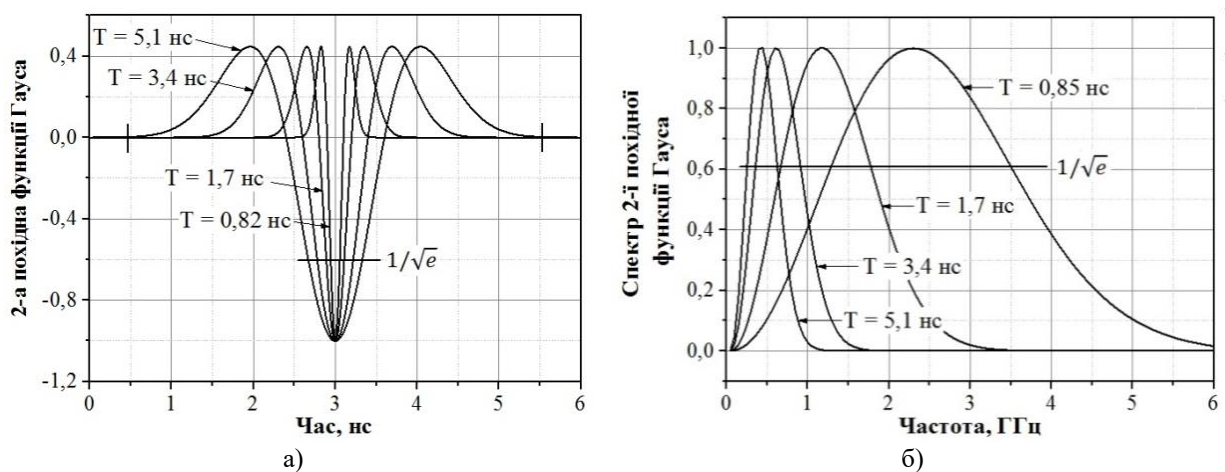
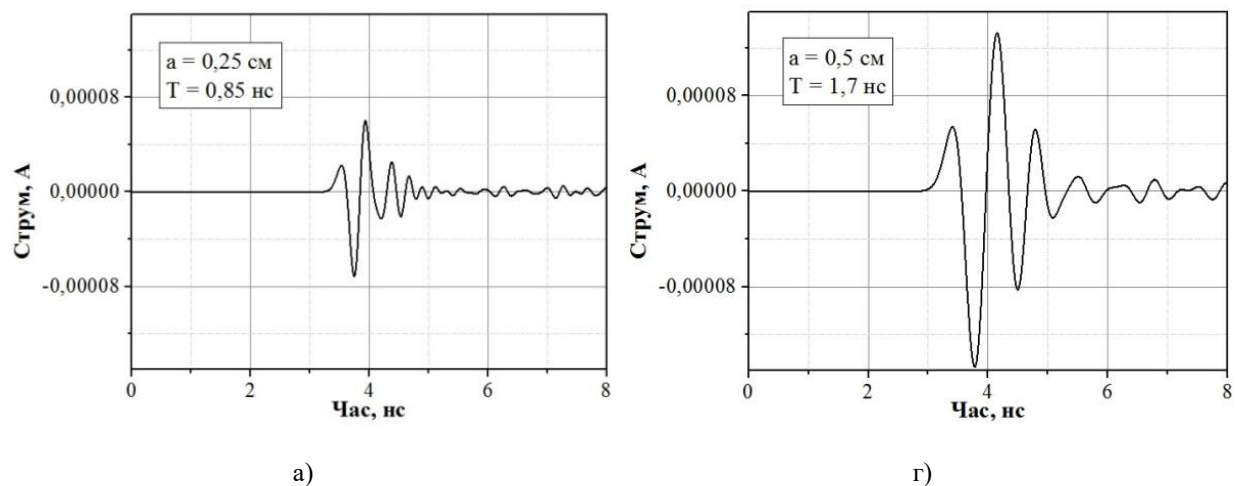


Рис. 6. а) 2-ї похідні функції Гауса та б) їх частотні спектри

На Рис. 7 представлені розраховані у результаті чисельного моделювання часові залежності наведених імпульсів струму у провіднику, який охоплює феритові стрижні з радіусами $a = 0,25$ см (перший стовбець) та $a = 0,5$ см (другий стовбець). Збуджуючі імпульси мають вигляд 2-х похідних функцій Гауса та тривалості $T = 0,85; 1,7; 3,4; 5,1$ нс.



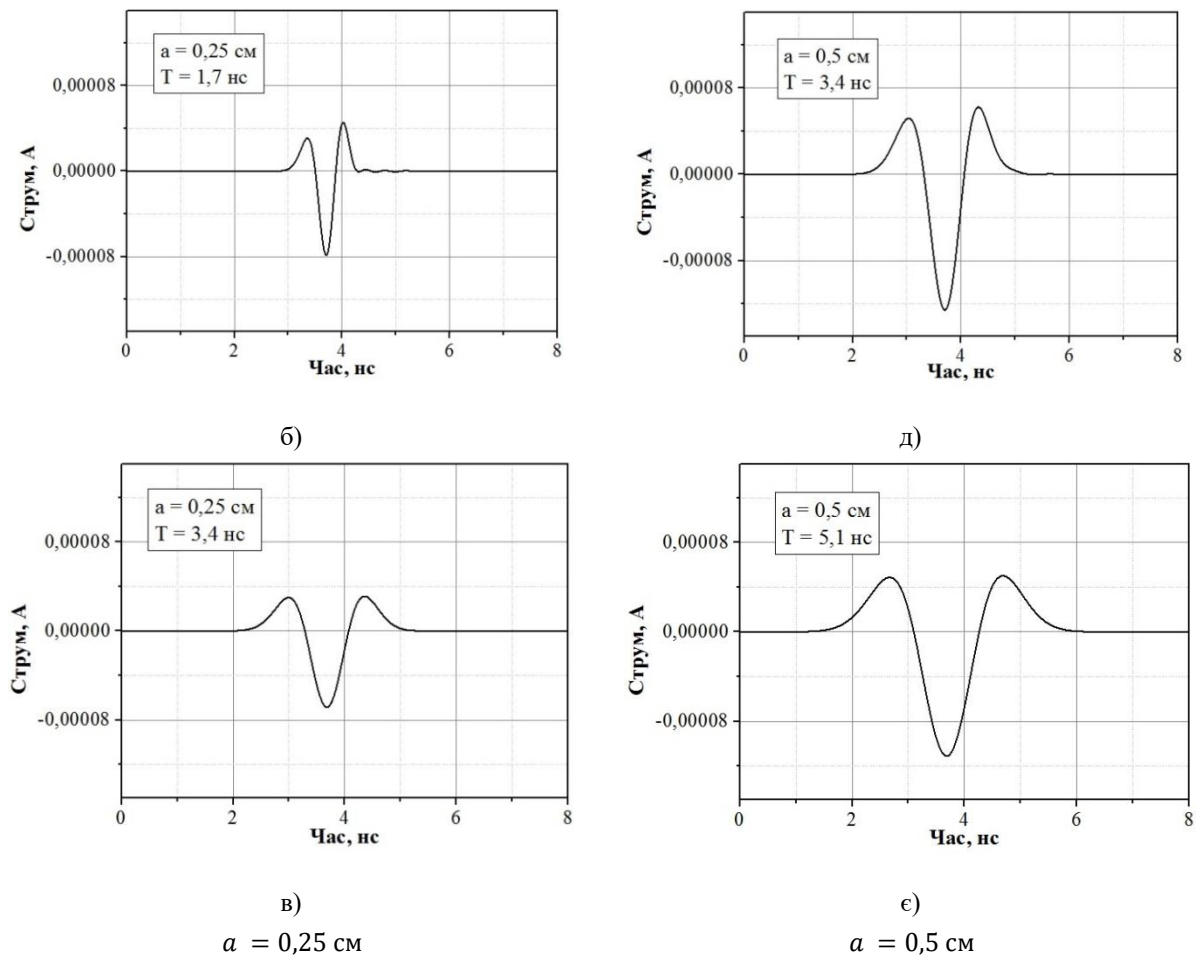


Рис. 7. Імпульси струму, наведені у провіднику, який охоплює феритовий стрижень радіусом $a = 0,25$ см (перший стовбець) та радіусом $a = 0,5$ см (другий стовбець) імпульсами електромагнітного поля з часовою залежністю у вигляді 2-ї похідної функції Гауса

У Таблиці 3 зведені параметри збуджуючих імпульсів, спектральних функцій стрижнів, розраховані відношення «ефективного» діаметру стрижнів $2a\sqrt{\varepsilon\mu}$ до «ефективної» просторової тривалості $\Delta t \cdot c$ 2-ї похідної функції Гауса для імпульсів, зображених на Рис. 7.

Таблиця 3.

Тривалість 2-ї похідної функції Гауса T , нс	0,85	1,7	3,4	5,1
«Ефективна» просторова тривалість Δt , нс	0,11	0,22	0,44	0,66
Ширина спектру 2-ї похідної функції Гауса Δf , ГГц	2,2	1,1	0,55	0,37
$a = 0,25$ см				
Ширина спектру спектральної функції циліндра, ГГц	1,6			
$\frac{2a\sqrt{\varepsilon\mu}}{\Delta t \cdot c}$	1,86	0,93	0,46	0,31
«-» - форма наведеного імпульсу струму спотворена; «+» - форма наведеного імпульсу струму неспотворена або спотворена незначно.	-	-	+	
$a = 0,5$ см				
Ширина спектру спектральної функції циліндра, ГГц	0,8			
$\frac{2a\sqrt{\varepsilon\mu}}{\Delta t \cdot c}$	3,72	1,86	0,92	0,62
«-» - форма наведеного імпульсу струму спотворена; «+» - форма наведеного імпульсу струму неспотворена або спотворена незначно.		-	-	+

Як бачимо, форма наведеного імпульсу струму не спотворюється, якщо виконується умова

$$\frac{2a\sqrt{\varepsilon\mu}}{\Delta t \cdot c} \leq 0,5 \quad (3)$$

та ширина спектру збуджуючого імпульсу не перевищує ширину смуги частот спектральної функції стрижня в області її першого локального максимуму на рівні, де амплітуда зменшується у \sqrt{e} разів (Рис. 7 в, є).

ВИСНОВКИ

Отже, у разі, коли збуджуючий імпульс має вигляд функцій Гауса, 1-ї та 2-ї похідної функції Гауса без носійної частоти, для побудови імпульсної надширокопосмугової приймальної антени на основі феритового стрижня, охопленого витком провідника, необхідно, щоб параметри стрижня та збуджуючого поля задовольняли певним умовам. Ці умови наступні:

1) відношення «ефективного діаметра» стрижня до «ефективної» тривалості імпульсу не повинно перевищувати 0,5, тобто повинні виконуватися відношення $\frac{2a\sqrt{\varepsilon\mu}}{2T_0 \cdot c} \leq 0,5$ для збуджуючого імпульсу у вигляді функції Гауса та $\frac{2a\sqrt{\varepsilon\mu}}{\Delta t \cdot c} \leq 0,5$ для збуджуючих імпульсів у вигляді 1-ї та 2-ї похідної функції Гауса;

2) ширина спектру збуджуючого імпульсу не повинна перевищувати ширину смуги частот спектральної функції стрижня в області її першого локального максимуму на рівні, де амплітуда зменшується у \sqrt{e} разів.

Отримані результати корисні при проектуванні приймальних пристроїв для реєстрування НШС імпульсних сигналів.

Робота виконана в рамках держбюджетної НДР «Випромінювання і приймання гармонічних та імпульсних електромагнітних полів антенами магнітного і електричного типу з локальними магнітними і діелектричними неоднорідностями» (№ держреєстрації ДРН№0118U002021, 2018-2020) та частково в рамках держбюджетної НДР «Розвиток методів і засобів радіофізичної інтроскопії оптично непрозорих середовищ природного та штучного походження» (№ держреєстрації 0117U004035, 2017-2019).

КОНФЛІКТ ІНТЕРЕСІВ

Автори повідомляють про відсутність конфлікту інтересів.

Authors' ORCID ID

T.M. Ogurtsova  <https://orcid.org/0000-0002-3376-5814>

N.K. Blinova  <https://orcid.org/0000-0001-9388-0008>

G.P. Pochanin  <http://orcid.org/0000-0002-3211-4390>

S.O. Masalov  <http://orcid.org/0000-0003-1295-3493>

V.V. Usova  <https://orcid.org/0000-0002-2716-9151>

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Shirman IaD. O pervykh otechestvennykh issledovaniyakh po SShP lokatsii [About the first domestic studies on UWB location]. Radiotekhnika i elektronika. 1991;36(1):96-100. [in Russian].
2. Kharmut KhF. Nesinusoidalnye volny v radiolokatsii i svyazi [Nonsinusoidal waves in radar and communications]. red. A.P. Maltceva. Moskva: Radio i svyaz, 1985. 376 p. [in Russian].
3. Astanin Liu, Kostylev AA. Osnovy sverkhshirokopolosnykh radiolokatsionnykh izmerenii [Basics of ultra-wideband radar measurements]. Moskva: Radio i svyaz. 1989. 192 p. [in Russian].
4. Masalov SA, Pochanin GP. Problemy i puti razvitiia sverkhshirokopolosnoi videoimpulsnoi georadiolokatsii [Problems and development paths of ultra-wideband video pulse georadar]. Radiofizika i elektronika. Kharkov: Institut radiofiziki i elektroniki NAN Ukrainy. 2005;10:633-640. [in Russian].
5. Khomich VI. Priemnye ferritovye anteny [Ferrite Receiving Antennas]. Moskva-Leningrad: Gos. energoizdat, 1960;370. 64 p. [in Russian].
6. Bobkov AM. Shirokopolosnaia priemnaia ferritovaia antenna s kombinirovannym serdechnikom [Combined core wideband receive ferrite antenna]: patent rossiiskoi federatsii 2256264, H01Q7/08 (RU). № 2004110863/09; Zaiavleno 2004.04.06.; Opubl. 2005 Jul. 10.
7. Krymskii VV. Magnitnaia antenna [Magnetic antenna]: A.s. 1681356 SSSR, MKI H01Q 7/06 / (SSSR). № 4349964/09; Zaiavleno 26 Dec. 1987; Opubl. 1991 Sep 30., Biul. №36. S.35. [in Russian].

8. Ogurtsova TN, Pochanin GP, Kholod PV. Sensitivity of UWB ferrite receiving antennas. Second International Workshop Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals; – 2004 Sep. 19-22; Sevastopol. IEEE; 2004.p. 278-281.
9. Ogurtsova TN, Pochanin GP, Sidorenko YuB. Excitation of an electromagnetic field pulse in the magnetodielectric cylinder. Telecommunications and Radio Engineering. 2013;72(9):777-789.
10. Ogurtcova TN. Vybory parametrov ferritovogo elementa dlia impulsnoi SShP priemnoi anteny [Selection of parameters of a ferrite element for a pulse UWB receiving antenna]. Izvestiia vysshikh uchebnykh zavedenii. Radioelektronika. 2016;59(9):27-35. [in Russian].
11. Taflove A, Hagness S. Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method. 3rd ed. Boston, London: Artech House. 2005. 1038 p.
12. Bozort R. Ferromagnetizm [Ferromagnetism]. Moskva: Inostrannaia literatura. 1956. 784 p. [in Russian].
13. Ogurtcova TN, Sidorenko IuB. Vozbuzhdenie potoka magnitnoi indukcii vnutri magnetodielektricheskogo tsilindra [Magnetic induction flux excitation inside a magnetodielectric cylinder]. Radiofizika i elektronika. Kharkov: In-t radiofiziki i elektron. NAN Ukrainy. 2009;14(3):259-266. [in Russian].

Оригінальна стаття

<https://doi.org/10.26565/2311-0872-2019-31-06>

УДК 621.396.67

ІМПУЛЬСНА АНТЕНА НА ОСНОВІ НЕОДНОРІДНОЇ КОНІЧНОЇ ЛІНІЇ

М.М. Легенький, В.С. Хричов

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

E-mail: vladkhrychov@ukr.net, mlegenkiv@karazin.ua

Надійшла до редакції 15 жовтня 2019 р.

Актуальність. Наразі для створення сучасних електронних систем важливою є задача проектування малих антен, що ефективно працюють в широкому діапазоні частот. Такі антени знайдуть низку корисних застосувань як у сучасних телекомунікаційних, так і у радарних системах різного призначення. Відомо, що частота відсічки залежить від розміру антени, тому задача мініатюризації антени може розглядатися наступним чином: для заданого розміру антени слід створити таку конструкцію, для якою частота відсічки буде найменшою.

Мета роботи. Мета роботи полягає в тому, щоб запропонувати конструкцію біконічної антени, яка забезпечить ефективне випромінювання електромагнітної хвилі на низьких частотах, та провести аналіз залежності випромінюваної потужності від довжини хвилі для різних конфігурацій антени: біконічної звичайної та оптимізованої для ефективного випромінювання хвиль на низьких частотах.

Матеріали та методи. У роботі досліджується модифікація біконічної антени, що представляє собою нерегулярну конічну лінію із діелектричним заповненням. В якості методу розрахунку випромінювання в ближній зоні антени використаний метод скінчених різниць у часовій області у сферичній системі координат (spherical FDTD) адаптований для аксіально-симетричного випадку. Для обчислення полів в дальній зоні використано перехід із ближньої зони до дальньої зони (Near to Far Transformation N2F) у частотній області.

Результати. Розглянуто випромінювання біконічної антени в імпульсному режимі. Досліджено звичайну конструкцію біконічної антени та іншу її конструкцію (біконічна антена «емнісного типу»). Досліджена потужність, що випромінюється антеною на різних частотах. Проаналізовано випромінювання антени на низьких і на високих частотах.

Висновки. Показано, що в антені «емнісного типу» відбувається зниження критичної частоти мод і більш ефективно їх перетворення в дипольну моду вільного простору. Біконічна антена «емнісного типу» ефективно випромінює електромагнітну енергію на низьких частотах і може бути використана для створення малих антен.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: FDTD, N2F, біконічна антена, дисперсія, частота відсічки, стояча хвиля, дипольна мода.

IMPULSE ANTENNA BASED NON-UNIFORM CONICAL LINE

M.N. Legenkiv, V.S. Khrychov

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

Background. Today it is important to design small-scale antennas that operate efficiently over a wide frequency range to create modern electronic systems. Such antennas will come in a number of useful applications in both modern telecommunications and radar systems for various purposes. It is known that the cutoff frequency depends on the antenna size so the task of miniaturizing the antenna can be considered as follows: for a given antenna size, you must create a design for which the cutoff frequency will be the lowest

Objectives. The purpose of the work is to offer the design of a biconical antenna, which will provide efficient radiation of an electromagnetic wave at low frequencies. To analyze the dependence of the radiated power on the wavelength for various antenna configurations.

Materials and methods. The paper investigates the modification of a biconical antenna, which is an irregular conical line with a dielectric. As a method of calculating radiation in the near zone of the antenna, the finite time difference method in the spherical coordinate system (spherical FDTD) which is adapted for the axially symmetric case is used. To calculate the fields in the far zone, we used the transition from the near zone to the far zone (Near to Far Transformation N2F) in the frequency domain.

Results. The radiation of a biconical antenna in a pulsed mode is considered. The ordinary construction of a biconical antenna and its other construction (a “capacitive type” biconical antenna) are investigated. The emitted by the antenna power at different frequencies was investigated. Antenna radiation at low and high frequencies was analyzed.

Conclusions. It is shown that in the antenna of the “capacitive type” the critical frequency of the modes decreases and their conversion to the dipole mode of free space is more efficient. It is shown that the biconical antenna of the “capacitive type” efficiently emits electromagnetic energy at low frequencies and it can be used to create small antennas.

KEYWORDS: FDTD, N2F, biconical antenna, dispersion, cutoff frequency, standing wave, dipole mode.

ИМПУЛЬСНАЯ АНТЕННА НА ОСНОВЕ НЕОДНОРОДНОЙ КОНИЧЕСКОЙ ЛИНИИ

М.Н. Легенький, В.С. Хричов

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

Актуальность. Сегодня для создания современных электронных систем важно создавать небольшие антенны, которые эффективно работают в широком диапазоне частот. Такие антенны найдут множество полезных применений как в современных телекоммуникационных, так и в радиолокационных системах различного назначения. Известно, что частота отсечки зависит от размера антенны, поэтому задача миниатюризации антенны может рассматриваться следующим образом: для заданного размера антенны следует создать такую конструкцию, для которой частота отсечки будет наименьшей.

Цель работы. Цель работы заключается в том, чтобы предложить конструкцию биконической антенны, которая обеспечит эффективное излучение электромагнитной волны на низких частотах. Провести анализ зависимости излучаемой мощности от длины волны для различных конфигураций антенны.

Материалы и методы. В работе исследуется модификация биконической антенны, которая представляет собой нерегулярную коническую линию с диэлектрическим заполнением. В качестве метода расчета излучения в ближней зоне антенны использован метод конечных разностей во временной области в сферической системе координат (spherical FDTD), адаптированный для аксиально-симметричного случая. Для вычисления полей в дальней зоне использован переход из ближней зоны к дальней зоне (Near to Far Transformation N2F) в частотной области.

Результаты. Рассмотрены излучения биконической антенны в импульсном режиме. Исследована обычная конструкция биконической антенны и другая ее конструкция (биконическая антенна «емкостного типа»). Исследована мощность, излучаемая антенной на разных частотах. Проанализировано излучение антенны на низких и высоких частотах.

Выводы. Показано, что в антенне «емкостного типа» происходит снижение критической частоты мод и более эффективное их преобразование в дипольную моду свободного пространства. Показано, что биконическая антенна «емкостного типа» эффективно излучает электромагнитную энергию на низких частотах и может быть использована для создания малых антенн.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: FDTD, N2F, биконическая антенна, дисперсия, частота отсечки, стоячая волна, дипольная мода.

ВСТУП

Для мініатюризації приладів радіозв'язку важливим завданням є створення ефективних електрично-малих антен. Однак в цьому випадку, крім деяких технічних труднощів, присутні також і деякі фізичні обмеження: антена, розмір якої набагато менше довжини хвилі, не може ефективно випромінювати [1]. Це призводить до того, що для кожної антени існує нижня гранична частота відсічки f_c . Для частоти $f < f_c$ антена не може випромінювати і вся енергія відбивається назад до генератора. Частота відсічки f_c залежить від розміру антени, тому задача мініатюризації антени може розглядатися наступним чином: для заданого розміру антени слід створити таку конструкцію, для якою частота відсічки буде найменшою. З цієї точки зору ми розглядаємо один із найпростіших випромінювачів – біконічну антену [1]. У роботі досліджується модифікація біконічної антени, що представляє собою нерегулярну конічну лінію з діелектричним заповненням [2].

Електромагнітне поле у вільному просторі може бути представлено у вигляді розкладання по сферичних гармоніках [1], в конічній лінії також існує подібне розкладання по частотно незалежним модам [3]. Поширення цих мод, або сферичних гармонік, у вільному просторі або в деякій конічній лінії задовольняє рівнянню Клейна-Гордона-Фока [3]. В результаті такі моди мають дисперсію, їх частота відсічки зменшується зі збільшенням радіуса. Таким чином, при малих радіусах (в ближній зоні антени) деякі моди є такими, що не поширюються. Використання деяких діелектричних шарів, розширень в біконічній лінії або інших змін конструкції антени може створити шар, в якому подібні моди починають поширюватись. Завдяки цьому деяка мода може досягти радіуса, на якому вона вже розповсюджується, і ефективно випромінюватись у вільний простір. З використанням подібної резонансної взаємодії можна створити ефективні малі антени.

Існує декілька публікацій про малі антени, які засновані на використанні резонансних елементів, таких як металеві кільця або діелектричні резонатори. Використання подібних резонансних елементів приводить до збільшення ефективної електричної довжини антени, зменшення її резонансної частоти і, як наслідок, до отримання ефективного випромінювання на низьких частотах [4]. Подібний принцип використовується також і в діелектричних резонансних антенах (ДРА) [5]. ДРА широко використовується в НВЧ та інших діапазонах частот. Ця антена складається із діелектричного резонатора, в якому збуджується стояча хвиля; стінки резонатора є частково прозорими, що приводить до випромінювання електромагнітної енергії у вільний простір.

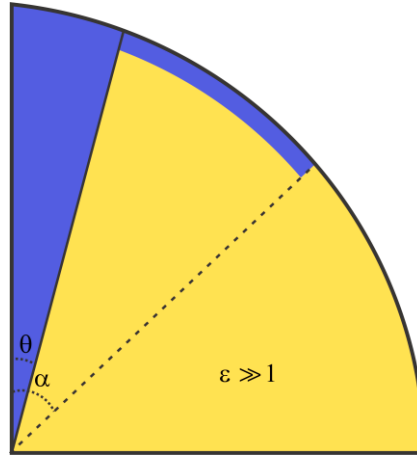


Рис. 1. Чверть поперечного перерізу антени, що досліджується.

У даній роботі розглянуто інший новий метод для створення антени, яка ефективно випромінює на малих частотах. Досліджується антена у вигляді однорідної біконічної лінії з кутом θ , лінія заповнена діелектриком с проникністю ϵ , при цьому деяка частина діелектрика (при $\theta < \alpha$) закрита металевою кришкою (див. Рис. 1). При збудженні в такій структурі утворюється стояча хвиля, яка може перетворитися в дипольну моду вільного простору і таким чином створити випромінювання. При певних параметрах ϵ , α і θ ефективно випромінювання може бути отримано на низьких частотах, що може використовуватись при створенні малих антен.

Аналогічна антена була описана в статті [6] (автор назвав її біконічної антеною «смісного типу»). При цьому він розрахував вхідний опір антени і показав можливість отримання випромінювання на низьких частотах. У даній роботі процес імпульсного випромінювання такої антени промодельовано безпосередньо в часовій області і за допомогою аналізу поля, що випромінюється, підтверджена можливість отримання ефективного випромінювання на низьких частотах [2].

МАТЕРІАЛИ І МЕТОДИ

У якості метода розрахунку використовується описаний в [7] метод скінчених різниць в часовій області (Finite Difference in Time Domain FDTD) в сферичній системі координат, адаптований для аксіально-симетричного випадку. При цьому, обчислювальна область дискретизується з кроками $\Delta r, \Delta \theta, \Delta t$ по сферичних координатах r, θ, t відповідно. Поле обчислюється в дискретних точках $E_{i,j}^n = E(r = r_0 + i\Delta r, \theta = j\Delta \theta, t = n\Delta t)$, де $i = 0, \dots, I-1; j = 0, \dots, J-1$ [7,8]. Моделювання виконується при значеннях радіуса більше деякого мінімального $r > r_0$ [7]. Різні компоненти поля зсунуті на півкроку по часу відповідно до відомої в FDTD «leap-frog» схеми [8]. У середині антени збуджується TEM хвиля, яка після дифракції на апертурі створює також ТМ-хвилі. В даному випадку існують тільки такі компоненти поля E_r, H_ϕ, E_θ , формули оновлення для них виглядають наступним чином:

$$E_r|_{i+0.5,j}^{n+1} = E_r|_{i+0.5,j}^n + \frac{0.5\Delta t / \sin(\Delta\theta/2)}{r|_{i+0.5} \epsilon|_{i+0.5,j} \sin(\theta|_j)} \left[H_\phi|_{i+0.5,j+0.5}^{n+0.5} \sin(\theta|_{j+0.5}) - H_\phi|_{i+0.5,j-0.5}^{n+0.5} \sin(\theta|_{j-0.5}) \right] \quad (1)$$

$$E_\theta|_{i,j+0.5}^{n+1} = E_\theta|_{i,j+0.5}^n + \frac{\Delta t}{\epsilon|_{i,j+0.5} r|_i \Delta r} \left[H_\phi|_{i-0.5,j+0.5}^{n+0.5} r|_{i-0.5} - H_\phi|_{i+0.5,j+0.5}^{n+0.5} r|_{i+0.5} \right] \quad (2)$$

$$H_\phi|_{i+0.5,j+0.5}^{n+0.5} = H_\phi|_{i+0.5,j+0.5}^{n-0.5} + \frac{\Delta t}{\mu r|_{i+0.5}} \left[\frac{E_r|_{i+0.5,j}^n - E_r|_{i+0.5,j+1}^n}{\Delta\theta} + \frac{E_\theta|_{i+1,j+0.5}^n r|_{i+1} - E_\theta|_{i,j+0.5}^n r|_i}{\Delta r} \right] \quad (3)$$

$$E_r|_{i+0.5,0}^{n+1} = E_r|_{i+0.5,0}^n + \frac{2\pi\Delta t \sin(\Delta\theta/2)}{\epsilon|_{i+0.5,0} r|_{i+0.5} (1 - \cos(\Delta\theta/2))} H_\phi|_{i+0.5,0.5}^{n+0.5} \quad (4)$$

У якості зовнішньої границі розрахункової області використовується сферичний ідеально узгоджений шар (Perfectly Matched Layer - PML) [9], який імітує вільний простір.

Найчастіше для антен важливими є параметри їх випромінювання в дальній зоні. Однак в даному випадку досліджується імпульсний режим випромінювання, тому складно визначити відстань дальньої зони для такої антени, так як ця відстань є частотно-залежною величиною. В даному випадку за допомогою математичних прийомів вдається оцінити поле на нескінченно великій відстані від антени і саме ці поля в подальшому ми називаємо полями в дальній зоні. Ці поля розраховуються за допомогою перетворення з ближньої в дальню зону в частотній області (near to far transformation N2F) [7].

При цьому для полів на деякій сфері $r = r_0 + s\Delta r$, яка охоплює антену, записується значення тангенціальних складових електричного і магнітного полів. Через ці значення полів можна розрахувати поля на нескінченно великих відстанях від антени (в дальній зоні). Для розглянутого тут осесиметричного випадку ці поля обчислюються наступним чином:

$$\begin{aligned} rE_\theta &= \pi j \frac{e^{-jkr}}{\lambda} \sum_{j=1}^{J-1} \left[\begin{aligned} & \left(E_\theta |_{s,j+0.5} \hat{\phi}' \hat{\phi} |_{j+0.5} + \right. \\ & \left. + \eta H_\phi |_{s,j+0.5} \hat{\theta}' \hat{\theta} |_{j+0.5} \right) \times e^{ikr|_s \cos \psi |_{j+0.5}} A |_{s,j+0.5} \end{aligned} \right], \\ rE_\phi &= -\pi j \frac{e^{-jkr}}{\lambda} \sum_{j=1}^{J-1} \left[\begin{aligned} & \left(E_\theta |_{s,j+0.5} \hat{\theta}' \hat{\phi} |_{j+0.5} - \right. \\ & \left. - \eta H_\phi |_{s,j+0.5} \hat{\phi}' \hat{\theta} |_{j+0.5} \right) \times e^{ikr|_s \cos \psi |_{j+0.5}} A |_{s,j+0.5} \end{aligned} \right]. \end{aligned} \quad (5)$$

У формулі (5) λ - довжина хвилі, k - хвильове число у вільному просторі, η - імпеданс вільного простору. $\hat{\phi}$ і $\hat{\theta}$ - орти сферичної системи координат на цій сфері радіусу $r = r_0 + s\Delta r$, $\hat{\phi}'$ і $\hat{\theta}'$ - орти сферичної системи на нескінченно великій сфері. ψ - кут між радіус-вектором нескінченно віддаленої точки спостереження і радіус-вектором точки на сфері, що охоплює антену. r в даному випадку – нескінченно велика відстань до точки спостереження, тому фізичний зміст має його здобуток з напруженістю поля. Подробиці отримання формули (5) можуть бути знайдені в статті [7]. Таким чином, запропонований підхід дозволяє розрахувати розподіл поля в ближній зоні антени за допомогою звичайного крокування у сферичній системі координат. Також можна розрахувати поле у дальній зоні антени. Для цього спочатку до розрахунків моделювання у ближній зоні застосовується перетворення Фур'є (доцільно використовувати швидке перетворення Фур'є (Fast Fourier Transform FFT), а потім результат переводиться за допомогою формули (5) у дальню зону.

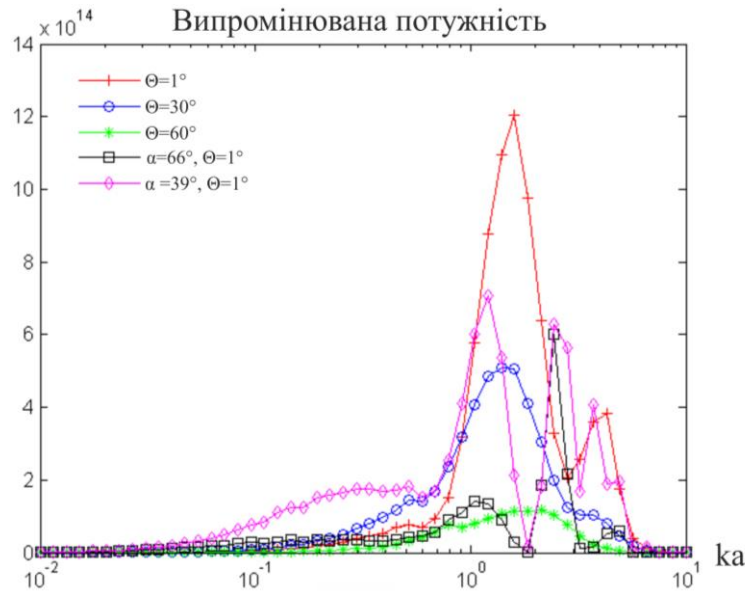


Рис. 2. Частотна залежність випромінюваної потужності, k - хвильове число, a - радіус антени.

Для збудження біконічної антени використовується кільце з азимутними магнітними струмами гауссової часової форми, розташоване на фіксованому радіусі всередині конічної лінії. При цьому кутова залежність має залежність пропорційно до $1/\sin(\theta)$, що приводить до збудження усередині біконічної антени TEM хвилі [1]:

$$J_\varphi(r, \theta, \varphi, t) = \frac{1}{\sin \theta} \exp\left(-\left(\frac{t-t_0}{T}\right)^2\right) \delta(r-r_0) \quad (6)$$

У формулі (6) $T = 2a/11c_0$, $t_0 = 5T$, a - радіус антени, c_0 - швидкість світла у вільному просторі. Джерело у вигляді (6) збуджує в антені дві TEM хвилі, одна з яких випромінюється антеною в простір, а інша – поширюється у напрямку до вершини біконуса $r \rightarrow 0$. При моделюванні випромінювання антени хвиля, що розповсюджується до початку координат, повинна бути виключена з розрахункової області. Для цього при $r = r_0$ використовується імпедансна гранична умова у вигляді:

$$E_\theta = ZH_\varphi, \quad (7)$$

де $Z = \sqrt{\mu_0 / \varepsilon\varepsilon_0}$ - хвильовий імпеданс діелектричного середовища. Фізично використання такої граничної умови відповідає випадку ідеального узгодження антени з генератором. Відзначимо, що після дифракції поля на апертурі антени збуджуються TEM хвиля і вищі ТМ - хвилі. TEM хвиля поглинається умовами (7), а ТМ-хвилі затухають при наближенні до вершини біконуса завдяки дисперсії [3].

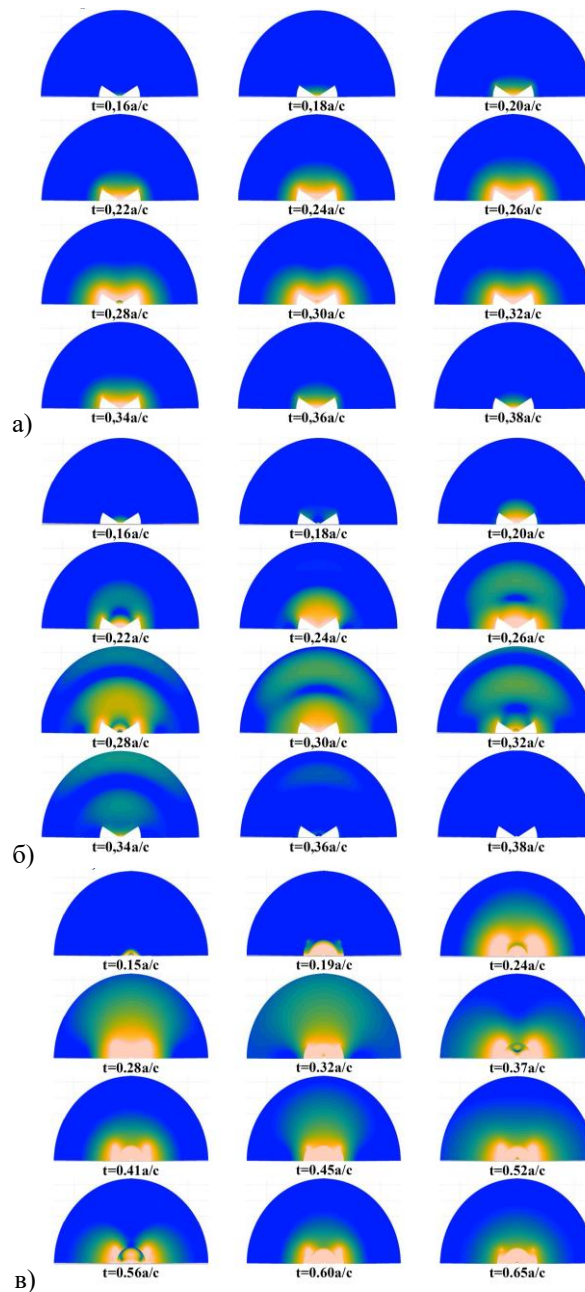


Рис. 3. Розподіл густини енергії в різні моменти часу: а) звичайна біконічна антена на низьких частотах; б) звичайна біконічна антена на високих частотах; в) біконічна антена ємнісного типу на низьких частотах.

РЕЗУЛЬТАТИ Й ОБГОВОРЕННЯ

За допомогою розрахунків описаним вище методом отримано добуток потужності, що випромінюється (інтеграла від вектора Пойнтінга по нескінченній сфері), та відстані від антени (Рис. 2), результат інтегрування ділиться на потужність джерела (інтеграл від вектора Пойнтінга за деякою сферою всередині антени). Зрозуміло, що отриманий результат фактично представляє собою частку потужності джерела, яка випромінюється у вільний простір та досягає дальньої зони. Далі результат такого добутку називається випромінюваною потужністю P_z .

На Рис. 2 представлені результати для звичайної біконічної антени з різними кутами $\theta = 1^\circ, 30^\circ, 60^\circ$. Така антена ефективно випромінює при $\lambda \sim a$, при цьому збільшення площі випромінюючої апертури антени (зменшення кута θ) приводить до збільшення потужності, що випромінюється. Також на Рис.2 представлена частотна залежність потужності, що випромінюється, для біконічної антени «ємнісного» типу для $\theta = 1^\circ$, $\alpha = 39^\circ$ і $\alpha = 66^\circ$. В цьому випадку залежність стає більш складною, і подібні антени можуть ефективно випромінювати на низьких частотах, зокрема антена з $\alpha = 39^\circ$ достатньо ефективно випромінює при $\lambda \sim a/10$.

Моделювання проведено для двох випадків: високочастотне і низькочастотне збудження. У першому випадку збуджуючий сигнал помножується на гармонічну функцію з круговою частотою $\omega = 1.6c/a$ (в цьому випадку спектр збуджуючого сигналу повністю лежить в області, для якої $\lambda \sim a$), а в другому – на гармонічну функцію з $\omega = 0.05c/a$ (тут переважають складові з частотами $f < f_c$).

На Рис. 3 представлено розподіл густини енергії в різні моменти часу в для звичайної біконічної антени з $\theta = 30^\circ$ (регулярна кінчна лінія без діелектричного заповнення): **а** – на низьких частотах, **б** – на високих частотах. Також досліджена біконічна антена «ємнісного типу» з параметрами $\theta = 1^\circ, \alpha = 39^\circ, \varepsilon = 80$ на низьких частотах (**в**). З цих рисунків можна зробити висновок, що антена **а** не випромінює енергію – поле залишається локалізованим поблизу джерела, при цьому його силові лінії не «відриваються» від джерела. На Рис. 3б лінії поля «відриваються» від антени і утворюють замкнуті петлі – антена випромінює. На Рис. 3в лінії структура поля становиться більш складною, а також спостерігається схожий ефект для нової конструкції антени на низьких частотах – антена випромінює.

Це пояснюється тим, що введення діелектричного шару приводить до зниження критичної частоти мод в кінчній лінії, багато мод стають такими, що поширюються, завдяки металевій кришці перетворюються в дипольну моду вільного простору і дають внесок у випромінювання.

ВИСНОВКИ

Розглянуто випромінювання біконічної антени в імпульсному режимі. Для розрахунку імпульсного випромінювання в ближній і в дальній зоні антени безпосередньо в часовій області використовується метод кінцевих різниць у часовій області (spherical FDTD) та перетворення зі ближньої в дальню зону в частотній області (N2F).


Досліджена звичайна конструкція біконічної антени і біконічна антена «ємнісного типу» (біконічна лінія заповнена діелектриком і частково накрита металевою кришкою), запропонована Галейсом (Galejs) в 1964 р. Проаналізовано випромінювання подібної і звичайної антени на низьких і на високих частотах. Показано, що біконічна антена «ємнісного типу» може випромінювати електромагнітну енергію на низьких частотах. Це пояснюється тим, що в антені відбувається зниження критичної частоти мод і більш ефективно їх перетворення в дипольну моду вільного простору. Така антена може бути використана для створення малих антен.


Дана стаття виконана в рамках науково-дослідних робіт, що фінансуються за рахунок коштів державного бюджету Міністерством освіти і науки України (номера бюджетних тем: №0118U002022 та №0117U004965).

КОНФЛІКТ ІНТЕРЕСІВ

Автори повідомляють про відсутність конфлікту інтересів.

Authors' ORCID ID

V.S.Khrychov  <https://orcid.org/0000-0002-1033-1714>;

M.N. Legenkiy  <https://orcid.org/0000-0002-5945-4002>.

REFERENCES

1. Shantz H. The art and science of ultrawideband antennas. Boston: Artech House, 2005. 331 p.
2. Legenkiy M.N., Butrym A.Yu., Sharkova M.S. About possibility to create a small antenna based on inhomogeneous biconical line // Proc. of the conference MSMW2013. 2013. P. 470-472.
3. Kochetov B.A., Butrym A.Yu. Axially symmetric transient electromagnetic fields in a radially inhomogeneous transmission line // Progress in Electromagnetic Research B. 2013. V. 48, P. 375-394.
4. Kim O.S., Breinbjerg O. Miniaturized self-resonant split-ring resonator antenna // Electronics Letters. 2009. V. 45, Iss. 4. P. 196-197.
5. Mongia R.K., Bhartia P. Dielectric resonator antennas – A review and general design relations for resonant frequency and bandwidth // International Journal of Microwave and Millimeter-Wave Computer-Aided Engineering. 1994. V. 4, No. 3, P. 230-247.
6. Galejs J. Capacitor type biconical antenna // Radio Science Journal of Research NBS/USNC - URSI. 1964. V. 68D, No. 2, P. 166-172.
7. Franek O., Pedersen G.F., Andersen J.B. Numerical modeling of a spherical array of monopoles using FDTD method // IEEE Transactions on Antennas and Propagations. 2006. V. 54, Iss. 7, P. 1952-1963.
8. Taflove A., Hagness S. Computational electrodynamics: the finite-difference time-domain method. Boston: Artech House, 2005. 1025 p.
9. Teixeira F.L., Chew W.S. Systematic derivation of anisotropic PML absorbing media in cylindrical and spherical coordinate // Microwave and Guided Wave Letters. 1997. V. 7, No. 11, P. 371-373.

Оригінальна стаття

<https://doi.org/10.26565/2311-0872-2019-31-07>

УДК 621.382.2

**ПРО ПІДВИЩЕННЯ ПОТУЖНОСТІ КОРОТКИХ ДІОДІВ ГАННА НА ОСНОВІ
ВАРИЗОННОГО InGaPAs****І.П. Стороженко¹, Ю.В. Аркуша²**¹ Харківський національний технічний університет сільського господарства ім. Петра Василенка, вул.
Алчевських, 44

E-mail: prof.igor.storozhenko@gmail.com

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

E-mail: y.v.arkusha@gmail.com

Надійшла до редакції 9 жовтня 2019 р.

Актуальність. Проблема освоєння терагерцового діапазону твердотільними приладами залишається на сьогодні актуальною. Як активні елементи використовуються діоди Ганна, IMPATT-діоди, резонансно-тунельні діоди та інші. На частотах вище 100 ГГц ці прилади мають ряд фізичних проблем, які обмежують максимальну роботу зверху. Однією з можливостей створення високочастотних діодів Ганна є використання різних варизонних багатокомпонентних напівпровідникових сполук. Діоди Ганна на основі таких сполук мають більш високі значення ефективності генерації і, відповідно, вихідної потужності.

Мета роботи. Багатокомпонентні напівпровідники, фракційний склад яких змінюється в просторі, дозволяють покращити взаємодію електричного поля і електронів в пристроях, що працюють на ефекті міждолинного перенесення електронів. Для досягнення найкращого ефекту такий напівпровідник повинен мати оптимальну залежність енергетичного зазору між нееквівалентними долинами зони провідності від координати. Тому мета роботи - дослідити залежності ефективної генерації коливань струму в терагерцовому діапазоні на основі варизонних напівпровідників $Ga_{1-x}(z)In_y(z)P_y(z)As_{1-y}(z)$.

Матеріали та методи. За допомогою математичного моделювання розглядаються $n + - n - n + -$ діоди Ганна на основі варизонного напівпровідника $Ga_{1-x}(z)In_y(z)P_y(z)As_{1-y}(z)$ з довжиною активної області 1,0 мкм і концентрацією іонізованих домішок в ній $9 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Дослідження проведено на основі рішення кінетичного рівняння Больцмана для трирівневої $\Gamma - L - X$ моделі міждолинного перенесення електронів. Система рівнянь, яка отримана, вирішується чисельно і дозволяє отримати динамічні розподіли концентрації носіїв, їх енергії, щільності струму, напруженості електричного поля а також падіння напруги на діоді.

Результати. Показано, що у варизонних діодах на основі $Ga_{1-x}(z)In_y(z)P_y(z)As_{1-y}(z)$ може бути реалізований доменний режим нестабільності струму. На відміну від аналогічних приладів на основі однорідних за складом напівпровідників, таких як GaAs, InP або $Ga_{0,5}In_{0,5}As$, в діодах на основі варизонного $Ga_{1-x}(z)In_y(z)P_y(z)As_{1-y}(z)$ виникають незгасаючі коливання струму. Максимальна потужність основної моди таких коливань становить 19 мВт на частоті 95 ГГц. В спектрі коливань присутні вищі гармоніки: потужність другої гармоніки - 1,6 мВт, а на третій - 0,3 мВт. Частота і потужність автоколивань в варизонних діодах залежить від складу напівпровідникових сполук як в аноді, так і в катоді і спостерігається при оптимальних значеннях прикладеної напруги.

Висновки. Варизонні діоди Ганна на основі $Ga_{1-x}(z)In_y(z)P_y(z)As_{1-y}(z)$ з довжиною активної області 1,0 мкм і з концентрацією іонізованих донорних домішок $9 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ можуть генерувати безперервні коливання струму в досить широкому частотному діапазоні за рахунок ефективної роботи на основній, другій та третій гармоніках. Результати дослідження можна використовувати при розробці високочастотних приладів для різних наукових досліджень.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: діод Ганна, моделювання, варизонний напівпровідник, ефект міждолинного переносу електронів, автоколивання, терагерцовий діапазон, гетероперехід

**О ПОВЫШЕНИИ МОЩНОСТИ КОРОТКИХ ДИОДОВ ГАННА НА ОСНОВЕ
ВАРИЗОННОГО InGaPAs****И.П. Стороженко¹, Ю.В. Аркуша²**¹ Харьковский национальный технический университет сельского хозяйства им. Петра Василенка, ул.
Алчевских, 44² Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина, 61022, г. Харьков, пл. Свободы, 4

Актуальность. Проблема освоения терагерцового диапазона твердотельными приборами остается на сегодняшний день актуальной. В качестве активных элементов используются диоды Ганна, IMPATT-диоды, резонансно-туннельные диоды и другие. На частотах выше 100 ГГц эти приборы имеют ряд физических проблем, которые ограничивают максимальную работу сверху. Одной из возможностей создания высокочастотных диодов Ганна есть использование различных варизонных многокомпонентных полупроводниковых соединений. Диоды Ганна на основе таких соединений имеют более высокие значения эффективности генерации и, соответственно, выходной мощности.

Цель работы. Многокомпонентные полупроводники, фракционный состав которых меняется в пространстве, позволяют улучшить взаимодействие электрического поля и электронов в устройствах, работающих на эффекте междолинного переноса электронов. Для достижения наилучшего эффекта такой полупроводник должен иметь оптимальную зависимость энергетического зазора между неэквивалентными долинами зоны проводимости от координаты. Поэтому цель работы – исследовать зависимости эффективной генерации колебаний тока в терагерцовом диапазоне на основе варизонного полупроводника $Ga_{1-x(z)}In_{y(z)}P_{y(z)}As_{1-y(z)}$.

Материалы и методы. С помощью математического моделирования рассматриваются $n^+ - n - n^+$ диоды Ганна на основе варизонного полупроводника $Ga_{1-x(z)}In_{y(z)}P_{y(z)}As_{1-y(z)}$ с длиной активной области 1,0 мкм и концентрацией ионизированных примесей в ней $9 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Исследование проведено на основе решения кинетического уравнения Больцмана для трехуровневой $\Gamma - L - X$ модели междолинного переноса электронов. Полученная система уравнений решается численно и позволяет получить динамические распределения концентрации носителей, их энергии, плотности тока, напряженности электрического поля а также падение напряжения на диоде.

Результаты. Показано, что в варизонных диодах на основе $Ga_{1-x(z)}In_{y(z)}P_{y(z)}As_{1-y(z)}$ может быть реализован доменный режим нестабильности тока. В отличие от аналогичных приборов на основе однородных по составу полупроводников, таких как GaAs, InP или $Ga_{0,5}In_{0,5}As$, в диодах на основе варизонного $Ga_{1-x(z)}In_{y(z)}P_{y(z)}As_{1-y(z)}$ возникают незатухающие колебания тока. Максимальная мощность основной моды таких колебаний составляет 19 мВт на частоте 95 ГГц. В спектре колебаний присутствуют высшие гармоники: мощность второй гармоники – 1,6 мВт, а на третьей – 0,3 мВт. Частота и мощность автоколебаний в варизонных диодах зависит от состава полупроводникового соединения как в аноде, так и в катоде и наблюдается при оптимальных значениях приложенного напряжения.

Выводы. Варизонные диоды Ганна на основе $Ga_{1-x(z)}In_{y(z)}P_{y(z)}As_{1-y(z)}$ с длиной активной области 1,0 мкм и с концентрацией ионизированных донорных примесей $9 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ могут генерировать непрерывные колебания тока в достаточно широком частотном диапазоне за счет эффективной работы на основной, второй третьей гармониках. Результаты исследования можно использовать при разработке высокочастотных приборов для различных научных исследований.

Ключевые слова: диод Ганна, моделирование, варизонный полупроводник, эффект междолинного переноса электронов, автоколебания, терагерцовый диапазон, гетеропереход

ON INCREASING POWER OF SHORT InGaPAs GRADED-GAP GUNN DIODES

I.P. Stotozhenko¹, Yu.V. Arkusha²

¹ Kharkiv Petro Vasylenko National Technical University of Agriculture, 44 Alchevskih St., Kharkiv, Ukraine

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

Background. The problem of development of the terahertz range with solid state devices remains relevant today. Gunn diodes, IMPATT diodes, resonant tunneling diodes and others are used as active elements. At frequencies above 100 GHz, these devices have a number of physical problems that limit maximum operation from above. One of the possibilities of creating high-frequency Gunn diodes is the use of various graded-gap multicomponent semiconductor compounds. Gunn diodes based on such compounds have higher generation efficiency and, accordingly, output power.

Objectives. Multicomponent semiconductors, the fractional composition of which varies in space, can improve the interaction of the electric field and electrons in devices operating on the effect of intervalley electron transfer. To achieve the best effect, such a semiconductor should have an optimal coordinate dependence between the nonequivalent valleys of the conduction band. Therefore, the aim of the work is to investigate the dependences of the effective generation of current oscillations in the terahertz range based on a graded-gap semiconductor $Ga_{1-x(z)}In_{y(z)}P_{y(z)}As_{1-y(z)}$.

Materials and methods. Using mathematical modeling $n^+ - n - n^+$ Gunn diodes based on a graded-gap semiconductor $Ga_{1-x(z)}In_{y(z)}P_{y(z)}As_{1-y(z)}$ with active region length being 1,0 μm and the concentration of ionized impurities in it being $9 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ are considered. The study was carried out based on the solving Boltzmann kinetic equation for a three-level $\Gamma-L-X$ model of intervalley electron transfer. The resulting system of equations is solved numerically and allows one to get the dynamic distribution of the concentration of charge carriers, their energy, current density, electric field strength, and the voltage drop across the diode.

Results. It is shown that in graded-gap diodes based on $Ga_{1-x(z)}In_{y(z)}P_{y(z)}As_{1-y(z)}$ some domain current instability mode can be implemented. Unlike similar devices based on homogeneous semiconductors, such as GaAs, InP or $Ga_{0,5}In_{0,5}As$, in diodes based on graded-gap $Ga_{1-x(z)}In_{y(z)}P_{y(z)}As_{1-y(z)}$ undamped current oscillations occur. The maximum power of the main mode of such oscillations is 19 mW at a frequency of 95 GHz. Higher harmonics are present in the oscillations spectrum: the power of the second harmonic is 1,6 mW, and that of the third is 0,3 mW. The frequency and power of self-oscillations in graded-gap diodes depends on the composition of the semiconductor compound both in the anode and in the cathode and is observed at optimal values of the applied voltage.

Conclusions. Graded-gap Gunn diodes based on $Ga_{1-x(z)}In_{y(z)}P_{y(z)}As_{1-y(z)}$ with active region length being 1,0 μm and the concentration of ionized impurities in it being $9 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ are able to generate continuous current oscillations in a fairly wide frequency range due to efficient operation at the main, second and third harmonics. The research results can be used in the development of high-frequency devices for various scientific research.

Keywords: Gunn diode, simulation, graded-gap semiconductor, electron intervalley transport effect, self-oscillations, terahertz range, heterojunction.

ВСТУП

Основні переваги і сценарії розвитку використання електромагнітних хвиль терагерцового діапазона вже достатньо відомі та викликають інтерес. Дешеві, малогабаритні та ефективні засоби генерації, випромінювання, ресстрації та обробки сигналів терагерцового діапазону на даний час мають великий попит. Переглядаючи існуючі прилади терагерцового діапазону, можна легко помітити суттєву різницю між детекторами і джерелами терагерцового випромінювання в доступності, різноманітності та ціні. Джерел терагерцового діапазону мало і вони занадто дорогі для широкого використання. Треба зауважити, що дійсно, існує багато матеріалів для антен, в яких терагерцовий сигнал збуджується фемтосекундним лазерним імпульсом оптичного діапазону. Однак, коли хтось думає використовувати джерела постійного струму, то виявляється, що існуючі пристрої або занадто великі за розміром, або дуже дорогі, або і те й інше. Наприклад, лазери на вільних електронах, синхротрони або молекулярні лазери. Отже, компактні твердотільні джерела неперервного випромінювання відіграють важливу роль у системах терагерцового діапазону, користуються великим попитом як для лабораторних випробувань, так і для комерційних цілей в багатьох областях.

Тут особливе місце займають досягнення в області створення високошвидкісних транзисторів з низьким рівнем шуму (HBT, DHBT і HEMT) з максимальною робочою частотою 0,3 ... 1 ТГц. Але вартість таких транзисторів залишається високою. Становлять особливий інтерес HEMT діоди з максимальною робочою частотою 279 ГГц, виготовлені за допомогою процесу хімічного осадження з парової фази, який може бути придатним для масового виробництва [1].

Поряд з прогресом в області технології виготовлення терагерцових транзисторів залишаються широко затребуваними традиційні активні елементи, такі як діоди Ганна, IMPATT діоди, резонансно-тунельні діоди і каскади помножувачів частоти. Всі ці пристрої на частотах вище 100 ГГц мають низку фізичних проблем, які обмежують робочу частоту зверху. Гранична частота резонансно-тунельних діодів складає 1,04 ТГц [2], в каскадах помножувачів частоти, наприклад на GaAs-діодах Шоттки, 2,7 ТГц [3], в діодах Ганна та IMPATT або TUNNETT діодах близько 0,3 ... 0,4 ТГц [4, 5].

Поміркуємо над діодами Ганна. На цей час InP-діод Ганна є найпотужнішим напівпровідниковим джерелом на частотах вище 290 ГГц [5]. Прогнози також вказують на те, що може вироблятися значна кількість НВЧ енергії, принаймні до 450 ГГц [6, 7]. В основі роботи діода Ганна лежить ефект міждолинного перенесу електронів. Перевагами таких приладів є висока потужність імпульсу, низький рівень шуму та широкий діапазон робочих частот. Їх гранична частота обмежена зверху цілою низкою фізичних проблем, таких як обмеженість часів переносу електронів з однієї долини зони провідності в іншу та часу «розігріву» електронів поблизу катодного контакту до енергії, яка необхідна для міждолинного переносу, обмеженість швидкості дрейфу електронів в напівпровіднику, збільшення ємності при зменшенні довжини приладу тощо.

На даний час для усунення негативного впливу деяких з перерахованих вище проблем використовуються різні катодні контакти, які створюють умови для швидкого збільшення енергії електронів. Такими контактами є зменшення рівня легування іонізованими домішками, зворотно зміщений гетероперехід і бар'єр Шоттки. Гранична частота таких діодів Ганна складає 100 ... 200 ГГц для GaAs і 200 ... 300 ГГц для InP [4 – 7]. Використання катодних контактів, таких як тунельний контакт [8, 9] і прямо зміщений гетероперехід [10], які поставляють в дрейфову область електрони з високим рівнем енергії, не мало значного успіху.

Другий підхід до вирішення цієї проблеми полягає в пошуку напівпровідникових матеріалів, які мають граничну частоту роботи більш ніж GaAs або InP. Такі матеріали включають InGaAs [11], GaInPAs і напівпровідникові нітриди.

Одним з маловідомих напрямків в області створення діодів Ганна є використання варізонних напівпровідникових сполук, завдяки яким можна в деякій мірі подолати необхідність нагрівання електронного газу біля катоду. Діоди Ганна на основі варізонних напівпровідників мають більш високі значення ефективності генерації та вихідної потужності [12, 13]. В якості причини такого збільшення вже давно розглядається інжекція гарячих електронів через гетероперехід в транзитний регіон [10, 14 – 16]. Однак, як було показано в роботах [17 – 19], енергія таких електронів в транзитній зоні діода швидко зменшується до енергії кристалічної решітки. Локальне зменшення енергетичної щільності між нееквівалентними долинами в катодному контакті виглядає більш імовірною причиною такого збільшення [12, 13]. Оптимальне значення енергетичної щільності між долинами в катодному контакті при температурі кристалічної решітки 300 К становить 0,1 ... 0,3 еВ. Наприклад, це відповідає $Al_{1-x}Ga_xAs$ – GaAs діоду при $x = 0,15$... 0,3. Найпоширенішою на сьогодні варізонною сполукою для діодів Ганна є AlGaAs – GaAs. Ідея використання варізонного GaInPAs у діодах Ганна [20] є цікавою та перспективною.

Третій спосіб збільшення граничної частоти пристроїв – це використання багаточастотних або нелінійних режимів коливальних у напівпровідникових пристроях для отримання вихідної потужності на вищих гармоніках. Джерелами коливальних, що супроводжуються базовими типами коливальних в діоді Ганна,

є генерація електронно-діркових пар у статичному або рухомому домені [21 – 23], генерація електронно-діркових пар, викликаних зовнішнім оптичним імпульсом [24], іонізація нейтральних домішок [25], наслідки, що пов'язані з виникненням і дрейфом хвиль заряду в неоднорідних середовищах [12], нелінійна взаємодія з зовнішніми електродинамічними системами [24, 26] тощо.

У статті ми представили результати порівняльного аналізу спектрів автоколивань, що виникають в діодах Ганна на основі варізонного GaInPAs.

ПОСТАНОВКА ЗАВДАННЯ ТА ІМІТАЦІЙНА МОДЕЛЬ

Структура пристрою

Діоди з профілем легування $n^+ - n - n^+$ на основі варізонного $\text{Ga}_{1-x(z)}\text{In}_{x(z)}\text{P}_{y(z)}\text{As}_{1-y(z)}$ моделюються з наступними параметрами: довжина області дрейфу (активна область) 1,0 мкм; концентрація іонізованих донорів в ній $9 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$; довжини катода і анода становили 0,4 мкм; концентрація іонізованих донорів в катоді і аноді $4 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Діаграма зони провідності, розподіли домішок і бінарних фракцій в приладі показані на Рис. 1. Використовується Γ -L-X - рівнева модель для $\text{Ga}_{1-x(z)}\text{In}_{x(z)}\text{P}_{y(z)}\text{As}_{1-y(z)}$.

Енергетичні мінімуми i -долини в залежності від x та y задаються поверхнями:

$$E_{ixy} = E_{ix1}y + E_{ix0}(1-y) - \frac{0,3y(1-y)}{\sqrt{(E_{ix0} + E_{ix1})/2}}, \quad (1)$$

де $E_{ix0} = E_{i10}x + E_{i00}(1-x) - \frac{0,3x(1-x)}{\sqrt{(E_{i00} + E_{i10})/2}}$ і $E_{ix1} = E_{i01}x + E_{i11}(1-x) - \frac{0,3x(1-x)}{\sqrt{(E_{i01} + E_{i11})/2}}$.

Енергетичний зазор між Γ і X долинами описується виразом $\Delta_{\Gamma X}(x, y) = E_X(x, y) - E_{\Gamma}(x, y)$. Енергетичний зазор між Γ і L долинами – $\Delta_{\Gamma L}(x, y) = E_L(x, y) - E_{\Gamma}(x, y)$.

В зоні провідності $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{P}$ при $x = 0 \dots 0,38$ і в $\text{GaP}_y\text{As}_{1-y}$ при $y = 0,48 \dots 1,0$ найнижчим за енергією є мінімум X-долини, тобто в $\text{Ga}_{0,62}\text{In}_{0,38}\text{P}$ і в $\text{GaP}_{0,48}\text{As}_{0,52}$ $\Delta_{\Gamma X} \approx 0$. В цих випадках ефект міждолинного переносу електронів не приводить до від'ємної диференційної провідності в напівпровіднику і визначає границі складових компонент сполуки.

Розподіли фракційних часток In та P в $\text{Ga}_{1-x(z)}\text{In}_{x(z)}\text{P}_{y(z)}\text{As}_{1-y(z)}$ задаються S-залежностями:

$$x(z) = (x_{-\infty} - x_{+\infty}) \left[1 + \exp\left(\frac{4(z - z_0)}{l_g}\right) \right]^{-1} + x_{+\infty} \quad \text{і} \quad y(z) = (y_{-\infty} - y_{+\infty}) \left[1 + \exp\left(\frac{4(z - z_0)}{l_g}\right) \right]^{-1} + y_{+\infty}, \quad (2)$$

де $x_{-\infty}$ і $x_{+\infty}$ – фракційні частки In в катоді ($z \rightarrow -\infty$) і аноді ($z \rightarrow +\infty$), $y_{-\infty}$ та $y_{+\infty}$ фракційні частки P в катоді ($z \rightarrow -\infty$) і аноді ($z \rightarrow +\infty$), l_g – довжина шару між напівпровідниками, в яких фракційні частки In та P не змінюються з координатою (довжина шару варізонного напівпровідника), z – координата, z_0 – координата центру шару варізонного напівпровідника.

Зміна складу напівпровідника уздовж транзитної області відбувається таким чином, щоб енергетичний зазор між мінімумом Γ -долини і мінімумом найближчою до неї бічної долини був зростаючою функцією координати [12, 13]. У цьому дослідженні довжина перехідного шару $l_g = 0,87$ мкм практично збігається з довжиною активної області $l_a = 1,0$ мкм і центральна точка варізонного напівпровідника $z_0 = 0,86$ мкм. Саме при таких параметрах очікується найбільша ефективність приладу [12]. Діод має поперечний переріз $S = 20 \times 20 \text{ мкм}^2$. Температура кристалевої решітки T_0 вважалася постійною і дорівнювала 300 К. Нашою метою було вивчення особливостей роботи діодів на основі різних варізонних напівпровідників і отримання їх спектрів потужності випромінювання для різних напруг протягом 1000 пс.

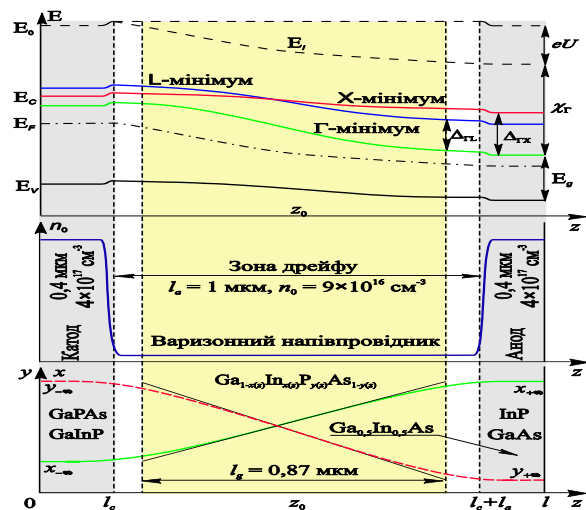


Рис.1. Схеми енергетичної діаграми, рівня легування і розподілу x та y фракцій в $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{P}_y\text{As}_{1-y}$ варізонних діодах Ганна.

Математична модель пристрою

Фактичне дослідження було проведено за допомогою трирівневої Г-L-X моделі міждолинного переносу електронів у варізонних напівпровідниках на основі розв'язання рівняння Больцмана для випадку зміщеного розподілу електронів Максвелла. Ця модель являє собою систему рівнянь, що складається з рівнянь безперервності (3), струму (4) і балансу енергії (5) для кожної з трьох Г, L і X нееквівалентних долин зони провідності напівпровідника, а також рівняння Пуассона (6). Детально модель пояснена в статтях [12, 27].

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = -\frac{\nabla \bar{j}_i}{e} + \frac{n_j}{\tau'_{nji}} + \frac{n_l}{\tau'_{nli}} - \frac{n_i}{\tau_{nij}} - \frac{n_i}{\tau_{nil}}; \quad (3)$$

$$\bar{j}_i = n_i \mu_i \nabla(\chi_i - \varphi) - \mu_i k_B [\nabla(n_i T_i) - 1.5 n_i T_i \nabla \ln(m_i)]; \quad (4)$$

$$\frac{3}{2} k_B \frac{\partial n_i T_i}{\partial t} = \frac{\bar{j}_i \nabla(\chi_i - \varphi)}{e} - \frac{5 k_B}{2e} \nabla(\bar{j}_i T_i) + \frac{3}{2} k_B \left(\frac{n_j T_j}{\tau'_{E,ji}} + \frac{n_l T_l}{\tau'_{E,li}} - \frac{n_i T_i}{\tau_{E,i}} \right); \quad (5)$$

$$\nabla(\varepsilon \vec{E}) = 4\pi e (n_i + n_j + n_l - n_0), \quad (6)$$

Рівняння записані для Г долини. В цих рівняннях індекси i, j і l позначають три нееквівалентні долини. Тут n, μ, m, J і T позначено, відповідно, концентрацію, рухливість, ефективну масу, щільність струму і температуру електронів, $\tau_{n,ij}, \tau_{E,ij}$ – час релаксації концентрації і енергії електронів при i - j міждолинному розсіюванні, $\tau_{E,i}$ – час релаксації енергії електронів в i -долині при урахуванні усіх основних механізмів розсіювання електронів [12, 27], χ_i – це енергія, яка необхідна для перенесення електронів від мінімуму енергії i -долини на локального рівня вакууму; E – напруженість електричного поля, n_0 – концентрація іонізованих донорів, ε – діелектрична проникність, e – заряд електрона, k_B – стала Больцмана, t – час. Припускаємо дію тільки зовнішнього електричного поля: $\nabla \varphi = e \vec{E}$.

Середня щільність струму в пристрої, визначаються як сума середніх струмів провідності електронів і струму зміщення:

$$\bar{j}(t) = \bar{j}_I(t) + \bar{j}_L(t) + \bar{j}_X(t) + \frac{\varepsilon}{4\pi} \frac{d\vec{E}}{dt}, \quad (7)$$

Система рівнянь (3) – (6) вирішується чисельним методом з використанням алгоритму Томаса для одномірного випадку. Всі процеси вивчаються тільки по z координаті. Прикладена постійна напруга U і параметри напівпровідників є вхідними даними. Вихідні дані представляють собою динамічні розподіли концентрації носіїв, їх енергії, щільності струму, напруженості електричного поля, залежності від часу середньої щільності струму, що протікає через діод і падіння напруги на діоді $V(t) = \int_0^l E(z,t) dz$. Ми

досліджували спектр середньої потужності автоколивань. Середня потужність k гармоніки $P_k = 0.5 J_k V_k S \cos(\Delta \theta_k)$, де J_k і V_k – амплітуди коливань щільності струму і падіння напруги на діоді k гармоніки; $\Delta \theta_k$ – різниця фаз між коливаннями щільності струму і напругою, $k = 1, 2, 3$ номер гармоніки. Середня потужність постійного струму $P_0 = J_0 V_0$.

Результати досліджень та їх аналіз

Генерація неперервних автоколивань не реалізується в класичних $n^+ - n - n^+$ структурах коротких діодах Ганна на основі GaAs і InP. Коли резонатор відсутній, в діоді в кращому випадку виникають згасаючі коливання струму. Ситуація змінюється, якщо в активній області приладу створити умови для швидкого збільшення кінетичної енергії електронів, яка необхідна для інтенсивного їх розсіювання в бічні долини. Описані умови можуть бути створені за рахунок зменшення рівня легування, використання бар'єру Шотткі або гетеропереходу поблизу катодного контакту. Коливання струму, що виникають в такому діоді, пов'язані з дрейфом доменів. Домени утворюються біля області, яка збіднена рухливими електронами в наслідку названих причин. У разі варізонного напівпровідника також відбувається дрейф доменів в діоді, але причина їх виникнення інша. У варізонному напівпровіднику виникнення домену відбуваються через зростаючу залежність енергетичної щільності між Г-долиною та найближчою за енергією до неї бічною долиною. Всі подробиці про виникнення і поширення хвиль просторового заряду у варізонних напівпровідниках описані в статті [12]. Автоколивання струму в діодах Ганна на основі варізонних напівпровідників значно залежать від просторового розподілу складу фракцій у потрійних або четвертих напівпровідникових сполуках.

GaPAs – GaAs і GaInP – GaAs діоди

Розглянемо процеси у варізонних діодах Ганна на основі GaInP – GaAs. В GaInP – GaAs приладах активна зона складається з варізонного сплаву $Ga_{1-x(z)}In_{x(z)}P_{y(z)}As_{1-y(z)}$ і в GaPAs – GaAs з варізонного сплаву $GaP_{y(z)}As_{1-y(z)}$. Тобто, в GaInP – GaAs діодах фракційні складові сплаву $Ga_{1-x(z)}In_{x(z)}P_{y(z)}As_{1-y(z)}$ змінюється уздовж активної області від GaInP в катоді до GaAs в аноді. Відповідно відбувається в GaPAs – GaAs діодах. Сьогодні GaPAs – GaAs діоди на відміну від AlGaAs – GaAs не використовуються. Причинами цього є встановлені уявлення про необхідність надати електронам в активній зоні високу кінетичну енергію через гетероперехід і більша неузгодженість постійних решіток в парі GaPAs і GaAs. Наші дослідження показують, що GaPAs – GaAs діоди не відрізняються від AlGaAs – GaAs як по фізиці процесів, так і по вихідним характеристикам [17].

Результати числових експериментів показують, що неперервні коливання струму в GaAs діоді не виникають (Рис 2, крива 1). Але, якщо збільшувати GaP фракцію в катоді і не змінювати склад напівпровідника в аноді, то процеси, що відбуваються в діоді, змінюються наступним чином.

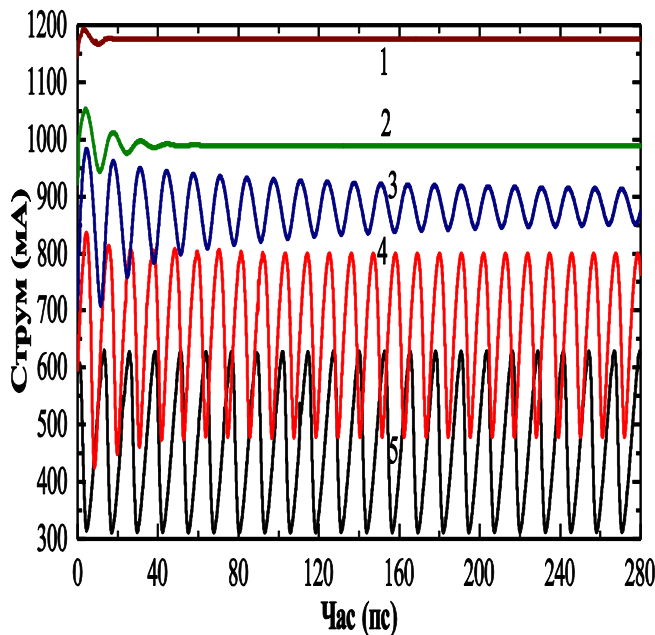


Рис.2. Коливання струму в $GaP_yAs_{1-y} - GaAs$ діоді при $y = 0$ (1), $y = 0,1$ (2) та $y = 0,2$ (3) при напрузі $U = 0,8$ В, $y = 0,3$ при $U = 1,0$ В (4) та $y = 0,4$ при $U = 1,8$ В (5).

Це ще більш підвищує концентрацію електронів в бічних долинах і зменшує їх концентрацію в Г-долині. А це призводить до падіння рухливості електронів. Виникає додатний зворотний зв'язок, завдяки якому накопичується об'ємний заряд в шарі варізонного напівпровідника біля катоду. При достатній зовнішній напрузі цей об'ємний заряд починає просуватися вздовж транзитної області у бік анодного контакту. Тобто на шарі варізонного напівпровідника формується об'ємний рухливий заряд. Область, де формується нестабільність заряду, дислокується у варізонному шарі в області між центром транзитної області і катодом. Постійний струм в діоді при збільшенні GaP частки зменшується (Рис.2, криві 1 – 5). Довжина «мертвої» зони в таких приладах є меншою, ніж в однотипних GaAs діодах. Коливання струму в $GaP_yAs_{1-y} - GaAs$ діодах є згасаючими, якщо $y = 0 \dots 0,2$ (Рис. 2, криві 1 – 3). Формою нестабільності заряду, яка з'являється та розповсюджується в таких діодах є збагачений (аккумуляційний) шар. Характерною особливістю такої нестійкості є відсутність збідненого носіями заряду переднього краю. Але, якщо $y = 0,23 \dots 0,44$, то коливання струму у варізонних $GaP_yAs_{1-y} - GaAs$ діодах стають незгасаючими (Рис. 2, криві 4 – 5). Формою нестабільності заряду, яка з'являється в таких діодах, є домен. В домені передній край збіднений носіями заряду. Слід зазначити, що, коли $y = 0,20 \dots 0,23$ перетворення шарів на домени відбувається поступово. При дуже значному градієнті енергетичної щільності в діоді з'являється статичний домен. В $GaP_yAs_{1-y} - GaAs$ діоді статичний домен з'являється, якщо $y > 0$.

Для будь-якої частки y в $GaP_yAs_{1-y} - GaAs$ діодах при збільшенні прикладеної до них напруги частота коливань струму зростає, а потужність коливань має максимум при деякій оптимальній напрузі. Оптимальна напруга зростає при збільшенні частки y в $GaP_yAs_{1-y} - GaAs$. Наприклад, при $y = 0 \dots 0,4$ оптимальне напруга знаходиться поблизу 0,8 В, а при $y = 0,40 \dots 0,42$ становить 2,0 В.

Збільшення GaP частки викликає зменшення енергетичної щільності між Г-долиною і L або X долинами в GaPAs. Якщо частка GaP збільшується локально поблизу катодного контакту, то зростає градієнт енергетичної щільності між долинами вздовж транзитної області. Виникає як неоднорідність концентрації електронів в бокових долинах у зв'язку з неоднорідністю енергетичної щільності, так і неоднорідність рухливості електронів. Поблизу катода концентрація електронів в бокових долинах стає великою, а в центрі транзитної області остається малою. Рухливість електронів навпаки. У катодного контакту мала, а в центрі транзитної зони велика. Локальне зменшення рухливості електронів біля катоду призводить до накопичення електронів в цій області і до росту напруженості електричного поля. Збільшення напруженості електричного поля, в свою чергу, стимулює збільшення кінетичної енергії електронів та їх розсіювання з Г-долини в бічні долини.

Нами отримані залежності середньої потужності і частоти коливань, які виникають в $\text{GaP}_y\text{As}_{1-y} - \text{GaAs}$ діодах в залежності від значення частки y . Така залежність при оптимальній прикладеній до діода напрузі показана на вставці Рис. 3а.

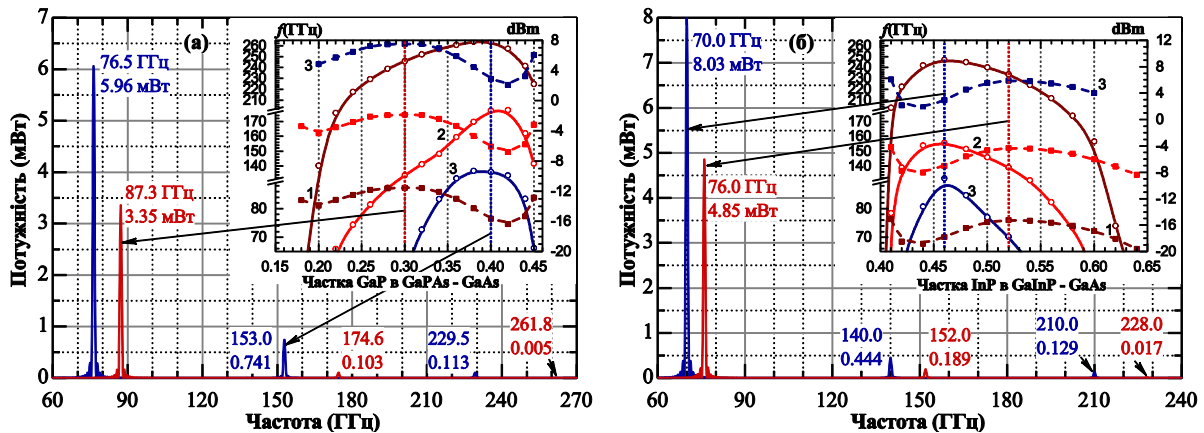


Рис.3. Спектр потужності коливань в діодах на основі варізонних $\text{GaP}_{0.30}\text{As}_{0.70} - \text{GaAs}$ при $U = 1,0 \text{ В}$ і $\text{Ga}_{0.40}\text{As}_{0.60} - \text{GaAs}$ при $U = 1,8 \text{ В}$ (а), $\text{Ga}_{0.54}\text{In}_{0.46}\text{P} - \text{GaAs}$ при $U = 2,2 \text{ В}$ і $\text{Ga}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{P} - \text{GaAs}$ при $U = 1,4 \text{ В}$ (б). На вставці показана залежність частоти (пунктирні лінії) і середньої потужності (суцільні лінії) коливань для фундаментальної (1), другої (2) і третьої (3) гармоніки від частки GaP в $\text{GaPAs} - \text{GaAs}$ (а) і InP в $\text{GaInP} - \text{GaAs}$ (б) діоди.

Потужність коливань у варізонному $\text{GaP}_y\text{As}_{1-y} - \text{GaAs}$ діоді максимальна при $y = 0,38 \dots 0,4$. Спектр потужності коливань у варізонному $\text{GaP}_{0.40}\text{As}_{0.60} - \text{GaAs}$ діоді показана на Рис. 3а. Потужність фундаментальної моди таких коливань складає 5,96 мВт на частоті 76,5 ГГц, а потужність коливань третьої гармоніки 0,113 мВт на частоті 229,5 ГГц. Частота коливань струму у варізонних $\text{GaP}_y\text{As}_{1-y} - \text{GaAs}$ діодах максимальна при $y = 0,3$. Спектр потужності коливань у варізонному $\text{GaP}_{0.30}\text{As}_{0.70} - \text{GaAs}$ діоді також показано на Рис. 3а. Потужність фундаментальної моди таких коливань складає 3,35 мВт на частоті 87,3 ГГц, а потужність коливань третьої гармоніки 0,005 мВт на частоті 261,8 ГГц.

Тепер розглянемо процеси у варізонних $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{P} - \text{GaAs}$ діодах Ганна, які з точки зору їх властивостей і вихідних характеристик аналогічні $\text{GaP}_y\text{As}_{1-y} - \text{GaAs}$ діодам. Зниження InP частки в $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{P}$ призводить до зменшення рухливості електронів і зменшення енергетичної щільності між Г долиною і L та X бічними долинами в $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{P}$. Тому зниження InP частки в $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{P}$ катоді $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{P} - \text{GaAs}$ приладу призводить до появи градієнтів енергетичної щільності і рухливості електронів в транзитній області. Це стає причиною появи рухливого об'ємного заряду і незгасаючих коливань струму при достатній зовнішній напрузі (Рис. 4). На Рис. 4 можна бачити, що зменшення InP частки призводить до падіння постійного струму в діоді. Якщо $x = 0,62 \dots 1,0$, у варізонних $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{P} - \text{GaAs}$ діодах виникають згасаючі автоколивання (Рис. 4, крива 1). Форма нестабільності заряду, яка з'являється в таких діодах, є збагачений шар. Зменшення частки x у варізонному $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{P} - \text{GaAs}$ діоді призводить діод в режим з дрейфом доменів і появи незгасаючих автоколивань струму (Рис. 4, криві 2 – 4). Потужність і частота коливань струму в $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{P} - \text{GaAs}$ діодах залежать від складу $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{P}$ і прикладеної до діода напруги. Ці залежності подібні залежностям у $\text{GaP}_y\text{As}_{1-y} - \text{GaAs}$ діодах. А саме, частота коливань майже лінійно зростає зі збільшенням напруги, а потужність має максимум.

Оптимальна напруга зростає при зменшенні x . Наприклад, при $x = 0,64$ оптимальна напруга складає 1,0 В, а при $x = 0,41 \dots 0,44$ – 2,8 В. Слід зауважити, що оптимальна напруга $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{P} - \text{GaAs}$ діодів в 1,2 ... 1.4 рази більша, ніж в аналогічних $\text{GaP}_y\text{As}_{1-y} - \text{GaAs}$ діодах.

Залежності середньої потужності і частоти коливань від частки x у $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{P} - \text{GaAs}$ діодах при оптимальній напрузі показано на вставці Рис. 3б. Потужність коливань в варізонному $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{P} - \text{GaAs}$ діоді максимальна при $x = 0,46$. Спектр потужності $\text{Ga}_{0.54}\text{In}_{0.46}\text{P} - \text{GaAs}$ діода при $U = 2,2 \text{ В}$ показано на Рис. 3б.

Потужність основної моди таких коливань складає 8,03 мВт на частоті 70,0 ГГц, а потужність третьої гармоніки 0,129 мВт на частоті 210,0 ГГц. При оптимальній напрузі потужність фундаментальної моди коливань у варізонному $\text{Ga}_{0.54}\text{In}_{0.46}\text{P} - \text{GaAs}$ діоді виявилась в 1,34 рази більшою, ніж в $\text{GaP}_{0.40}\text{As}_{0.60} - \text{GaAs}$ діоді.

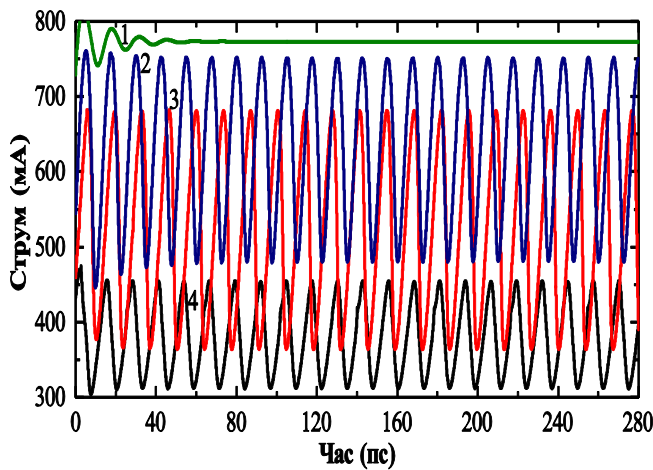


Рис.4. Коливання струму в $Ga_{1-x}In_xP - GaAs$ діоді при $x = 0,7$ і напрузі $U = 1,0$ В (1), $x = 0,52$ і $U = 1,4$ В (2), $x = 0,46$ і $U = 2,2$ В (3) та $x = 0,42$ і $U = 2,8$ В (4).

Частота коливань у варізонному $Ga_{1-x}In_xP - GaAs$ діоді максимальна, коли $x = 0,52$. Спектр потужності варізонного $Ga_{0,48}In_{0,52}P - GaAs$ діода також показано на Рис. 36. Потужність основної моди таких коливань становить 4,85 мВт на частоті 76 ГГц. Слід зазначити, що варізонні $GaP_yAs_{1-y} - GaAs$ і $Ga_{1-x}In_xP - GaAs$ діоди можуть генерувати неперервні коливання, коли концентрація електронів в транзитній області нижча. Нижній край рівня легування пролітної області, при якій ще виникають неперервні коливання, знаходиться поблизу $1,7 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ якщо $y = 0,25 \dots 0,40$ і $x = 0,45 \dots 0,55$ при рівню легування катода $4 \times 10^{16} \dots 10 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Якщо рівень легування катода вище, ніж $10 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$, то діод генерує згасаючі коливання струму. В цьому випадку для забезпечення неперервності коливань необхідно збільшувати концентрацію електронів в активній області

GaPAs – InP і GaInP – InP діоди

Розглянемо процеси у варізонних діодах Ганна на основі InP. Транзитна область у GaInP – InP діоді складається із варізонного сплаву $Ga_{1-x(z)}In_{x(z)}P$ і у GaPAs – InP діоді із варізонного $GaP_{y(z)}As_{1-y(z)}$. Такі діоди аналогічні з точки зору їх властивостей і вихідних характеристик діодам з варізонним сплавом на основі GaAs, які розглянуті в попередньому розділі. Механізм поліпшення умов виникнення коливань струму в порівнянні з діодами на основі однорідних за складом напівпровідників, таких як GaAs або InP залишається таким же. Збільшення частки GaP в GaPAs і GaInP зменшує в цих напівпровідниках рухливість електронів і енергетичну щільність між Г-долиною та L або X долинами. Відповідно, збільшення частки GaP в напівпровіднику, який розміщено в катодному контакті призводить до просторової неоднорідності названих величин. Наслідком чого є виникнення незгасаючих коливань струму в діоді. Перш за все збільшення частки GaP поблизу катода призводить до зменшення постійного струму в діоді так само, як в діодах з варізонним сплавом на основі GaAs (Рис. 5).

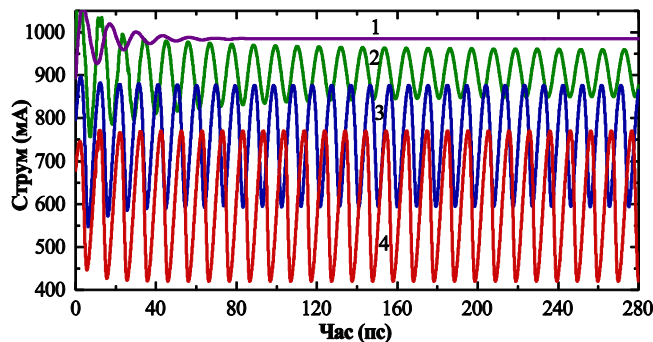


Рис.5. Коливання струму в $GaP_yAs_{1-y} - InP$ діоді при $y = 0,05$ і напрузі $U = 0,8$ В (1), $y = 0,16$ і $U = 1,1$ В (2), $y = 0,36$ і $U = 1,5$ В (3) та $y = 0,43$ і $U = 2,0$ В (4).

Згасаючі коливання у $GaP_yAs_{1-y} - InP$ діоді виникають, коли у фракція в GaP_yAs_{1-y} становить $0 \dots 0,10$ (Рис. 5, крива 1). Збільшення у частки в GaP_yAs_{1-y} до $0,15 \dots 0,20$ призводить до режиму з дрейфуючим доменом і неперервними коливаннями струму (Рис.5, криві 2 – 4). Режим з дрейфуючим доменом в $GaP_yAs_{1-y} - InP$ діоді реалізується при меншій частки GaP, ніж в $GaP_yAs_{1-y} - GaAs$ діоді. Статичний домен у $GaP_yAs_{1-y} - InP$ діоді утворюється, коли $y > 0,46$.

Для будь-якої частки у у $GaP_yAs_{1-y} - InP$ діоді частота коливань струму збільшується при рості прикладеної напрузі.

Оптимальна напруга по потужності зростає при рості частки у в $GaP_yAs_{1-y} - InP$ напівпровіднику. Наприклад, при $y = 0,14 \dots 0,20$, оптимальна напруга приблизно складає 1,1 В, а при $y = 0,45 - 2,1$ В.

Залежності середньої потужності і частоти коливань від частки у у $GaP_yAs_{1-y} - InP$ діоді при оптимальній напрузі показані на вставці Рис. 6а. Максимальна потужність такого діоду досягається при $y = 0,42 \dots 0,44$. Спектр потужності коливань у $GaP_{0,43}As_{0,57} - InP$ діоді при $U = 2,0$ В показано на Рис. 6а.

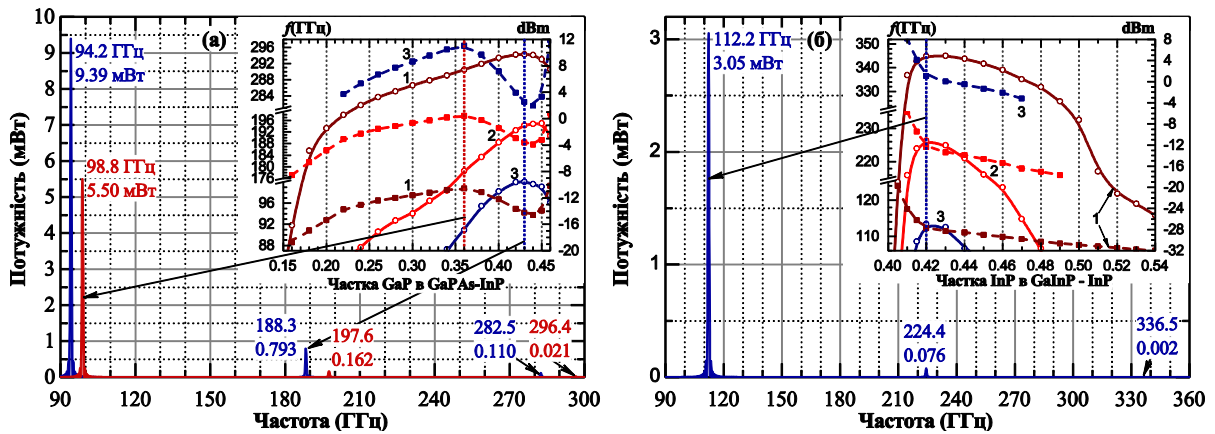


Рис.6. Спектр потужності коливань в $\text{GaP}_{0,36}\text{As}_{0,64} - \text{InP}$ при $U = 1,5$ і $\text{GaP}_{0,43}\text{As}_{0,57} - \text{InP}$ при $U = 2,0$ В (а) і $\text{Ga}_{0,58}\text{In}_{0,42}\text{P} - \text{InP}$ при $U = 1,25$ В (б). На вставці показана залежність частоти (пунктирні лінії) і середньої потужності (суцільні лінії) коливань для фундаментальної (1), другої (2) і третьої (3) гармоніки від частки GaP в $\text{GaPAs} - \text{InP}$ (а) та InP в $\text{GaInP} - \text{InP}$ (б).

Потужність основної моди таких коливань складає 9,39 мВт на частоті 94,2 ГГц, а потужність третьої гармоніки – 0,110 мВт на частоті 282,5 ГГц. Потужності і частоти коливань основної моди і вищих гармонік у варізонному $\text{GaP}_{0,43}\text{As}_{0,57} - \text{InP}$ діоді більші, ніж в $\text{GaP}_{0,40}\text{As}_{0,60} - \text{GaAs}$ і $\text{Ga}_{0,54}\text{In}_{0,46}\text{P} - \text{GaAs}$.

Частота коливань струму у $\text{GaP}_y\text{As}_{1-y} - \text{InP}$ діоді максимальна, коли $y = 0,36$. Спектр потужності $\text{GaP}_{0,36}\text{As}_{0,64} - \text{InP}$ діода також показано на Рис. 6а. Потужність основної моди таких коливань складає 5,50 мВт на частоті 98,8 ГГц, а потужність третьої гармоніки – 0,021 мВт на частоті 296,4 ГГц. Коливання струму у $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{P} - \text{InP}$ діоді показані на Рис. 7. Такий діод має неперервні коливання для вузького інтервалу частки InP в $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{P}$. Режим з дрейфом домену і неперервні автоколивання реалізуються, коли частка x в $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{P}$ складає 0,41 ... 0,50 (Рис. 7, криві 2 – 4). Якщо частка x більше, ніж 0,52 або менше, ніж 0,41, то коливання струму у діоді загасають (Рис. 7, криві 1 і 5).

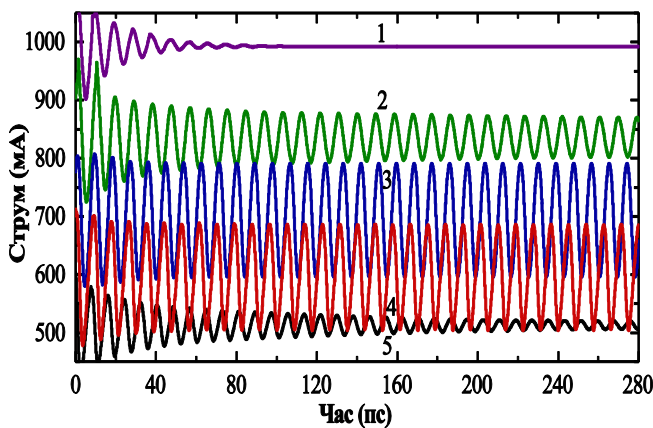


Рис.7. Коливання струму в $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{P} - \text{InP}$ діоді при $x = 0,60$ (1) і $x = 0,50$ (2) та прикладеною напругою $U = 0,9$ В, $x = 0,44$ і $U = 1,1$ В (3), $x = 0,42$ і $U = 1,25$ В (4) та $x = 0,405$ і $U = 1,4$ В (5).

Якщо частка x в $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{P} - \text{InP}$ менша, ніж 0,42, то частота коливань зростає, але потужність коливань різко падає до нуля (вставка Рис. 6б і Рис.7, криві 4 і 5). Перевага $\text{Ga}_{0,58}\text{In}_{0,42}\text{P} - \text{InP}$ діода над раніше розглянутими варіантами полягає в досягненні максимальної частоти, яка для основної моди складає 112,2 ГГц.

Також треба відмітити, що варізонні діоди Ганна на основі InP можуть генерувати неперервні коливання, якщо рівень легування транзитної зони є вищим, ніж $1,7 \times 10^{16} \dots 2,0 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Для цієї концентрації електронів в транзитній зоні рівень легування катода повинен бути від $4 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ до $10 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

Потужність коливань у $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{P} - \text{InP}$ діоді досягає свого максимуму при $x = 0,42 \dots 0,43$ (вставка Рис. 6б). Оптимальна напруга складає 1,25 В. Це приблизно в 2 рази менше, ніж в попередніх варіантах діода. Якщо частка $x > 0,48$, то оптимальна напруга, як і в раніше розглянутих діодах, становить 0,9 В. Потужність коливань у $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{P} - \text{InP}$ діоді в 2 ... 3 рази менша, ніж у раніше розглянутих діодах. Спектр потужності коливань у $\text{Ga}_{0,58}\text{In}_{0,42}\text{P} - \text{InP}$ діоді при прикладеної напрузі 1,25 В, показано на Рис. 6б. Потужність основної моди таких коливань складає 3,05 мВт на частоті 112,2 ГГц, а потужність третьої гармоніки – 0,002 мВт на частоті 344,2 ГГц. Відмінною особливістю $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{P} - \text{InP}$ діода є відсутність оптимальної частки InP для отримання коливань струму з найвищою частотою.

GaPAs – Ga_{0,5}In_{0,5}As і GaInP – Ga_{0,5}In_{0,5}As діоди

Розглянемо процеси у варізонних діодах Ганна на основі Ga_{0,5}In_{0,5}As. В GaP_yAs_{1-y} – Ga_{0,5}In_{0,5}As і Ga_{1-x}In_xP – Ga_{0,5}In_{0,5}As діодах, активна зона складається з варізованого сплаву Ga_{1-x(z)}In_{x(z)}P_{y(z)}As_{1-y(z)}. Ефект впливу GaPAs і GaInP сполук в катоді на процеси у варізонних діодах Ганна на основі Ga_{0,5}In_{0,5}As схожий на його вплив у варізонних діодах Ганна на основі GaAs та InP.

Режим з дрейфом домену і неперервні коливання струму у варізонних діодах на основі Ga_{0,5}In_{0,5}As відбувається тоді, коли частка у в GaP_yAs_{1-y} дорівнює 0,20 ... 0,46 (Рис. 8, криві 2 – 4) і частка х в Ga_{1-x}In_xP становить 0,40 ... 0,64 (Рис. 9, криві 3 – 4). Згасаючі коливання виникають у варізонних діодах на основі Ga_{0,5}In_{0,5}As, коли частка у в GaP_yAs_{1-y} і частка х в Ga_{1-x}In_xP приймають всі інші значення.

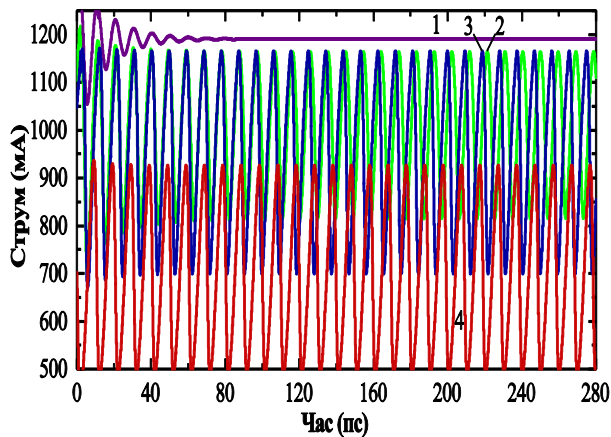


Рис.8. Коливання струму у GaP_yAs_{1-y} – Ga_{0,5}In_{0,5}As діоді при $y = 0,10$ і $U = 1,0$ В (1), $y = 0,22$ і $U = 1,35$ В (2), $y = 0,32$ і $U = 1,8$ В (3) та $y = 0,44$ при $U = 2,8$ В (4).

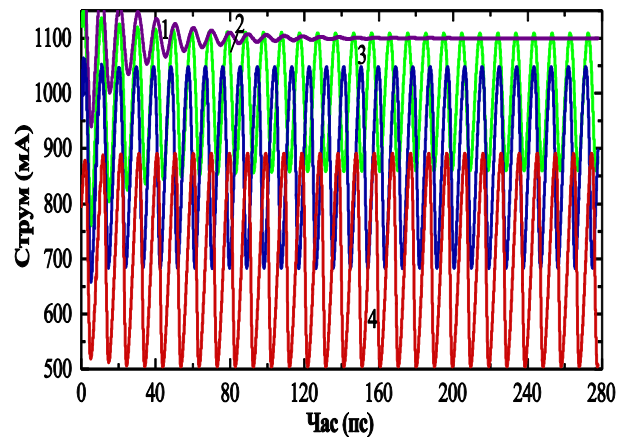


Рис.9. Коливання струму в Ga_{1-x}In_xP–Ga_{0,5}In_{0,5}As діоді при $x = 0,72$ і $U = 1,5$ В (1), $x = 0,62$ і $U = 1,5$ В (2), $x = 0,52$ і $U = 1,8$ В (3) та $x = 0,42$ і $U = 2,9$ В (4).

Частота коливань струму у таких варізонних діодах збільшується для будь-яких y і x в GaP_yAs_{1-y} і Ga_{1-x}In_xP при збільшенні прикладеної напруги. Оптимальна напруга за потужністю збільшується при рості фракційної частки GaP в GaP_yAs_{1-y} і Ga_{1-x}In_xP. Наприклад, оптимальна напруга для GaP_yAs_{1-y} – Ga_{0,5}In_{0,5}As діода при $y = 0,12$ дорівнює 0,95 В, а при $y = 0,44$ – 2,8 В. Оптимальна напруга для Ga_{1-x}In_xP – Ga_{0,5}In_{0,5}As діода при $x = 0,6$... 0,7 складає 1,5 В, а при $x = 0,42$ – 2,9 В. Залежності частоти і потужності коливань при оптимальній напрузі від частки фракцій y і x в GaP_yAs_{1-y} і Ga_{1-x}In_xP представлені на вставках Рис. 10а і 10б.

Потужність коливань у варізонному GaP_yAs_{1-y} – Ga_{0,5}In_{0,5}As діоді максимальна, коли частка $y = 0,44$... 0,45 (вставка Рис. 10а). Спектр потужності GaP_{0,44}As_{0,56} – Ga_{0,5}In_{0,5}As діода представлена на Рис. 10а. Потужність основної моди таких коливань 19,11 мВт на частоті 95,1 ГГц і потужність третьої гармоніки 0,288 мВт на частоті 285,3 ГГц.

Потужність коливань у варізонному Ga_{1-x}In_xP – Ga_{0,5}In_{0,5}As діоді максимальна, коли частка $x = 0,41$... 0,42 (вставка Рис. 10б). Спектр потужності Ga_{0,58}In_{0,42}P – Ga_{0,5}In_{0,5}As діода представлена на Рис. 10б. Потужність основної моди таких коливань складає 19,36 мВт на частоті 98,1 ГГц і потужність третьої гармоніки 0,184 мВт на частоті 294,3 ГГц. Тобто, потужності таких Ga_{0,5}In_{0,5}As діодів майже однакові.

Частота коливань струму в GaP_yAs_{1-y} – Ga_{0,5}In_{0,5}As діоді максимальна, якщо $y = 0,32$. Спектр потужності GaP_{0,32}As_{0,68} – Ga_{0,5}In_{0,5}As діода показано на Рис. 10а. Потужність основної моди таких коливань складає 10,31 мВт на частоті 102,2 ГГц і потужність третьої гармоніки 0,054 мВт на частоті 306,6 ГГц. Частота коливань струму у Ga_{1-x}In_xP – Ga_{0,5}In_{0,5}As діоді максимальна, якщо $x = 0,52$. Спектр потужності Ga_{0,48}In_{0,52}P – Ga_{0,5}In_{0,5}As діода показано на Рис. 10б. Потужність основної моди таких коливань складає 8,64 мВт на частоті 101,5 ГГц і потужність третьої гармоніки 0,018 мВт на частоті 304,5 ГГц.

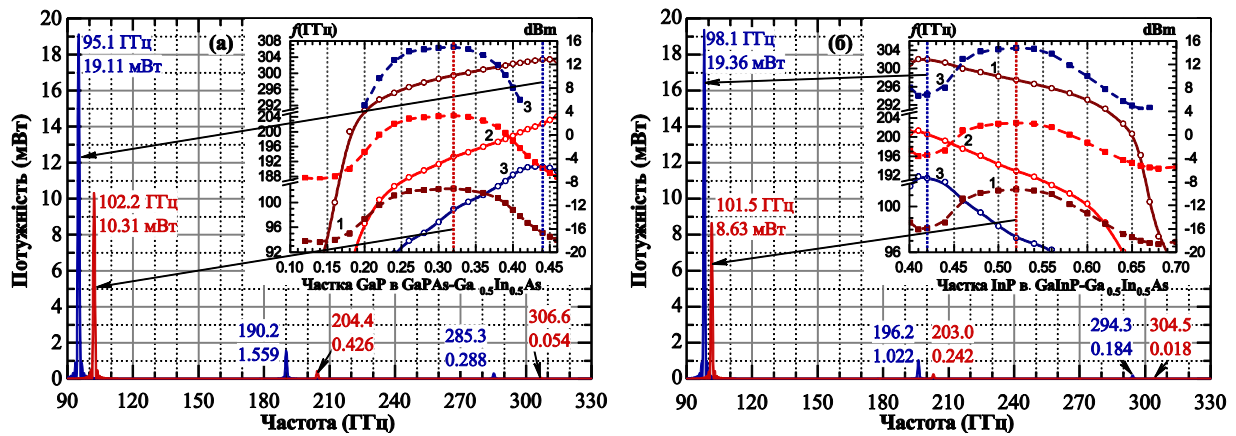


Рис.10. Спектр потужності коливань в діоді на основі варізонного $\text{GaP}_{0,32}\text{As}_{0,68} - \text{Ga}_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{As}$ при $U = 1,8$ В (а), $\text{GaP}_{0,44}\text{As}_{0,56} - \text{Ga}_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{As}$ при $U = 2,8$ В (а), $\text{Ga}_{0,58}\text{In}_{0,42}\text{P} - \text{Ga}_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{As}$ при $U = 2,9$ В (б) і $\text{Ga}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{P} - \text{Ga}_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{As}$ при $U = 1,8$ В (б). На вставці показана залежність частоти (пунктирні лінії) і середньої потужності (суцільні лінії) коливань для фундаментальної (1), другої (2) і третьої (3) гармоніки від частки GaP в $\text{GaPAs} - \text{Ga}_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{As}$ (а) і InP в $\text{GaInP} - \text{Ga}_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{As}$ (б).

Варізонні діоди Ганна на основі $\text{Ga}_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{As}$ можуть генерувати неперервні коливання, якщо рівень легування транзитної зони є вищим, ніж $1,7 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ для $\text{GaP}_{0,44}\text{As}_{0,56} - \text{Ga}_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{As}$ діода і ніж $2,0 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ для $\text{Ga}_{0,58}\text{In}_{0,42}\text{P} - \text{Ga}_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{As}$ діода. Рівень легування катода повинен бути $4 \dots 10 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

ВИСНОВКИ

Таким чином, діоди Ганна на основі варізонного GaInPAs з довжиною транзитної зони $1,0 \text{ мкм}$ і з концентрацією іонізованих донорів в ній $9 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ можуть генерувати неперервні коливання струму. Проведений аналіз результатів моделювання варізонних діодів Ганна на основі GaAs , InP і $\text{Ga}_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{As}$ (матеріал анода), показує, що фізичні процеси, що відбуваються в таких діодах, ідентичні. Якщо збільшувати фракційну частку y в $\text{GaP}_y\text{As}_{1-y}$ або зменшувати частку x в $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{P}$, то в напівпровіднику біля катодного контакту зменшуються рухливість електронів та енергетичний зазор між Γ - і бічними долинами зони провідності. Це стає причиною поліпшення умов для виникнення рухливого домену в шарі варізонного напівпровідника, наслідком чого є неперервні коливаннями струму. Основною умовою існування ефекту є така зміна складу напівпровідникової сполуки з координатою $y(z)$ і $x(z)$, щоб уздовж активної зони приладу енергетична щільність між Γ долиною і найближчою до неї по енергії бічною долиною $\Delta(z)$ збільшувалася. Частота коливань струму залежить від складу варізонного напівпровідника і прикладеної до приладу напруги і складає для основної гармоніки від 70 до 112 ГГц (Табл. 1).

Таблиця 1. Середня потужність гармонік для оптимальних складів GaInPAs варізонних діодів Ганна

Сполука	$\text{GaP}_y\text{As}_{1-y}$							$\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{P}$						
	y	U	f_1	P_1	P_2	P_3	P_0	x	U	f_1	P_1	P_2	P_3	P_0
		В	ГГц	мВт					В	Гц	мВт			
GaAs	0,3	1,0	87,3	3,3	0,10	0,005	58	0,5	1,4	76,	4,8	0,1	0,017	735
	0			5			4	2		0	5	9		
	0,4	1,8	76,5	5,9	0,74	0,113	82	0,4	2,2	70,	8,0	0,4	0,129	1006
	0			6			1	6		0	3	4		
InP	0,3	1,5	98,8	5,5	0,16	0,021	86	0,4	1,2		3,0	0,0	0,002	1096
	6			0			9	2	5	112	5	8		
	0,4	2,0	94,2	9,3	0,79	0,110	121	2						
	3			9			3							
$\text{Ga}_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{As}$	0,3	1,8	102	10,	0,43	0,054	131	0,5	1,8	102	8,6	0,2	0,018	1309
	2			3			2	2			4	5		
	0,4	2,8	95,1	19,	1,56	0,288	206	0,4	2,9	98,	19,	1,0	0,184	2075
	4			1			7	2		1	4	2		

Склад напівпровідникової сполуки в катоді варізонного діода в значній мірі визначає процеси, що відбуваються в діоді і його вихідні характеристики. Склад напівпровідникової сполуки в аноді, на відміну від складу катода, не визначає процеси в діоді, але впливає на максимальну амплітуду і частоту коливання струму. Зміна складу напівпровідникової сполуки уздовж активної зони приладу дозволяє збільшити потужність коливань в діоді Ганна у порівнянні з однорідними напівпровідниками.

Максимальна потужність коливань у варізонних діодах Ганна на основі трьох різних напівпровідників GaAs, InP і Ga_{0,5}In_{0,5}As досягається приблизно при однаковому складі напівпровідникової сполуки в GaP_yAs_{1-y} або Ga_{1-x}In_xP катоді, при якому енергетична щільність між долинами Δ на катоді дорівнює тепловій енергії електронів (Табл. 1). Потужність коливань в діодах Ганна з Ga_{1-x(z)}In_{x(z)}P_{y(z)}As_{1-y(z)} варізонною сполукою в активній зоні приладу виявилась більшою, ніж в діодах, у яких в активній зоні був варізонний Ga_{1-x(z)}In_{x(z)}P або GaP_{y(z)}As_{1-y(z)}. Варізонні діоди на основі Ga_{0,5}In_{0,5}As мають більшу потужність коливань, ніж варізонні діоди на основі GaAs або InP. Найвищу середню потужність коливань 19,36 мВт на частоті основної гармоніки в 102 ГГц має Ga_{0,58}In_{0,42}P – Ga_{0,5}In_{0,5}As діод (Табл. 1). Найвищу частоту основної гармоніки має Ga_{0,58}In_{0,42}P – InP діод. Такий діод має потужність 3,05 мВт на частоті 112,2 ГГц.

Колівання, що виникають в досліджених варізонних діодах, містять вищі гармоніки в терагерцевому діапазоні. Варізонний GaP_{0,32}As_{0,68} – Ga_{0,5}In_{0,5}As діод має потужність коливань третьої гармоніки 0,054 мВт на частоті 306,6 ГГц і Ga_{0,48}In_{0,52}P – InP діод – 0,002 мВт на частоті 336,5 ГГц (Табл. 1).

Діоди Ганна на основі варізонної сполуки GaInPAs можуть ефективно генерувати неперервні автоколивання при більш низькій концентрації електронів в активній зоні. Нижній край рівня легування знаходиться поблизу $2,0 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$, якщо рівень легування катода становить від 4×10^{16} до $10 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

Частота і потужність автоколивань у варізонних діодах Ганни залежать від складу напівпровідникової сполуки як в катоді, так і в аноді. Як правило, коливання більш високої потужності відбувається при більш низькій частоті. Відповідно, для практичного застосування виникає необхідність пошуку компромісу між очікуваною потужністю і частотою коливань.

Таким чином, наше дослідження показало можливість ефективної генерації коливань струму, в тому числі в терагерцевому діапазоні, за допомогою діода Ганна на основі варізонного напівпровідника Ga_{1-x(z)}In_{x(z)}P_{y(z)}As_{1-y(z)} на відміну від діодів на основі однорідних напівпровідників GaAs, InP і Ga_{0,5}In_{0,5}As. Результати дослідження можуть бути корисними при розробці високошвидкісних приладів і подальших наукових досліджень.

КОНФЛІКТ ІНТЕРЕСІВ

Автори повідомляють про відсутність конфлікту інтересів.

Authors' ORCID ID

I. P. Storozhenko  <https://orcid.org/0000-0002-7344-242X>

Yu. V. Arkusha  <https://orcid.org/0000-0002-6483-4341>

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Haiou Li et al, IEEE Electron Device Letters, **32**, 1224, (2011)
2. Safumi Suzuki et al, Applied Physics Letters, **97**, 242102, (2010)
3. V. G. Bozhkov, Radiophysics and Quantum Electronics, **6**, pp. 631, (2003)
4. R. J. Trew, IEEE Transactions on electron devices, **52**, 638, (2005)
5. H. Eisele et al, in Proceedings of the 15th International Symposium on Space Terahertz, pp. 336 – 400, (2004)
6. H. Eisele and R. Kamoua, IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques, **52**, 2371, (2004)
7. S. Garcia et al, Journal of Applied Physics, **115**, 44510-1, (2014)
8. R. B. Beall et al, Electron Letters, **25**, 871, (1989)
9. O. V. Botsula, E. D. Prokhorov and I. P. Storozhenko, Telecommunications and Radio Engineering, **68**, 385, (2009)
10. N. R. Couch et al, Solid-State Electronics, **32**, 1685, (1989)
11. Ata Khalid et al, Journal of Applied Physics, **115**, 114502, (2014)
12. I. P. Storozhenko, Telecommunications and Engineering, **67**, 881 (2008)
13. John Kevin Twynam, Gunn diode having a graded aluminum gallium arsenide active layer and Gunn oscillators U.S. patent US6111265A, (2000)
14. A. Forster et al, Applied Physics A: Materials Science & Processing, **87**, 545, (2007)

15. M. A. Harry et al, Semiconductor Science and Technology, **14**, L19, (1999)
16. Mohamed Ismaeel et al, Semiconductor Science and Technology , **30**, 012001, (2015)
17. I. P. Storozhenko, Yu. V. Arkusha and E. D. Prokhorov, Telecommunications and Engineering, **67**, 739, (2008)
18. K. Tomizawa, Y. Awano and N. Hashizume, Electronics Letters, **18**, 1067, (1982)
19. M-R. Friscourt, P-A. Rolland and M. Pernisek, IEEE Electron Device Letters, **6**, 497, (1985)
20. I. P. Storozhenko and M. V. Kaydash, Journal of Nano- and Electronic Physics, **10**, 04014, (2018)
21. O. V. Botsula, K. H. Prykhodko and V. A. Zozulia, Journal of Nano- and Electronic Physics, **11**, 01006, (2019)
22. I. P. Storozhenko, Telecommunications and Radio Engineering, **75**, 1101, (2016)
23. V. Gruzinskis, E. Starikov and P. Shiktorov, Lithuanian Journal of Physics, **54**, 7, (2014)
24. Y. Shiau et al, Journal of the Physical Society of Japan **72**, 801, (2003)
25. O. V. Botsula and E. D. Prokhorov, Telecommunication and Radio Engineering, **5**, 90, (1998)
26. E. D. Prokhorov, O. V. Botsula and O. A. Klimenko, Telecommunications and Radio Engineering, **71**, 1045, (2012)
27. I. Storozhenko, M. Kaydash and O. Yaroshenko, in Proceedings of the Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory, pp. 168 – 72, (2018)

Оригінальна стаття

<https://doi.org/10.26565/2311-0872-2019-31-08>

УДК 621.373.826:535.36

ОЦІНКА МЕТОДІВ РОЗРАХУНКУ ФАЗОВОГО ЗСУВУ ХВИЛЬОВИХ ФРОНТІВ ВЛАСНИХ МОД КОНФОКАЛЬНОГО РЕЗОНАТОРА

К.І. Мунтян

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

E-mail: muntean@univer.kharkov.ua

Надійшла до редакції 23 жовтня 2019 р.

Актуальність. Перевизначення одиниці довжини - метра - через одиницю часу і фундаментальну константу - швидкість світла у вакуумі - відкрило принципову можливість істотного зниження невизначеності її відтворення. У теперішній час прогрес в таких галузях науки і техніки, як абсолютна балістична гравіметрія, контроль великогабаритної асферичної оптики, лазерна інтерферометрія, виробництво електронних компонентів в напівпровідникової промисловості, зробив цю можливість надзвичайно актуальною. Відомо, що вимірювальна шкала лазерних інтерферометрів, що застосовуються для прецизійного вимірювання відстаней, нелінійна, так як синфазні поверхні будь-якого реального пучка випромінювання розташовані в просторі нерегулярно. Для компенсації впливу цієї нерегулярності на результат вимірювання необхідне знання прецизійної фазової структури реальних лазерних пучків.

Мета роботи. Порівняння і оцінка теоретичних методів розрахунку величини фазового зсуву і закону його розподілу вздовж оптичної осі пучка оптичного випромінювання.

Матеріали та методи. Розглянуто та порівняно відомі методи розрахунку топологічного фазового зсуву синфазних поверхонь пучка оптичного випромінювання - метод Ломмеля-Дебая на основі інтеграла Френеля-Кірхгофа, модифікований метод на основі інтеграла Релея-Зоммерфельда і метод гауссова пучка на основі параболічного рівняння.

Результати. Кожним методом проведені розрахунки відставання фази, що накопичена, для сфокусованого пучка випромінювання при переміщенні площини спостереження щодо його фокусної точки. Обчислено також розподіл відносної зміни відстані між синфазними поверхнями в діапазоні переміщень від λ до $10^6 \cdot \lambda$. Найбільш адекватна фізична картина явища отримана методом гауссова пучка на основі параболічного рівняння.

Висновки. Отримані результати знайдуть застосування для зниження систематичної помилки лазерних інтерферометрів.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: відтворення одиниці довжини, нерегулярність синфазних поверхонь, топологічна фаза

ESTIMATION OF METHODS FOR CALCULATING THE PHASE SHIFT OF WAVE FRONTS OF OWN MODES OF A CONFOCAL RESONATOR

K.I. Muntean

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

Background. The redefinition of a unit of length - a meter - through a unit of time and a fundamental constant - the speed of light in vacuum - has opened up the fundamental possibility of a significant reduction in the uncertainty of its reproduction. Now progress in areas such as absolute ballistic gravimetry, control of large-sized aspherical optics, laser interferometry, and the production of electronic components in the semiconductor industry have made this feature extremely relevant. It is known that the measuring scale of laser interferometers used for precision distance measurement is non-linear, since the common-mode surfaces of any real radiation beam are located irregularly in space. To compensate for the effect of this irregularity on the measurement result, it is necessary to know the precision phase structure of real laser beams.

Objectives of the work is comparing existing methods for studying the phase structure of optical radiation beams and estimating the distribution of the topological phase shift of a relatively uniform plane wave.

Materials and methods. The well-known theoretical methods for calculating the topological phase shift of in-phase surfaces of an optical beam are considered and compared - the Lommel-Debye method based on the Fresnel-Kirchhoff integral, the modified method based on the Rayleigh-Sommerfeld integral and the Gaussian beam method based on a parabolic equation.

Results. Each method performed calculations of the accumulated phase lag of the focused radiation beam when moving the observation plane relative to the focal point. The distribution of the relative change in the distance between the in-phase surfaces in the range of displacements from λ to $10^6 \cdot \lambda$ was also calculated. The most adequate physical picture of the phenomenon was obtained by the Gaussian beam method based on a parabolic equation.

Conclusion. The results will be used to reduce the systematic error of laser interferometers.

KEYWORDS: reproduction of a unit of length, irregularity of in-phase surfaces, topological phase.

ОЦЕНКА МЕТОДОВ РАСЧЕТА ФАЗОВОГО СДВИГА ВОЛНОВЫХ ФРОНТОВ СОБСТВЕННЫХ МОД КОНФОКАЛЬНОГО РЕЗОНАТОРА

К.И. Мунтян

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

Актуальность. Переопределение единицы длины – метра – через единицу времени и фундаментальную константу – скорость света в вакууме – открыло принципиальную возможность существенного снижения неопределенности ее воспроизведения. В настоящее время прогресс в таких областях науки и техники, как абсолютная баллистическая гравиметрия, контроль крупногабаритной асферической оптики, лазерная интерферометрия, производство электронных компонентов в полупроводниковой промышленности, сделал эту возможность чрезвычайно актуальной. Известно, что измерительная шкала лазерных интерферометров, применяемых для прецизионного измерения расстояний, нелинейна, так как синфазные поверхности любого реального пучка излучения расположены в пространстве нерегулярно. Для учета и компенсации влияния этой нерегулярности на результат измерения необходимо знание прецизионной фазовой структуры реальных лазерных пучков.

Цель работы - сравнение существующих теоретических методов расчета фазовой структуры пучков оптического излучения и оценка распределения топологического фазового сдвига относительно однородной плоской волны.

Материалы и методы. Рассмотрены и сравнены известные методы расчета топологического фазового сдвига синфазных поверхностей пучка оптического излучения – метод Ломмеля-Дебая на основе интеграла Френеля-Кирхгофа, модифицированный метод на основе интеграла Рэлея-Зоммерфельда и метод гауссова пучка на основе параболического уравнения.

Результаты. Каждым методом проведены расчеты накопленного интегрального отставания фазы сфокусированного пучка излучения при перемещении плоскости наблюдения относительно фокальной точки. Вычислено также распределение относительного изменения расстояния между синфазными поверхностями в диапазоне перемещений от λ до $10^6 \cdot \lambda$. Наиболее адекватная физическая картина явления получена методом гауссова пучка на основе параболического уравнения.

Выводы. Полученные результаты найдут применение для снижения систематической ошибки лазерных интерферометров.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: воспроизведение единицы длины, нерегулярность синфазных поверхностей, топологическая фаза

ВСТУП

Важливість точних вимірювань фізичних величин, в тому числі довжини і часу, у сучасному світі є беззаперечною. Визначення одиниці довжини, яке зараз існує, спирається на точно відому швидкість C світла у вакуумі та частоту ν випромінювання оптичного стандарту частоти [1]. В даний час відносна нестабільність і невідтворюваність частоти випромінювання сучасних лазерних оптичних стандартів досягає 10^{-19} [2]. Саме так точно ми можемо розрахувати відстань між двома синфазними поверхнями (a wavefront spacing = wavelength $\lambda_0 = C / \nu$) одновимірної однорідної плоскої хвилі в вакуумі. Але наш тривимірний фізичний світ такий, що лазерний стандарт випромінює не однорідну плоску хвилю, а просторово обмежений оптичний пучок. Відстань між синфазними поверхнями хвильових фронтів реального лазерного пучка випромінювання неоднакова уздовж оптичної осі пучка, на відміну від такої у плоскої хвилі. Навіть у вакуумі ця відстань у реального пучка завжди більше, ніж довжина хвилі λ_0 однорідної плоскої хвилі, і в міру віддалення в нескінченність вона зменшується, наближаючись до λ_0 . Утворена хвильовими фронтами вимірювальна шкала довжин нелінійна, тому сучасні еталони промислово розвинених країн відтворюють одиницю довжини з відносною похибкою в кілька одиниць дев'ятого знака [3]. Для зниження похибки відтворення одиниці довжини необхідно вміти точно розраховувати подовжню фазову структуру пучків оптичного випромінювання, які застосовують на практиці. Знання фазової структури лазерного пучка також важливо в таких галузях науки і техніки, як абсолютна балістична гравиметрія [4], контроль великогабаритної асферичної оптики, лазерна інтерферометрія [5, 6], виробництво електронних компонентів в напівпровідниковій промисловості [7].

Будь-які фізичні системи, які виявляють хвильові властивості, характеризуються динамічною фазою, яка описує поширення хвилі. В даний час відомо, що при циклічній зміні будь-яких параметрів системи на додаток до динамічній фазі виникає топологічний фазовий зсув, знак і величина якого визначаються специфічними властивостями простору параметрів фізичної системи. Історично першим проявом топологічної фази в оптиці було відкриття стрибка фази в фокусі оптичної лінзи, яке продемонстрував L. G. Гоцу в 1890 [8]. У 1938 - 1941 С. М. Ритов і В. В. Володимирський описали додатковий набіг фази, який виникає при поширенні поляризованого оптичного пучка по вигнутій траєкторії в тривимірному просторі. У 1956 році S. Pancharatnam показав, що зміна поляризації випромінювання також веде до появи додаткового набігу фази хвилі навіть при прямолінійному поширенні світлового пучка. Топологічні фазові ефекти в цей же час неодноразово спостерігалися

експериментально в квантовій механіці – ефекти Яна-Теллера (1937), Ааронового-Бома (1959), спіновий ефект Холла (1971) та ін.

Фактично наукове співтовариство почало обговорювати топологічну фазу в квантовій механіці ще на початку ХХ-го століття, але тільки після опублікування відомої статті М. V. Berry 1984 року [9] було усвідомлено, що народилося нове універсальне фізичне поняття. Після публікації статті Беррі феномен топологічної фази був виявлений в класичній механіці, гідродинаміці, акустиці, хімії, фізиці елементарних частинок і інших галузях науки. Кількість публікацій з дослідження фази Гуї продовжує збільшуватися, хоча з моменту її відкриття пройшло більше ста років. Розвинені різні гіпотези для пояснення феномена фазового зсуву. Ці гіпотези враховують геометричні властивості гауссових пучків [10], вплив коефіцієнта i/λ в інтегралі Кірхгофа [11], топологічну фазу Беррі [12], періодичну зміну комплексної кривизни хвильового фронту пучка [13], принцип невизначеності Гейзенберга [14, 15], астигматизм пучка випромінювання [16]. Саме факт наявності великої кількості гіпотез підтверджує думку Е. Wolf і Т. D. Visser, що "фаза Гуї відноситься до самих важко зрозумілих явищ в оптиці" [16].

Метою цієї роботи є порівняння існуючих методів розрахунку фазового зсуву синфазних поверхонь сфокусованого лазерного пучка щодо однорідної плоскої хвилі і визначення особливостей його розподілу.

СКАЛЯРНІ МЕТОДИ РОЗРАХУНКУ ЗСУВУ ФАЗИ

1. Тривимірний розподіл світла поблизу фокуса лінзи вперше досліджували Е. Lommel, Н. Struve і К. Schwarzschild. Пізніше Р. Debye вирішив цю задачу вдруге. Коротко розглянемо ключові особливості методу Е. Lommel, який модифіковано Р. Debye [17].

Нехай сферична монохроматична хвиля виходить з круглого отвору і сходиться в осьовій фокальній точці O . Необхідні позначення вказані на Рис. 1.

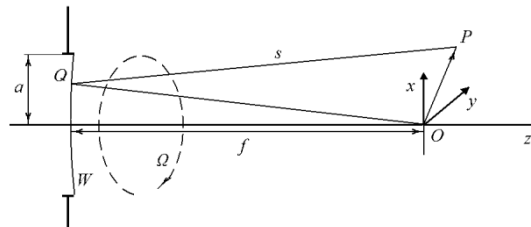


Рис. 1. Пояснення позначень.

Згідно з принципом Гюйгенса-Френеля поле $U(P)$ в довільній точці спостереження P є інтегралом по площі S хвильового фронту

$$U(P) = -\frac{i A \exp(-ikf)}{\lambda f} \iint_w \frac{\exp(iks)}{s} dS$$

де A - амплітуда хвилі, $k = 2\pi / \lambda_0$ - хвильовий вектор, λ_0 - довжина хвилі у вільному просторі.

Вважаючи $s \approx f$ і $dS = f^2 d\Omega$, переходимо до інтеграла Дебая по тілесному куту Ω , під яким апертуру видно з фокусу

$$U(P) = -\frac{i}{\lambda} A \iint_{\Omega} \exp(-ik(s - f)) d\Omega$$

Розкладаємо аргумент експоненти $(s - f)$ в ряд і залишаємо складові першого та другого ступеня малості. Потім вводимо безрозмірні змінні

$$u = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{a}{f}\right)^2 z ; \quad v = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{a}{f}\right) (x^2 + y^2)^{\frac{1}{2}} \tag{1}$$

і отримуємо вираз для поля в точці P

$$U(P) = -\frac{2\pi i a^2 A}{\lambda f^2} \exp\left[i\left(\frac{f}{a}\right)^2 u\right] \int_0^{\frac{1}{2}} J_0(v\rho) \exp\left(-\frac{1}{2} i u \rho^2\right) \rho d\rho \tag{2}$$

де ρ - радіальна координата точки Q (Рис. 1).

Позначимо як $C(u, v)$ і $S(u, v)$ речову і уявну частини інтеграла, відповідно

$$2 \int_0^1 J_0(v\rho) \exp\left(-\frac{1}{2} i u \rho^2\right) \rho d\rho = C(u, v) - iS(u, v)$$

Інтегруючи по частинах, отримуємо

$$\begin{aligned} C(u, v) &= \frac{2}{u} \sin \frac{v^2}{2u} + \frac{\sin\left(\frac{1}{2}u\right)}{\frac{1}{2}u} V_0(u, v) - \frac{\cos\left(\frac{1}{2}u\right)}{\frac{1}{2}u} V_1(u, v) \\ S(u, v) &= \frac{2}{u} \cos \frac{v^2}{2u} - \frac{\cos\left(\frac{1}{2}u\right)}{\frac{1}{2}u} V_0(u, v) - \frac{\sin\left(\frac{1}{2}u\right)}{\frac{1}{2}u} V_1(u, v) \end{aligned} \quad (3)$$

де $V_n(u, v)$ - функція Ломмеля [18].

Згідно з (2) і (3), фаза поля є

$$\varphi(u, v) = -\frac{\pi}{2} + \left(\frac{f}{a}\right)^2 - \arctg \frac{S(u, v)}{C(u, v)} \mp 2\pi n$$

Так як для осьових точок [19]

$$V_0(u, 0) = 1; V_1(u, 0) = 0,$$

то, повертаючись до розмірних змінних, отримуємо

$$\varphi(u, v) = -\frac{\pi}{2} + kz - \arctg \frac{2 \sin^2\left(\frac{\pi}{2\lambda} \left(\frac{a}{f}\right)^2 z\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{\lambda} \left(\frac{a}{f}\right)^2 z\right)} \mp 2\pi n \quad (4)$$

Отже, в найближчій околиці фокусної точки (тобто при малих z) фаза є

$$\varphi(u, v) = -\frac{\pi}{2} + kz - \frac{1}{4} \left(\frac{a}{f}\right)^2 kz \mp 2\pi n$$

і довжина хвилі випромінювання поблизу фокусу в $1/(1 - a^2/4f^2)$ більша, ніж для плоскої хвилі.

Викладений метод є класичним і широко застосовується для різних розрахунків аж до теперішнього часу [16, 19, 20].

2. Останнім часом стала відома модифікація розглянутого методу [21].

У вдосконаленому методі замість інтеграла Френеля-Кірхгофа використовують інтеграл Релея-Зоммерфельда, а перехід до безрозмірних змінних здійснюють згідно співвідношенням

$$u = \frac{2\pi a^2}{\lambda} \frac{z}{f(f+z)}; \quad v = \frac{2\pi a}{\lambda} \frac{(x^2 + y^2)^{\frac{1}{2}}}{f+z} \quad (5)$$

Таке перетворення координат, на відміну від (1), не є афінним, що призводить до нелінійної зміни розрахункових співвідношень.

Згідно з модифікованим методом фаза поля на осьовій лінії пучка з урахуванням (5) є

$$\varphi(z) = -\frac{\pi}{2} + kz - \arctg \frac{2 \sin^2\left(\frac{\pi a^2}{2\lambda f} \frac{z}{f+z}\right)}{\sin\left(\frac{\pi a^2}{\lambda f} \frac{z}{f+z}\right)} \mp 2\pi n \quad (6)$$

тобто при малих z фаза $\varphi(u, v)$ є

$$\varphi(u, v) = -\frac{\pi}{2} + kz - \frac{1}{4} \frac{a^2}{f(f+z)} kz \mp 2\pi n$$

і довжина хвилі випромінювання поблизу фокусу в $1/(1 - a^2/4f(f+z))$ більша, ніж для плоскої хвилі.

3. В теорії відкритих резонаторів розрахунок фазової структури гауссова пучка заснований на теорії

параболічного рівняння.

Фазовий зсув на осі гауссова пучка в конфокальному лазерному резонаторі є [22]

$$\varphi(z) = kz - \arctg \frac{\lambda z}{\pi \omega_0^2} \quad (7)$$

Співвідношення (4), (6) і (7) для фаз на осі пучка випромінювання дозволяють оцінити методи, які розглядаються.

МЕТОДИКА ПОРІВНЯННЯ І РЕЗУЛЬТАТИ РОЗРАХУНКІВ

Для порівняння методів за розрахунковими формулами (4), (6) і (7) проводилися два види розрахунків.

1. Обчислювалося абсолютне сумарне відставання фази на оптичній осі сфокусованого пучка від фази плоскої хвилі як функція відстані від фокусної точки.

Обчислення проводилися в абсолютних одиницях для відстані від фокусної точки від 1 мм до 1000 мм для фокальних відстаней 10 мм, 100 мм і 1000 мм. Для забезпечення еквівалентних умов розрахунку апертура лінзи для методів Ломмеля-Дебая і модифікованого методу вибиралася рівною розміру плями основної моди на дзеркалі конфокального резонатора при розрахунку за методом гауссова пучка. Результати розрахунку наведені на Рис. 2.

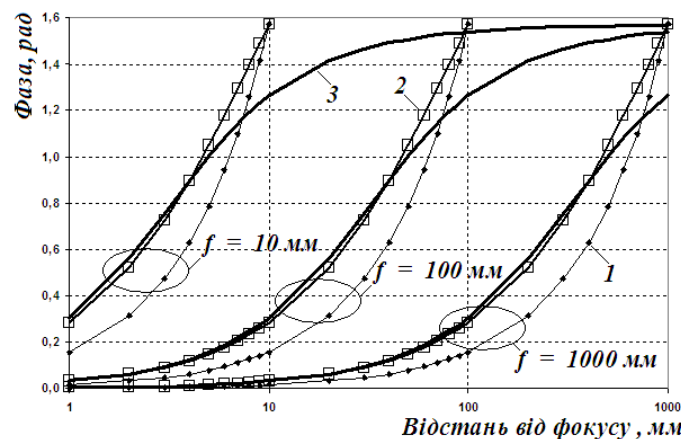


Рис. 2. Залежність величини відставання по фазі для сфокусованого пучка від відстані від фокусу.

1 - розрахунок за методом Ломмеля-Дебая; 2 - розрахунок за модифікованим методом;
3 - розрахунок за методом гауссова пучка.

Проведені розрахунки дали такі результати:

- при розрахунку Ломмеля - Дебая і модифікованим методами інтегральне відставання фази на $\pi/2$ накопичується в межах зони Релея для всіх значень фокусних відстаней, тоді як при розрахунку методом гауссова пучка таке накопичення фази відбувається в нескінченності, що краще відповідає реальній картині поширення лазерного пучка;
- метод Ломмеля-Дебая в порівнянні з методом гауссова пучка дає занижені значення інтегрального відставання фази на більшій частині зони Релея і завищені значення при наближенні до межі цієї зони для всіх значень фокусних відстаней;
- розрахунок модифікованим методом на початку і середині зони Релея дає результат, що добре збігається з результатом розрахунку методом гауссова пучка, а поблизу кордону цієї зони його результати наближаються до результатів розрахунку методом Ломмеля-Дебая.

2. Обчислювалося відносне збільшення відстані між синфазними поверхнями на оптичній осі пучка випромінювання як функція відстані від фокусної точки.

Всі параметри в обчисленні нормувалися на довжину хвилі λ_0 . Діапазон фокальних відстаней лінзи варіювався від 1 до 10^6 , в такому ж діапазоні змінювалась відстань площини спостереження від фокусної точки. Сімейства графіків, які розраховані методами, що порівнюються, наведено Рис. 3-5. Параметрами графіків служили нормовані на довжину хвилі λ_0 фокальні відстані лінз.

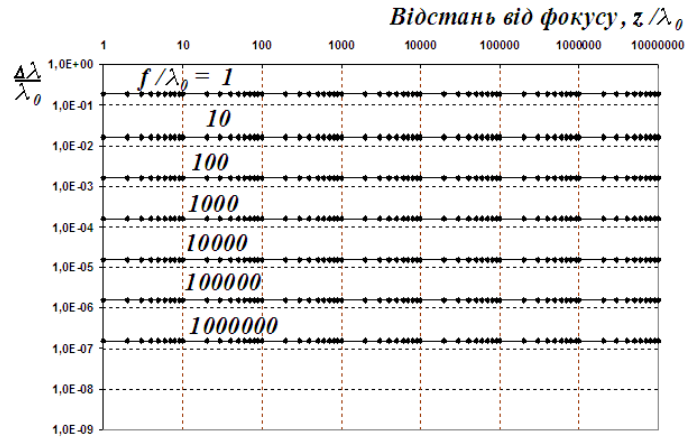


Рис. 3. Залежність збільшення довжини хвилі від відстані від фокуса за методом Ломмеля-Дебая.

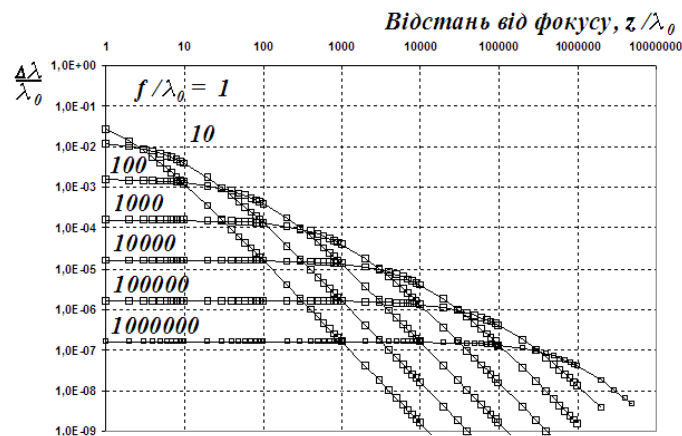


Рис. 4. Залежність збільшення довжини хвилі від відстані від фокуса за модифікованим методом.

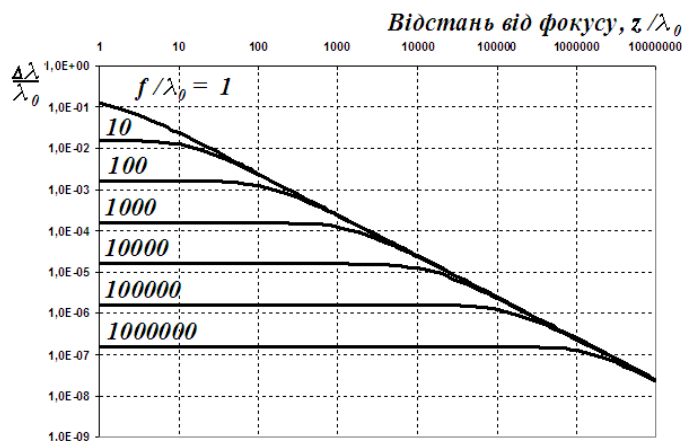


Рис. 5. Залежність збільшення довжини хвилі від відстані від фокуса за методом гауссова пучка.

Проведені розрахунки дали такі результати:

- розрахунок за всіма трьома методами показав, що збільшення відстані між синфазними поверхнями (довжина хвилі) істотно залежить від фокусної відстані лінзи, причому для короткофокусних лінз відносне збільшення довжини хвилі більше, ніж для довгофокусних;
- отримано також збіг розрахункових результатів усіх трьох методів в зоні Релея. Задовільний збіг

результатів спостерігається навіть при $f/\lambda_0 = 1$ (Рис. 6, тут і далі позначення графіків як на Рис. 2), де розрахункові формули фактично втрачають силу. Починаючи ж з $f/\lambda_0 = 100$ (Рис. 7 і 8) збіг результатів дуже гарний;

- розрахунок за методом Ломмеля-Дебая показав, що збільшення довжини хвилі не залежить від відстані від фокуса. Ясно, що такий результат не має фізичного смисла і, отже, розрахункова формула (4) придатна тільки для розрахунків в зоні Релея;

- розрахунок за модифікованим методом показав, що збільшення довжини хвилі мало змінюється в межах зони Релея і монотонно зменшується за її межами, наближаючись до довжини хвилі вільного простору;

- розрахунок за методом гауссова пучка, який відрізняється кількісно за межами зони Релея, якісно виявив таку ж поведінку результатів, як і розрахунок за модифікованим методом.

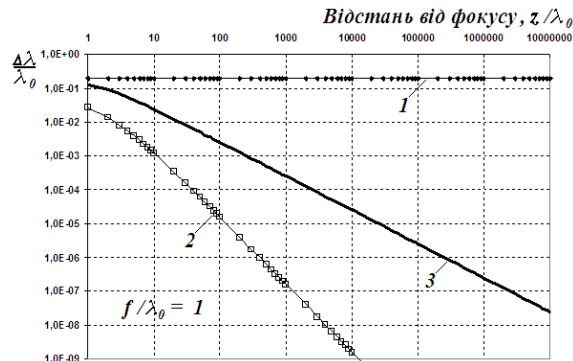


Рис. 6. Збіг результатів в зоні Релея при $f/\lambda_0 = 1$.

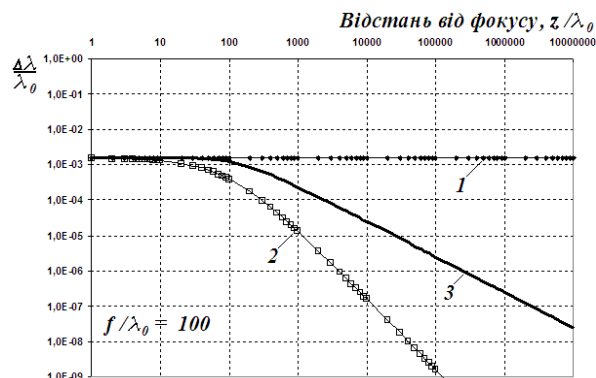


Рис. 7. Збіг результатів в зоні Релея при $f/\lambda_0 = 100$.

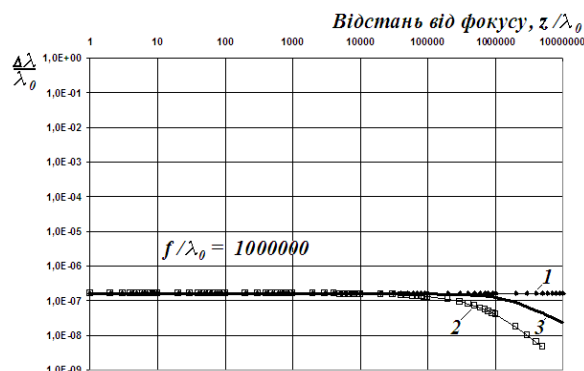


Рис. 8. Збіг результатів в зоні Релея при $f/\lambda_0 = 1000000$.

ОБГОВОРЕННЯ РЕЗУЛЬТАТІВ

Розглянуті скалярні методи розрахунку, як відомо містять багато припущень:

- вихідний принцип Гюйгенса-Френеля евристичен за своєю природою;
- крайові умови для дифракційного інтеграла нереальні;
- сферичні поверхні і хвильові фронти явно або неявно замінюються параболічними;
- функції Гріна, коректні для площини, застосовуються для вигнутих поверхонь;
- малі складові не враховуються.

Як результат, розрахунок фазових зсувів за формулами (4), (6) і (7), які всі спираються на єдиний

евристичний принцип Гюйгенса - Френеля, має невідому систематичну похибку. Ця похибка проявляється не тільки в кількісно різних результатах розрахунків, але і в якісній відмінності виразів для фазових зсувів, причому немає вагомих підстав вважати кращим який-небудь вираз перед двома іншими, принаймні в зоні Релея. Але виходячи з того, що метод гауссова пучка дає результати, близькі до середніх в зоні Релея, які мають фізичний зміст навіть за межами цієї зони, можливо рекомендувати до застосування саме метод гауссова пучка.

ВИСНОВОК

За результатами даного розгляду методів розрахунку топологічного фазового зсуву хвильових поверхонь слід рекомендувати до застосування метод гауссова пучка. Проте необхідно відзначити, що підвищення точності розрахунку фазової структури реального лазерного пучка залишається актуальним завданням.

КОНФЛІКТ ІНТЕРЕСІВ

Автор повідомляє про відсутність конфлікту інтересів.

Author's ORCID ID

Мунтян К.І.  <https://orcid.org/0000-0001-6479-3511>

REFERENCES

1. Documents Concerning the New Definition of the Metre. *Metrologia*. 1984;19(4):163-16.
2. Ma L-S, Bi Z, Bartels A, Robertsson L, Zucco M, Windeler RS, Wilpers G, et al. Optical frequency synthesis and comparison with uncertainty at the 10^{-19} level. *Science*. 2004 Mar 19;303(5665):1843-3.
3. Zaharenko YuG, Kononova NA, Lejbengardt GI, Chekirda KV. Tridsatimetrovyj lazernyj interferentsionnyj komparator vkhodyaschij v sostav gosudarstvennogo pervichnogo etalona edynitsy dliny - metra - izmeritel'naya tehnika. 2012;(5):22-5.
4. Vitushkin LF, Orlov OA, Dzhermak A, D'agostino G. Lazernye interferometrii peremescheniy s subnanometrovym razresheniem v absolyutnykh ballisticheskikh gravimetrah. *Izmeritel'naya tehnika*. 2012;(3):3-6.
5. Lawall J, Kessler E. Michelson interferometry with 10 pm accuracy. *Rev. Sci. Instrum.* 2000;71(7):2669-8.
6. Dubrov MN, Alyoshin VA. Precise laser interferometry with 1 pm resolution. *Zhurnal radioelektroniki*. 2004;(5): Available at: <http://jre.cplire.ru/alt/may04/1/text.html>.
7. ITRS – International Technology Roadmap for Semiconductors. 2003: <http://public.itrs.net>
8. Gouy LG. Sur une propriété nouvelle des ondes lumineuses, *CR Hebdomadaires Séances Acad. Sci.* 1890;(110):1251-3.
9. Berry MV. Quantal phase factors accompanying adiabatic changes. *Proc. Roy. Soc. Lond.* 1984 Mar 8;A392(1802):45-13.
10. Boyd RW. Intuitive explanation of the phase anomaly of focused light beams. *J. Opt. Soc. Am.* 1980 Jul;70(7):877-4.
11. Siegman AE. *Lasers*. Mill Hill: University Science Books; 1986.
12. Simon R, Mukunda N. Bargmann invariant and the geometry of the Gouy effect. *Phys. Rev. Lett.* 1993 Feb 15;70(7):880-4.
13. Subbarao D. Topological phase in Gaussian beam optics. *Opt. Lett.* 1995;20(21):2162-3.
14. Hariharan P, Robinson PA. The Gouy phase shift as a geometrical quantum effect. *J. Mod. Optics*. 1996;43(2):219-3.
15. Feng S, Winful HG. Physical origin of the Gouy phase shift. *Opt. Lett.* 2001;26(8):485-3.
16. Visser TD, Wolf E. The origin of the Gouy phase anomaly and its generalization to astigmatic wavefields. *Opt. Commun.* 2010;(283):3371-5.
17. Born M, Wolf E. *Osnovy optiki*. Per. s angl. M.; Nauka: 1970. 856 s.
18. Watson GN. *Teoriya besselevykh funktsij*. Ch I. Per. s angl. M.; Izd. inostr. lit. 1949; 798 s.
19. Mahajan VN. Uniform versus Gaussian beams: a comparison of the effects of diffraction, obscuration and aberrations. *J. Opt. Soc. Am.* 1986;A3(4):470-6.
20. Pang X, Fischer DG, Visser TD. Wavefront spacing and Gouy phase in presence of primary spherical aberration. *Opt. Lett.* 2014 Jan 1;39(1):88-4.
21. Smirnov SA. *Svojstva sfokusirovannykh opticheskikh puchkov*. SPb. NIU ITMO. 2012; 123 s.
22. Kogelnik H, Li T. Laser Beams and Resonators. *Proc. of the IEEE*. 1966 Oct;54(10):1312-18.

Оригинальная статья

<https://doi.org/10.26565/2311-0872-2019-31-09>

УДК 550.385.37: 550.388

ФЛУКТУАЦИИ ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ, СОПРОВОЖДАВШИЕ ЧУЙСКИЕ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯ В СЕНТЯБРЕ – ОКТЯБРЕ 2003 г.

У. Луо, К. П. Гармаш, Л. Ф. Черногор, С. Н. Шульга

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

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

Актуальность. В настоящее время актуальной проблемой является изучение взаимодействия подсистем в системе Земля – атмосфера – ионосфера – магнитосфера. Для выявления прямых и обратных, положительных и отрицательных связей между подсистемами используются источники с большим энерговыделением. В данной работе в качестве такого источника рассматриваются Чуйские землетрясения, магнитуда которых изменялась от 4.5 до 7.3.

Целью настоящей работы является описание результатов поиска возможной реакции геомагнитного поля в диапазоне периодов 1 – 1000 с на готовящиеся и свершившиеся Чуйские землетрясения в сентябре – октябре 2003 г.

Методы и методология. Измерения выполнены с помощью магнитометра-флюксметра, расположенного в Магнитометрической обсерватории ХНУ имени В. Н. Каразина. Чувствительность магнитометра составляет 0.5 – 500 пТл для периодов 1 – 1000 с. Обработка результатов измерений производилась в три этапа. Сначала магнитометрические сигналы, зарегистрированные в относительных единицах, с учетом амплитудно-частотной характеристики магнитометра преобразовывались в сигналы, измеряемые в абсолютных единицах. Далее осуществлялась полосовая фильтрация в диапазонах периодов 1 – 10, 10 – 100 и 100 – 1000 с. После этого проводился системный спектральный анализ временных вариаций уровня Н- и D-компонент геомагнитного поля.

Результаты. За 43 и 163 мин до землетрясения с магнитудой 7.3 обнаружены квазипериодические вариации геомагнитного поля, которые могли быть магнитным предвестником землетрясения. Описан механизм такого предвестника. После землетрясений с магнитудами 7.3, 6.7 и 7.0 обнаружены квазипериодические вариации геомагнитного поля. Такие вариации могли быть вызваны переносом возмущений при помощи сейсмических волн, имеющих скорости от 1.9 до 5.3 км/с, а также при помощи акустико-гравитационных волн, распространяющихся со скоростью от 320 до 670 м/с. 1 октября 2003 г. изменение характера вариаций имело место при временах запаздывания от 0 до 5 мин. Если эти вариации связаны с землетрясениями, переносчиком возмущений могли выступать МГД волны.

Выводы. Установлено, что умеренные землетрясения способны приводить к регистрируемым возмущениям в геомагнитном поле на расстояниях ~3500 км от эпицентра сейсмического удара.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: землетрясение, геомагнитное поле, магнитометр-флюксметр, полосовая фильтрация, системный спектральный анализ, квазипериодические возмущения, сейсмические волны, акустико-гравитационные волны

ФЛУКТУАЦІЇ ГЕОМАГНІТНОГО ПОЛЯ, ЯКІ СУПРОВОДЖУВАЛИ ЧУЙСЬКІ ЗЕМЛЕТРУСИ В ВЕРЕСНІ – ЖОВТНІ 2003 р.

У. Луо, К. П. Гармаш, Л. Ф. Черногор, С. М. Шульга

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

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

Актуальність. У даний час актуальною проблемою є вивчення взаємодії підсистем в системі Земля – атмосфера – іоносфера – магнітосфера. Для виявлення прямих і зворотних, позитивних і негативних зв'язків між підсистемами використовуються джерела з великим енерговиділенням. У даній роботі в якості такого джерела розглядаються Чуйські землетруси, магнітуда яких змінювалася від 4.5 до 7.3.

Метою цієї роботи є опис результатів пошуку можливої реакції геомагнітного поля в діапазоні періодів 1 – 1000 с на Чуйські землетруси, які підготовлювалися або відбулися, у вересні – жовтні 2003 р.

Методи і методологія. Вимірювання виконані за допомогою магнітометра-флюксметра, розташованого в Магнітометричній обсерваторії ХНУ імені В. Н. Каразіна. Чутливість магнітометра складає 0.5 – 500 пТл для періодів 1 – 1000 с. Обробка результатів вимірювань здійснювалася в три етапи. Спочатку магнітометричні сигнали, зареєстровані у відносних одиницях, з урахуванням амплітудно-частотної характеристики магнітометра перетворювалися в сигнали, вимірювані в абсолютних одиницях. Далі здійснювалася смугова фільтрація в діапазонах періодів 1 – 10, 10 – 100 і 100 – 1000 с. Після цього проводився системний спектральний аналіз часових варіацій рівня Н- та D-компонент геомагнітного поля.

Результати. За 43 та 163 хв до землетрусу з магнітудою 7.3 виявлено квазіперіодичні варіації геомагнітного поля, які могли бути магнітним передвісником землетрусу. Описано механізм такого передвісника. Після землетрусів з магнітудами 7.3, 6.7 і 7.0 виявлено квазіперіодичні варіації геомагнітного поля. Такі варіації

могли бути викликані перенесенням збурень за допомогою сейсмічних хвиль, що мають швидкості від 1.9 до 5.3 км/с, а також за допомогою акустико-гравітаційних хвиль, які поширюються зі швидкістю від 320 до 670 м/с. 1 жовтня 2003 р. зміна характеру варіацій мала місце при часах запізнення від 0 до 5 хв. Якщо ці варіації пов'язані з землетрусами, переносником збурень могли виступати МГД хвилі.

Висновки. Установлено, що помірні землетруси здатні призводити до реєструємих збурень у геомагнітному полі на відстанях ~3500 км від епіцентру сейсмічного удару.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: землетрус, геомагнітне поле, магнітометр-флюксометр, смугова фільтрація, системний спектральний аналіз, квазіперіодичні збурення, сейсмічні хвилі, акустико-гравітаційні хвилі

GEOMAGNETIC FIELD FLUCTUATIONS DURING CHUYSK EARTHQUAKES ON SEPTEMBER – OCTOBER, 2003

Y. Luo, K. P. Garmash, L. F. Chernogor, S. M. Shulga

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

Urgency. There is an urgent need to study the interactions in the Earth – atmosphere – ionosphere – magnetosphere system. To identify direct and reverse, positive and negative links among the subsystems, sources producing massive releases of energy are commonly used. In this paper, the Chuysk earthquakes whose Richter magnitudes vary from 4.5 to 7.3 are considered as such a source.

The aim of this paper is to present the findings of studying a possible response of the geomagnetic field in the 1 – 1000-s period variations to the preparation and occurrence of the Chuysk earthquakes of September – October 2003.

Techniques and Methodology. The measurements were carried out using the fluxgate magnetometer located at the V. N. Karazin Kharkiv National University Geomagnetic Observatory. The sensitivity of the magnetometer is 0.5 – 500 pT in the 1 – 1000-s period range. The data processing was performed in three stages. First, the signals from the magnetometer, recorded in relative magnetometer units, were converted into absolute units, taking into account the magnetometer frequency response. Second, band-pass filtering was performed in the 1 – 10-s, 10 – 100-s, and 100 – 1000-s period ranges. Third, a system spectral analysis of time variations in the H- and D-components of the geomagnetic field was undertaken.

Results: Forty three minutes and one-hundred-sixty-three minutes prior to the earthquake of Richter magnitude 7.3, quasi-periodic variations of the geomagnetic field were observed. These variations may be an earthquake magnetic precursor, and the mechanism of such a precursor has been described. After the earthquakes of Richter magnitudes 7.3, 6.7, and 7.0, quasi-periodic variations of the geomagnetic field were detected. Such variations may be caused by the perturbation transfer due to seismic waves with speeds in the 1.9 – 5.3-km/s range and owing to atmospheric gravity waves traveling with speeds in the 320- to 670-m/s range. On October 1, 2003, the changes in the character of the variations occurred with time delays of 0 to 5 min. If these variations were associated with earthquakes, the magnetohydrodynamic waves could act as an agent that transferred the disturbances.

Conclusions: The moderate earthquakes are determined to be able to cause geomagnetic field disturbances recordable at distances of about 3,500 km from the epicenter.

KEY WORDS: earthquake, geomagnetic field, fluxgate magnetometer, band-pass filtering, system spectral analysis, quasi-periodic disturbances, seismic wave, atmospheric gravity wave

ВВЕДЕНИЕ

Геомагнитные возмущения, являясь частью процессов в системе Солнце – межпланетная среда – магнитосфера – ионосфера – атмосфера – Земля (внутренние оболочки планеты) (СМСМИАЗ), несут в себе важные сведения о строении самой системы и процессах в ней.

Изучению геомагнитных возмущений в системе СМСМИАЗ посвящено большое количество работ (см., например, [1 – 5]). В этих работах обсуждаются в основном возмущения геомагнитного поля, вызванные космическими причинами. Геомагнитные и электромагнитные процессы литосферного происхождения детально описаны в книгах [6 – 16].

Перечислим четыре основных группы источников геомагнитных возмущений:

- космические источники (солнечный ветер, межпланетная среда, падающие космические тела, солнечный терминатор и др.) [1 – 5, 17 – 20];
- атмосферные источники (грозы, погодные фронты, циклоны и др.) (см., например, [21]);
- литосферные (микрорастрескивающиеся породы, флуктуирующее движение в поровой жидкости, разряды статического электричества между разломами и др.) [6 – 16];
- техногенные (мощные взрывы, старты и полеты ракет, мощное радиоизлучение и др.) [10, 16, 19, 22 – 24].

Основным источником геомагнитных возмущений, без сомнения, являются космические источники.

Некосмические источники проявляются значительно реже, чем космические источники. Периоды колебаний и длительность цугов для космических и других источников сопоставимы. Амплитуды обычно существенно меньше для атмосферных, литосферных и техногенных источников, чем для космических источников (от ~10 пТл до ~10 нТл). Это обстоятельство, конечно, усложняет обнаружение и идентификацию источников некосмического происхождения.

Далее подробнее остановимся на геомагнитных возмущениях литосферного происхождения. Такие возмущения обсуждаются в огромном количестве специальной литературы (см., например, [8, 9, 11, 14 – 16]).

Впервые на возможность существования геомагнитного предвестника землетрясения (ЗТ) указал автор работы [25] еще в 1964 г. За 1 час 06 мин до Большого землетрясения на Аляске (США) 27 марта 1964 г. с магнитудой $M \approx 9.2$ он обнаружил кратковременное аperiodическое увеличение на ~ 100 нТл уровня геомагнитного поля. Возникновение эффекта он объяснял пьезомагнитным эффектом пород, подвергнутых сжатию. Результат автора [25] с тех пор ни разу не подтвердился другими исследователями, поскольку, имело место простое совпадение двух событий.

С 1970-х гг. в Советском Союзе были развернуты масштабные исследования, направленные на поиск геомагнитных предвестников ЗТ [7, 26 – 33]. Основное внимание уделялось поиску импульсивных электромагнитных предвестников.

Поиск магнитных предвестников ЗТ, чаще всего не сопровождался детальным анализом геомагнитной обстановки. Так, автор [34] посчитал, что им выявлен магнитный предвестник вблизи эпицентра ЗТ в Loma Prieta ($M_s \approx 7.1$). Автор [35] через 19 лет после публикации статьи [34], сопоставив вариации магнитного поля с вариациями индексов a_p и D_{st} , пришел к выводу, что так называемый «предвестник» был вызван магнитной суббурей.

Авторы работы [36] сообщили, что ими за 3 часа до ЗТ обнаружен геомагнитный аperiodический предвестник Чилийского ЗТ, имевшего место 27 февраля 2010 г. ($M \approx 8.8$, глубина – 34 км). Длительность предвестника – 1 ч, максимальное возмущение – 690 нТл. В работе [37] убедительно доказано, что геомагнитное возмущение было связано с суббурей, а не с ЗТ.

Значительный интерес к предвестникам ЗТ резко вырос после Спитакского ЗТ, которое произошло 7 декабря 1988 г. ($M \approx 6.9$, глубина – 6 км) и привело к огромному числу человеческих жертв (см., например, [38, 39]). По данным работы [39] на расстоянии 129 км от эпицентра Спитакского ЗТ амплитуда $\Delta B \approx 0.03 - 0.2$ нТл, а $T \approx 1 - 10$ с.

Квазипериодические ($T \approx 20 - 50$ с) геомагнитные предвестники обсуждаются в статьях [27, 40 – 42]. По мнению авторов такие предвестники ЗТ возникали за несколько суток до ЗТ. По данным [40] $\Delta B \approx 0.1$ нТл.

Новый всплеск интереса к геомагнитным предвестникам ЗТ связан с работами [29 – 33], где в качестве предвестников ЗТ предлагалось рассматривать квазипериодические цуги колебаний – ультранизкочастотные (УНЧ) электромагнитные возмущения с периодами 40 – 250 с. Амплитуда предполагаемых предвестников составляла $\sim 1 - 5$ нТл [29 – 32]. Недостатком всех работ [29 – 32] является отсутствие анализа состояния космической погоды, например, так, как это сделано в работе [37]. В то же время известно, что периоды 40 – 250 с свойственны геомагнитным пульсациям космического происхождения.

Несмотря на отсутствие анализа состояния космической погоды, авторы [29 – 33] уверены, что описанные ими магнитные возмущения связаны с готовящимися ЗТ. Механизм их происхождения, как подчеркивают сами авторы [29 – 33], остается невыясненным.

Противоположной точки зрения придерживаются авторы работ [43 – 45]. На основании собственных исследований УНЧ магнитных возмущений в диапазоне периодов 0.1 – 100 с авторы пришли к выводу, что наблюдаемые колебания связаны с процессами в верхней атмосфере и не имеют отношения к ЗТ на стадии их подготовки. Определенный скептицизм высказывается и авторами работ [35, 46 – 48]. Авторы [49], показали, что квазигармонические УНЧ сигналы, описанные в целом ряде работ [29 – 32], скорее всего, имеют магнитосферное происхождение. Такое же происхождение имеют и сигналы «предвестников», описанные в статьях [27, 50].

Обзор электромагнитных предвестников ЗТ в УНЧ диапазоне выполнен в работе [46], а обзор механизмов магнитных возмущений – в работах [10, 16, 51].

На сегодняшний день у геофизиков нет единого мнения о существовании геомагнитного предвестника ЗТ. Если все же он и существует, обнаружить его затруднительно из-за преобладания геомагнитных вариаций космического происхождения.

В отличие от геомагнитных предвестников, возможность существования геомагнитных возмущений, последующих за свершившимися ЗТ, у геофизиков особых сомнений не вызывает [10, 16, 22, 46, 51 – 54]. По-видимому, впервые реакция геомагнитного поля на свершившиеся ЗТ была выявлена в 1964 г. (см., например, [52]). При этом было зарегистрировано колебание геомагнитного поля с периодом около 20 с на расстоянии в 4600 км от эпицентра ЗТ на Аляске (США), наблюдавшееся 24 марта 1964 г.

Геомагнитные возмущения в диапазонах Pс3 и Pс5, сгенерированные после ЗТ на Суматре 26 декабря 2004 г. ($M \approx 9.3$), описаны в работе [55]. Колебания Pс3 с $T \approx 30$ с авторы связали с распространением магнитозвуковой волны и колебанием магнитной силовой линии. Колебания Pс5 с периодом 3.6 мин, как считают авторы [53], обусловлены динамо-эффектом в нижней ионосфере, вызванным воздействием акустического импульса от ЗТ.

Геомагнитные возмущения, возбуждаемые сильными ЗТ, также описаны в работах [13, 54 – 56].

По известным причинам геомагнитным эффектам свершившихся ЗТ уделяется намного меньше внимания, чем эффектам геомагнитных предвестников ЗТ. Между тем, и первые представляют значительный интерес, так как их изучение позволяет лучше понять взаимодействие подсистем в системе СМСМИАЗ, уточнить механизмы и энергетику взаимодействия, дальность распространения возмущений от ЗТ и т. д.

Целью настоящей работы является описание результатов поиска возможной реакции геомагнитного поля в диапазоне периодов 1 – 1000 с на готовящиеся и свершившиеся Чуйские ЗТ в сентябре – октябре 2003 г.

ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯХ

Чуйские землетрясения произошли на Алтае (Россия) [<https://www.usgs.gov>]. Координаты эпицентра следующие: 50°08' с. ш., 87°48' в. д. [57]. Глубина гипоцентра составляла 10 км. Главный толчок наблюдался 27 сентября 2003 г. в 11:33:26 UT (здесь и далее всемирное время) магнитудой $M_w = 7.3$. После главного удара произошло около 140 афтершоков. Главные из них зарегистрированы 27 сентября 2003 г. в 18:52:50 UT ($M_w = 6.7$) и 1 октября 2003 г. в 01:03:28 UT ($M_w = 7.0$) и в 03:55:10 ($M_w = 4.5$) (см., например, [52]). Их мы далее рассмотрим подробнее.

СОСТОЯНИЕ КОСМИЧЕСКОЙ ПОГОДЫ

Состояние космической погоды характеризовалось индексами K_p , a_p и усредненными за 3 часа индексами D_{st} и AE . Эти результаты приведены в Таблице 1. Из этой таблицы видно, что сутки 27 сентября 2003 г. были магнитоспокойными. Сутки 1 октября 2003 г. были несколько возмущенными.

СРЕДСТВА И МЕТОДЫ

Магнитометр-флюксметр

Измерения выполнены с помощью несерийного магнитометра-флюксметра, расположенного в Магнитометрической обсерватории ХНУ имени В. Н. Каразина [58]. Магнитометр регистрирует в цифровом виде уровень флуктуаций горизонтальных компонент геомагнитного поля с периодами $T = 1 - 1000$ с. Минимальные значения амплитуд флуктуаций определяются уровнем внутренних шумов. Чувствительность магнитометра составляет 0.5 – 500 пТл для $T = 1 - 1000$ с, соответственно.

Таблица 1. Сведения о состоянии космической погоды с 25 сентября по 2 октября 2003 г. (трехчасовые данные)

25.09	K_p	4+	4	4	4+	4	4	4+	4–
	a_p	18	4	3	3	2	2	3	9
	D_{st} , нТл	–36	–40	–43	–35	–34	–28	–35	–31
	AE , нТл	611	478	551	631	600	542	594	272
26.09	K_p	3	3–	4–	3+	2+	3	3	3
	a_p	18	4	3	3	2	2	3	9
	D_{st} , нТл	–23	–20	–27	–22	–19	–23	–24	–18
	AE , нТл	309	155	431	480	315	556	376	289
27.09	K_p	3+	1	1–	1–	0+	0+	1–	2+
	a_p	18	4	3	3	2	2	3	9
	D_{st} , нТл	–25	–21	–18	–13	–14.	–8	–7	–4
	AE , нТл	197	51	46	73	61	55	46	93
28.09	K_p	1–	0+	1+	1	1+	2–	1+	0+
	a_p	18	4	3	3	2	2	3	9
	D_{st} , нТл	–10	–12	–1	1	–7	–7	–7	–7
	AE , нТл	48	44	91	255	186	141	94	90
29.09	K_p	2–	2	0+	1+	1–	0+	1–	2–
	a_p	18	4	3	3	2	2	3	9
	D_{st} , нТл	–7	–5	–2	–2	–3	–3	1	3
	AE , нТл	155	113	80	249	108	147	91	102
30.09	K_p	0+	1–	2–	1	1+	2–	1–	2
	a_p	18	4	3	3	2	2	3	9
	D_{st} , нТл	5	8	8	3	–3	–9	–7	–4
	AE , нТл	42	71	164	201	218	301	87	132
1.10	K_p	3	2	1+	1	1	1	3	4
	a_p	18	4	3	3	2	2	3	9
	D_{st} , нТл	–12	–12	–15	–3	2	7	14	–29
	AE , нТл	300	177	280	210	122	47	164	521
02.10	K_p	3–	2+	1+	1–	1+	2–	2+	3–
	a_p	18	4	3	3	2	2	3	9
	D_{st} , нТл	–23	–21	–13	–8	–2	–2	–5	–8
	AE , нТл	140	63	34	32	58	157	165	305

Магнитометр ИМ-II подключен к специализированному микроконтроллерному регистратору (МКР), который выполняет ряд функций, таких как оцифровка магнитометрических сигналов и их фильтрация, а также сохранение информации в энергонезависимой USB флеш-памяти. Кроме того, МКР контролирует заряд аккумулятора и наличие напряжения в электросети.

Магнитометр состоит из активных индуктивных датчиков и моноблока, в состав которого входят полосовые фильтры для регистрации в узких диапазонах частот.

В системе также имеется приемник GPS сигналов BR-304, от которого МКР получает информацию о дате и текущем времени.

Систематически осуществляется считывание полученной информации для ее дальнейшей обработки.

Системный спектральный анализ

Первым этапом обработки магнитометрических сигналов, регистрируемых в относительных единицах, было их преобразование к сигналам $H(t)$ и $D(t)$, измеряемых в абсолютных единицах (в нТл). Дальнейшая обработка заключалась в цифровой фильтрации этих сигналов в определенных интервалах периодов. В этой работе использовались диапазоны периодов $T = 10 - 100$ с и $T = 100 - 1000$ с.

Обработка уже отфильтрованных данных была осуществлена с использованием системного спектрального анализа (ССА), применение которого для анализа нестационарных и коротких временных рядов имеет ряд преимуществ по сравнению с традиционным преобразованием Фурье [59, 60].

При ССА совместно используется оконное преобразование Фурье (ОПФ), адаптивное преобразование Фурье (АПФ) и вейвлет-преобразование (ВП).

ОПФ дает возможность рассматривать сигнал не на всей временной оси, а в определенном временном промежутке. Время существования сигнала разбивается на ряд интервалов, т. е. временные окна [59, 60]. ОПФ имеет вид:

$$S[f(t)] \equiv Sf(\omega, b) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t)(t-b) \exp(-i\omega t) dt.$$

Приведенная формула описывает указанное преобразование, где $f(t)$ – сигнал, а $g(t-b)$ – оконная функция, b – параметр сдвига функции вдоль временной оси. Таким образом, определенному окну соответствует собственный набор комплексных амплитуд уже в частотной области. Однако принцип неопределенности $\Delta t \Delta f \approx 1$ приводит к невозможности получения одновременно хорошего разрешения по времени и по частоте. Основным недостатком ОПФ является одинаковое разрешение по частоте для различных частотных компонент сигнала.

АПФ имеет лучшее разрешение по искомым периодам [59, 60]. Оно дается следующим соотношением:

$$\hat{A}[f(t)] \equiv A, f(a, b) = \frac{1}{\sqrt{a}} \int_{-\infty}^{\infty} f(t) g\left(\frac{t-b}{a}\right) \exp\left(-i\pi\nu\left(\frac{t-b}{a}\right)\right) dt.$$

Однако ОПФ имеет лучшее разрешение по времени. Поэтому одновременное использование обоих преобразований дает возможность получить более полную информацию о периодах компонент сигнала и их положение на временной оси.

Используя ВП, можно достичь оптимального разрешения как по периодам, так и по времени [59, 60].

$$W[f(t)] \equiv Wf(a, b) = \frac{1}{\sqrt{a}} \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \psi^*\left(\frac{t-b}{a}\right) dt,$$

где a – параметр масштабирования, $\frac{1}{\sqrt{a}} \psi\left(\frac{t-b}{a}\right)$ – вейвлет-спектр сигнала.

Основной задачей при использовании вейвлет-преобразования является выбор базисного вейвлета, который должен быть подобным к исследуемому сигналу. В данной работе используется вейвлет Морле:

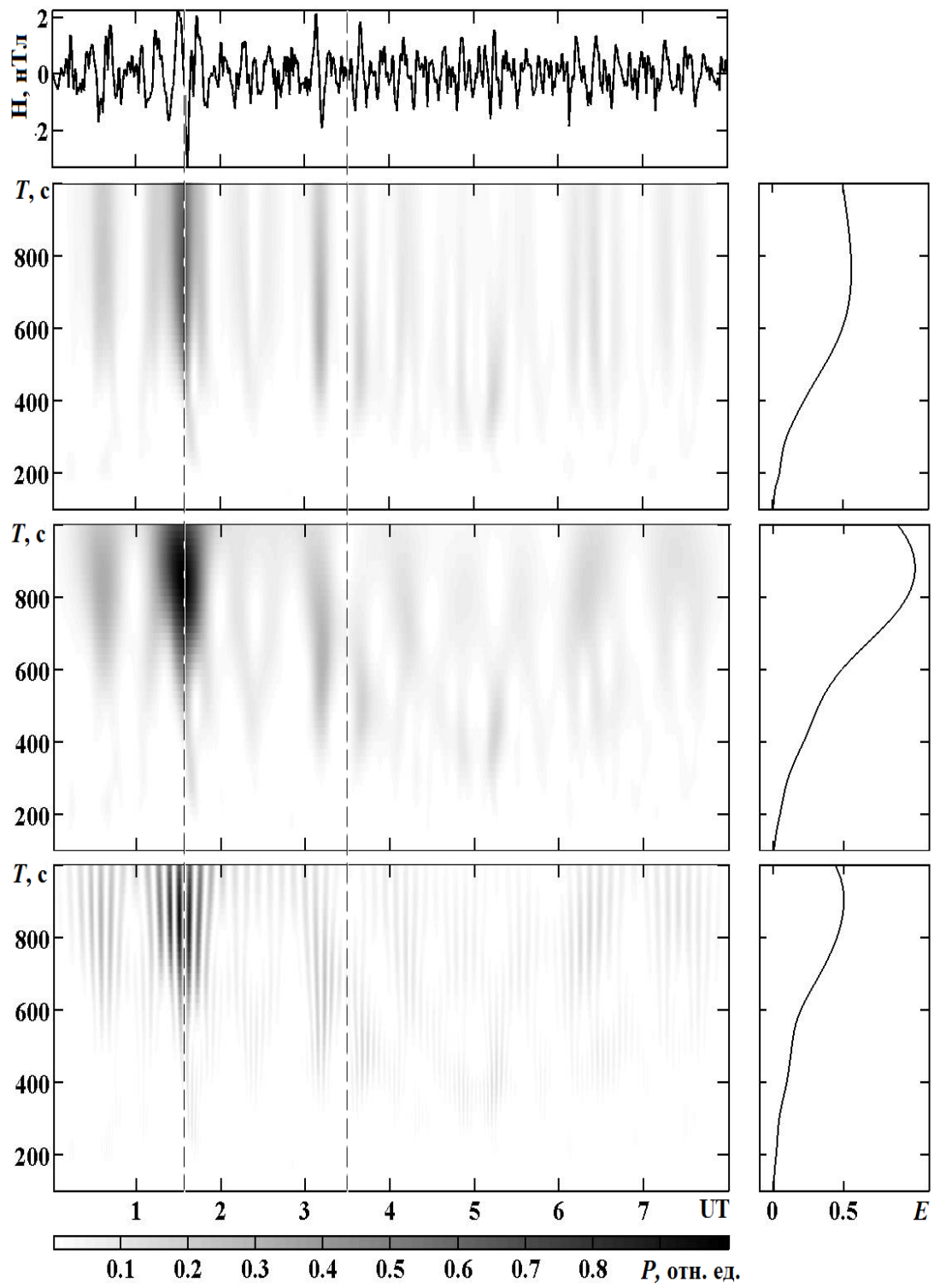
$$\psi(t) = \exp\left(-\frac{t^2}{2}\right) \cos(\omega t).$$

Таким образом, возможности всех указанных интегральных преобразований дополняют друг друга, компенсируя недостатки одного из них преимуществами других.

РЕЗУЛЬТАТЫ АНАЛИЗА

Предварительные результаты наблюдения геомагнитного поля, сопровождавшие Чуйские землетрясения, кратко описаны в работах [61, 62].

Первые сильные сейсмические удары зарегистрированы 27 сентября 2003 г. Из Рис. 1 видно, что существенные вариации уровня Н- и D-компоненты геомагнитного поля ночью и утром 27 сентября 2003 г. имели место вблизи моментов времени движения солнечного терминатора в ионосфере. В дневное

*a*

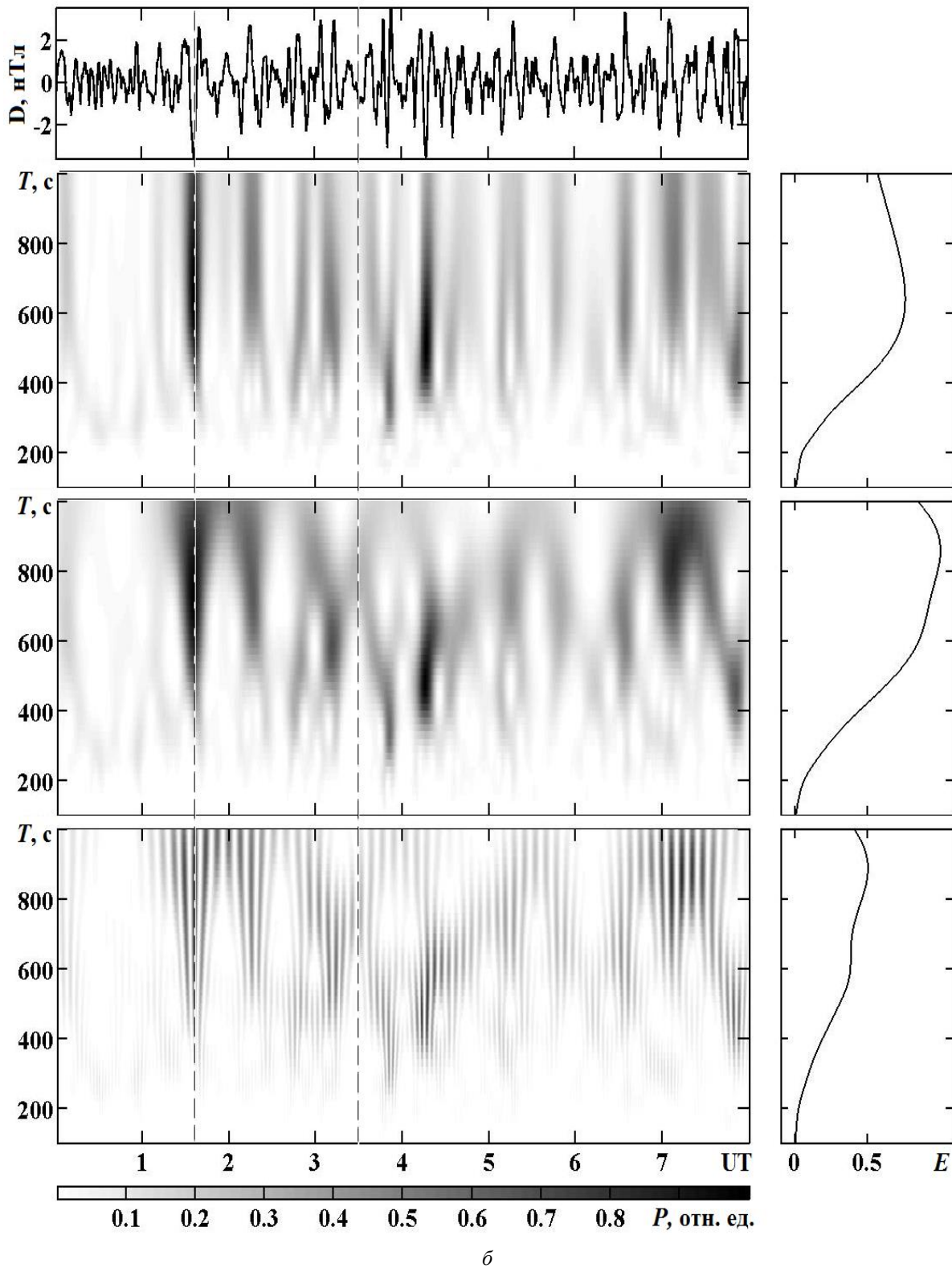


Рис. 1. Результаты ССА уровней H- (а) и D-компонент (б) геомагнитного поля 27 сентября 2003 г. Панели сверху вниз: анализируемый сигнал, результаты ОПФ, АПФ, и ВП. Справа показаны энергограммы (распределение энергии сигнала по периодам). Пунктирными линиями обозначен момент восхода Солнца на высоте 300 км и на уровне Земли в месте расположения обсерватории.

время с 08:50 до 10:00 и с 10:50 до 11:33 наблюдалось увеличение уровня обеих компонент примерно в 1.5 раза (Рис. 2). Существенно также изменился спектральный состав колебаний, преобладали гармоники с периодом $T \approx 10 - 12$ мин.

После ЗТ 27 сентября 2003 г. с магнитудой $M \approx 7.3$ характер вариаций Н- и D-компонент изменялся в интервалах времени 11:56 – 12:40 и 14:30 – 15:45 для Н-компоненты, а также в интервалах времени 11:56 – 12:45 и 14:15 – 16:00 для D-компоненты (см. Рис. 2).

После ЗТ 27 сентября 2003 г. с магнитудой $M \approx 6.7$ изменения характера вариаций уровня геомагнитного поля имели место в интервалах времени 19:09 – 20:03 и 21:28 – 22:30 для Н-компоненты, а для D-компоненты – в интервалах времени 19:13 – 20:00 и 20:25 – 22:05 (Рис. 3).

Следующие два мощных сейсмических удара наблюдались 1 октября 2003 г.

После ЗТ с магнитудой $M \approx 7.0$ изменения характера вариаций регистрировались в интервалах времени 01:08 – 01:30 и 01:38 – 02:30 для Н-компоненты и в интервалах времени 01:08 – 01:35 и 01:38 – 02:15 (Рис. 4).

За ЗТ с магнитудой $M \approx 4.5$ также последовали изменения характера вариаций обеих компонент (см. Рис. 4).

ОБСУЖДЕНИЕ

С самого начала отметим, геомагнитные возмущения, сопровождавшие ЗТ, изучены значительно хуже, чем ионосферные возмущения от ЗТ (см., например, [63 – 73]). До последнего времени неизвестен был и механизм УНЧ предвестника ЗТ.

Значительные изменения характера вариаций уровня геомагнитного поля утром 27 сентября 2003 г. за 163 и 43 мин до ЗТ с $M \approx 7.3$ могли быть предвестником землетрясения (см. Рис. 2). Вариации, представленные на Рис. 1, были связаны с движением утреннего терминатора и магнитной возмущенностью. Действительно, в интервале времени 00:00 – 03:00 27 сентября 2003 г. $Kp = 3+$, $a_p = 18$, $D_{st} = -25$ нТл и $AE = 197$ нТл.

Возможные магнитные предвестники для ЗТ с магнитудой 6.7, 7.0 и 4.5 не выявлены.

Опишем кратко механизм возникновения геомагнитного предвестника.

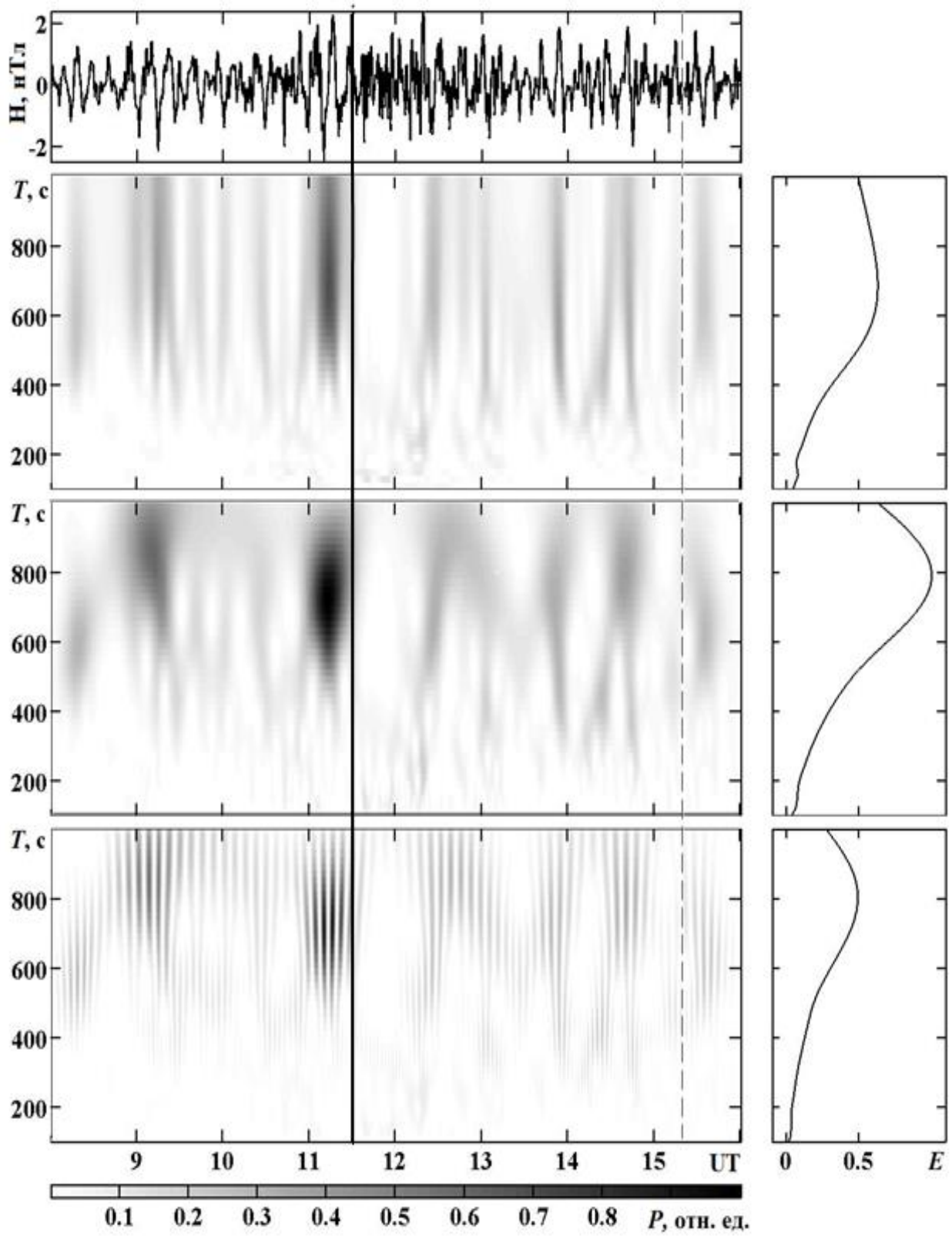
В работе [74] предложен механизм генерации квазипериодических магнитных предвестников ЗТ. Суть этого механизма состоит в следующем. Согласно концепции [75], в результате эманации радона происходит ионизация молекул воздуха. Образовавшиеся ионы затем служат центрами конденсации паров воды. В результате конденсации выделяется латентное тепло. Температура воздуха T_a над областью готовящегося ЗТ увеличивается по данным наблюдений на $\Delta T_a \approx 0.1 - 0.3$ К. Это приводит к конвекции нагретого воздуха и его турбулизации. Всплывающие нагретые образования воздуха одновременно с поступательным движением колеблются в вертикальной плоскости. Период колебаний зависит от размеров нагретого образования L и амплитуды скорости его колебаний. Наибольший диаметр образования близок к внешнему масштабу турбулентности, который в приземной атмосфере составляет $\sim 100 - 1000$ м, а наименьший – около 1 мм. Скорость конвекции и колебаний зависят от величины ΔT_a и L и, по нашим оценкам, изменяется в широких пределах – от ~ 0.01 до ~ 1 м/с. В результате колебаний нагретых образований генерируются акустико-гравитационные волны в диапазоне периодов от ~ 10 до 10^4 с. Эти волны практически без затухания достигают высот динамо-области ионосферы и вызывают геомагнитный эффект.

Последовавшие за ЗТ с магнитудой 7.3, 6.7, 7.0 и 4.5 вариации геомагнитного поля вполне могли быть вызваны сейсмическими событиями. Если это так, то оценим предполагаемые времена запаздывания и кажущиеся скорости распространения возмущений геомагнитного поля. Для кажущейся скорости имеем:

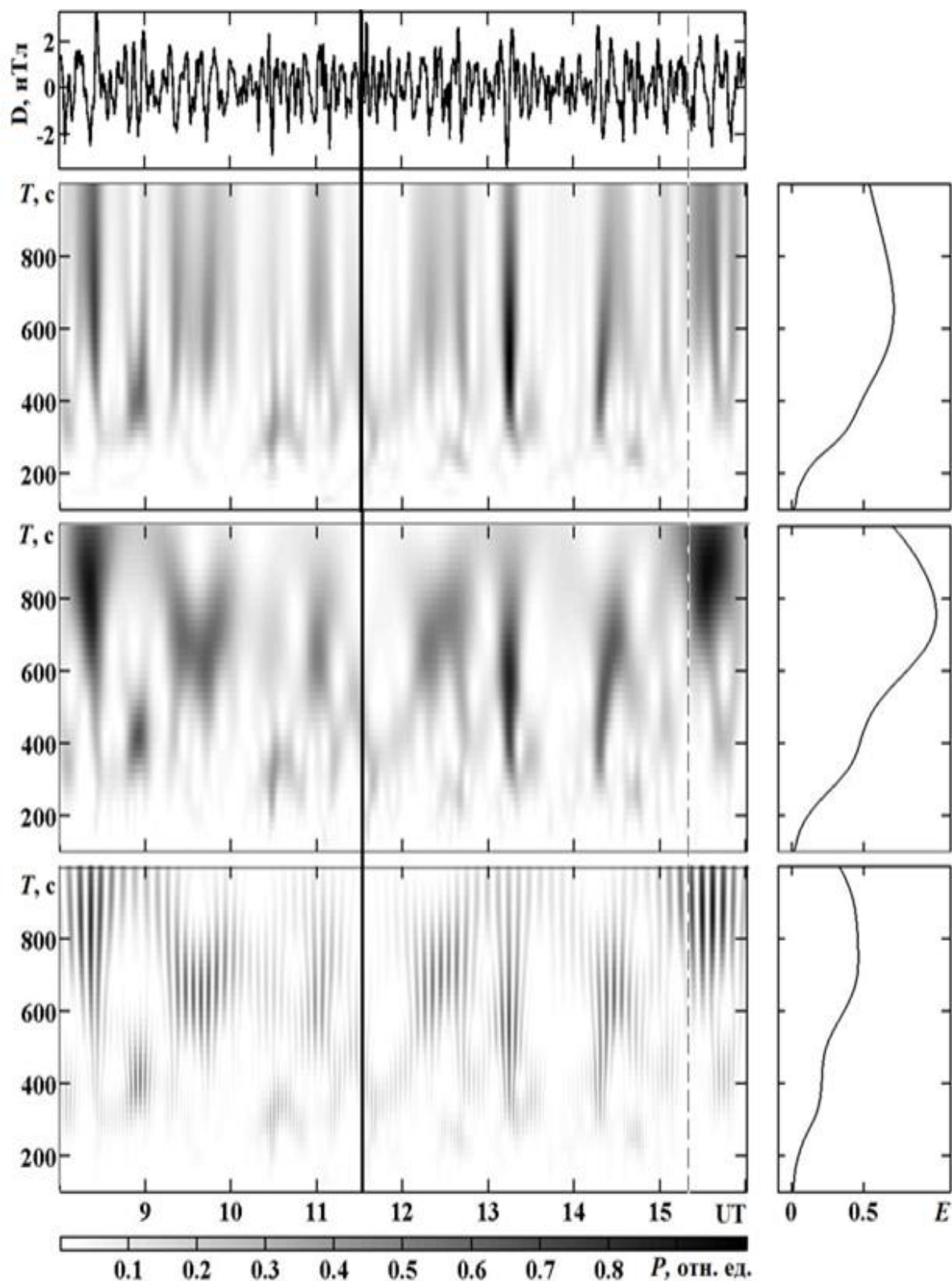
$$v = \frac{R}{\Delta t - \Delta t_0},$$

где $R \approx 3500$ км – расстояние от эпицентра до Магнитометрической обсерватории, Δt – время запаздывания реакции магнитного поля, $\Delta t_0 \approx 5$ мин – время распространения акустико-гравитационной волны от ЗТ до Е-области ионосферы, где находится источник геомагнитных возмущений, а i_0 – динамо-область ионосферы. Результаты оценок приведены в Табл. 2. Из Табл. 2 видно, что $v_1 \approx 1.9 - 5.3$ км/с, а $v_2 \approx 320 - 670$ м/с. Первая скорость близка к скорости сейсмических волн в литосфере Земли, а вторая – к скорости акустико-гравитационных волн в атмосфере Земли. Эти скорости неоднократно наблюдались другими исследователями [63 – 73, 76].

Механизмы геомагнитного эффекта в этих случаях хорошо известны. Сейсмические и акустико-гравитационные волны от ЗТ, распространяясь вдоль поверхности планеты и вдоль атмосферы соответственно, приводят к модуляции давления атмосферы, а на высотах ионосферы – к модуляции концентрации электронов и ионосферных токов, вызывая квазипериодические вариации геомагнитного поля.

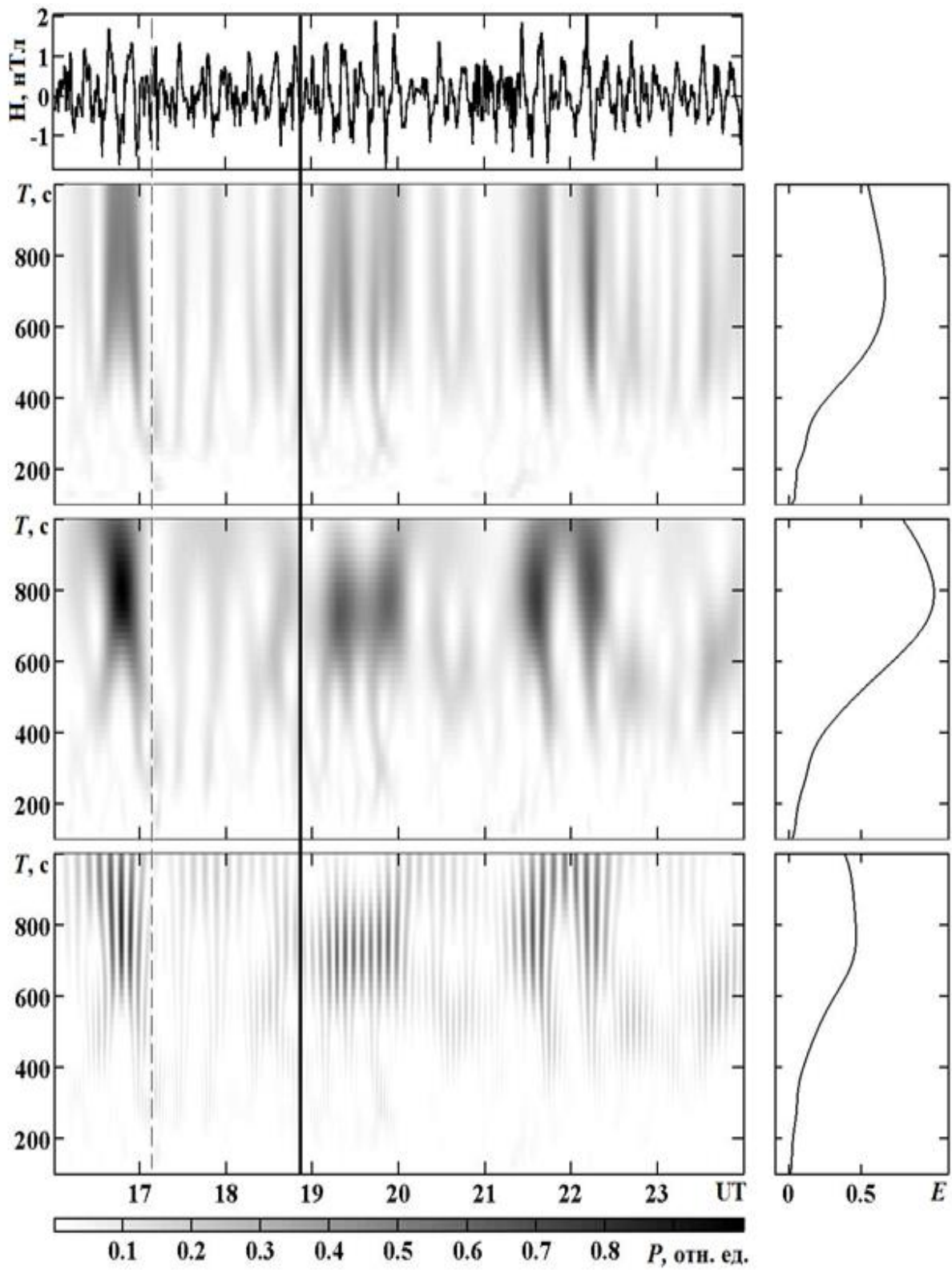


a

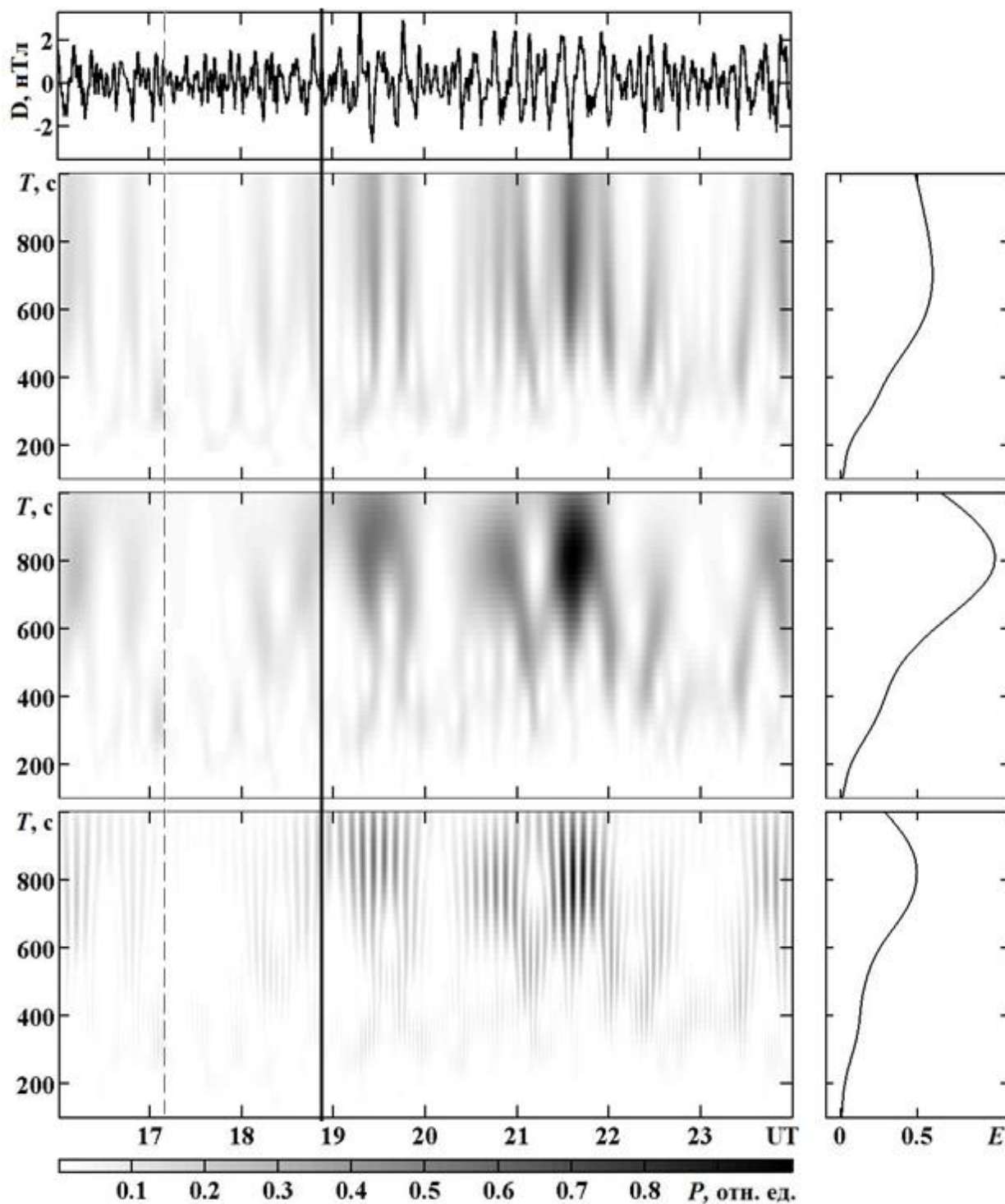


б

Рис. 2. Результаты ССА уровней H- (а) и D-компонент (б) геомагнитного поля 27 сентября 2003 г. Панели сверху вниз: анализируемый сигнал, результаты ОПФ, АПФ, и ВП. Справа показаны энергограммы (распределение энергии сигнала по периодам). Пунктирной линией обозначен момент захода Солнца на уровне Земли в месте расположения обсерватории. Сплошной линией обозначено время главного удара магнитудой 7.3.

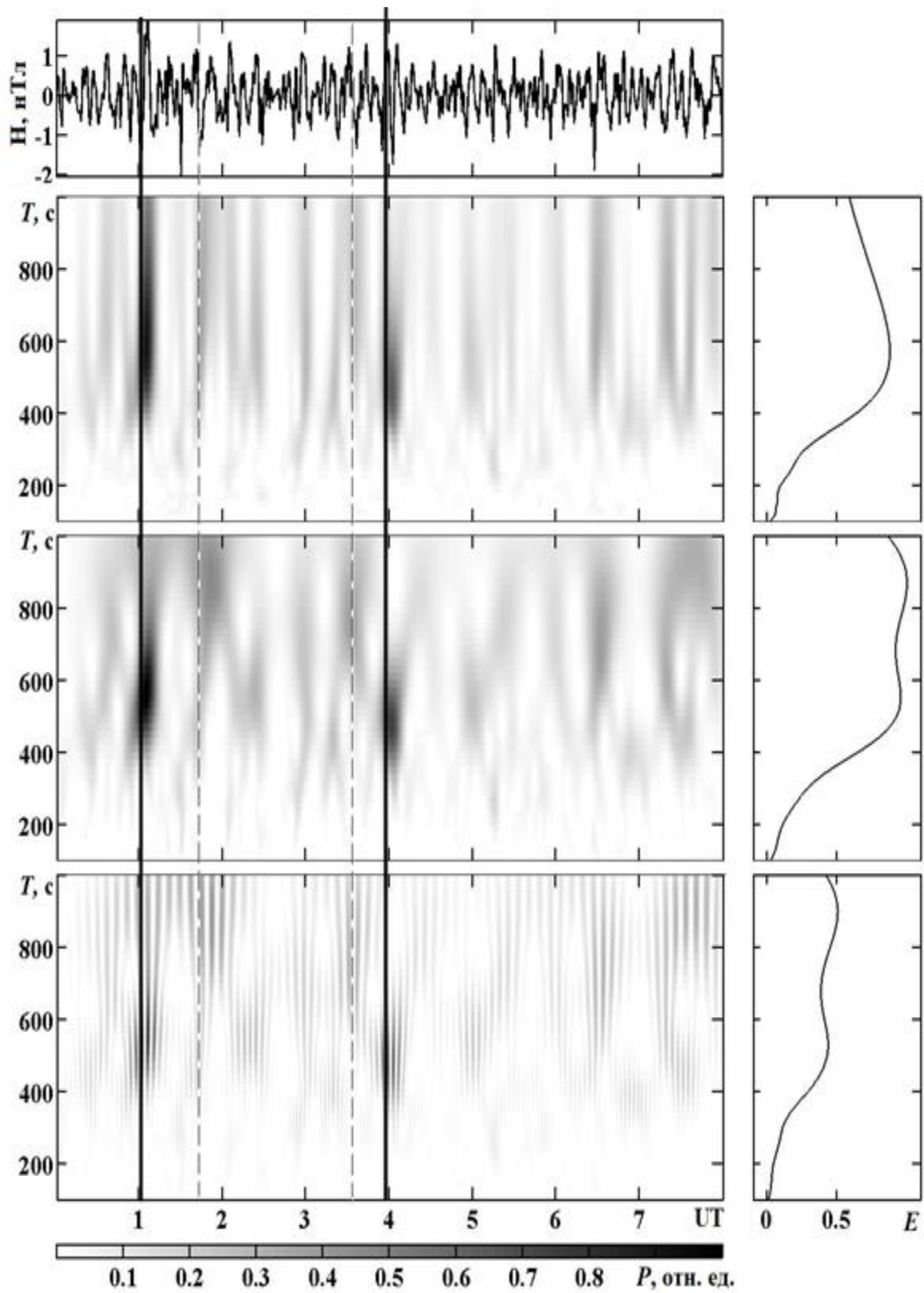


a

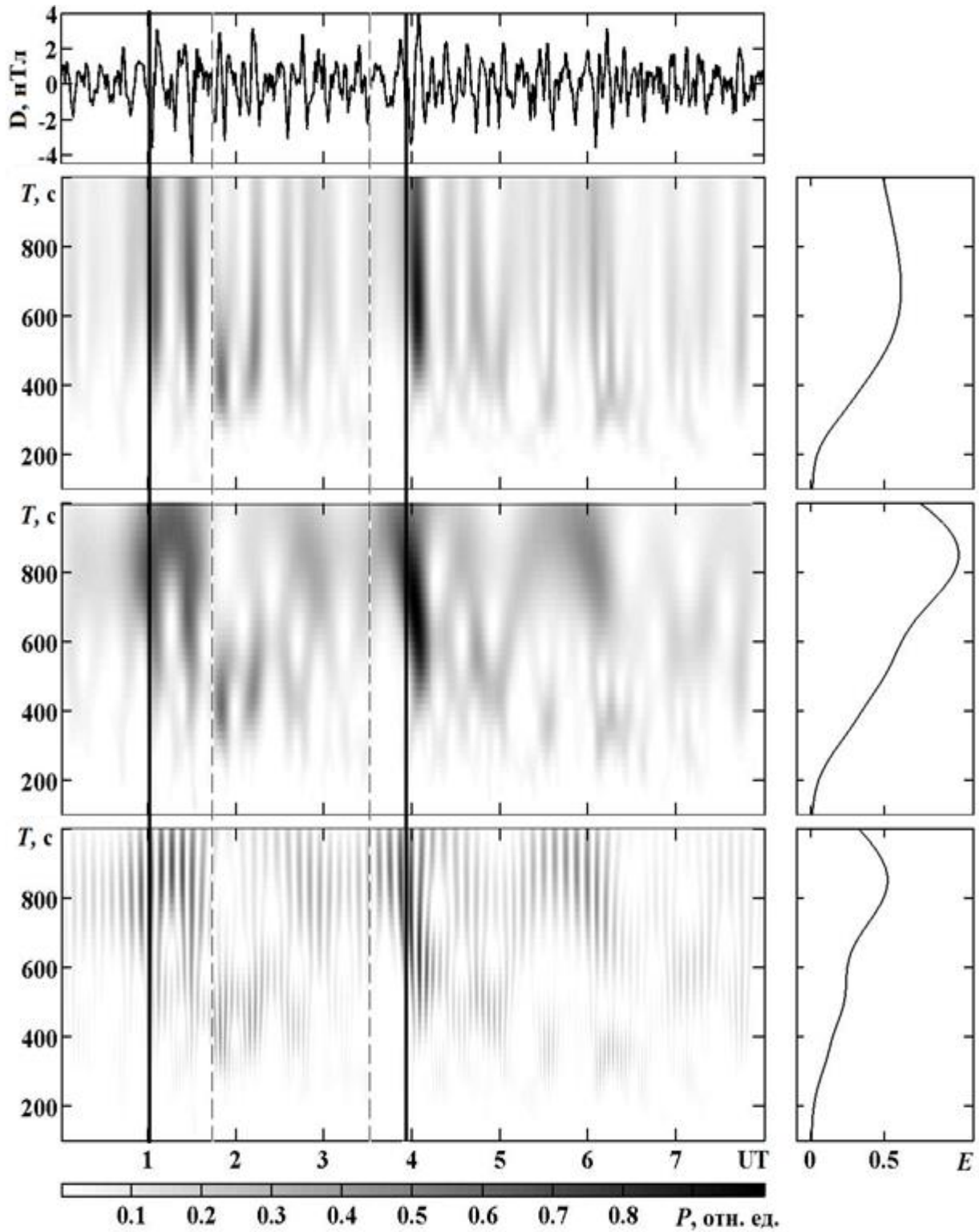


б

Рис. 3. Результаты ССА уровней Н- (а) и D-компонент (б) геомагнитного поля 27 сентября 2003 г. Панели сверху вниз: анализируемый сигнал, результаты ОПФ, АПФ, и ВП. Справа показаны энергограммы (распределение энергии сигнала по периодам). Пунктирной линией обозначен момент захода Солнца на высоте 300 км. Сплошной линией обозначено время удара магнитудой 6.7.



a



б

Рис. 4. Результаты ССА уровней Н- (а) и D-компонент (б) геомагнитного поля 1 октября 2003 г. Панели сверху вниз: анализируемый сигнал, результаты ОПФ, АПФ, и ВП. Справа показаны энергограммы (распределение энергии сигнала по периодам). Пунктирными линиями обозначен момент восхода Солнца на высоте 300 км и на уровне Земли в месте расположения обсерватории. Сплошными линиями обозначено время ударов магнитудой 7 и 4.5.

Отдельно необходимо остановиться на временах запаздывания, которые наблюдались после ЗТ 1 октября 2003 г. После ЗТ с $M \approx 7.0$ имеем $\Delta t \approx 5$ мин, а после ЗТ с $M \approx 4.5$ имеем $\Delta t \approx 0$ мин. Если обнаруженные вариации геомагнитного поля действительно связаны с ЗТ, то переносчиком возмущений могли выступать МГД волны, имеющие скорость в ионосфере ~ 1000 км/с. При этом время запаздывания на расстоянии в 3500 км составляет всего несколько секунд и не может быть точно определено при помощи магнитометра-флюксметра.

В то же время нельзя однозначно утверждать, что наблюдаемые вариации вызваны ЗТ, потому что с 00:00 до 03:00 1 октября 2003 г. магнитное поле было возмущенным ($Kp = 3-$, $a_p = 18$, $D_{st} = -23$ нТл и $AE = 140$ нТл).

Таблица 2. Основные параметры возмущений геомагнитного поля

M	Компонента	Δt_1 , мин	v_1 , км/с	Δt_2 , мин	v_2 , м/с
7.3	H	23	3.2	185	320
	D	23	3.2	170	350
6.7	H	16	5.3	135	450
	D	20	3.9	92	670
7.0	H	35	1.9	–	–
	D	35	1.9	–	–

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

1. За 43 и 163 мин до землетрясения с магнитудой 7.3 обнаружены квазипериодические вариации геомагнитного поля, которые могли быть магнитным предвестником землетрясения. Описан механизм такого предвестника.

2. После землетрясений с магнитудами 7.3, 6.7 и 7.0 обнаружены квазипериодические вариации геомагнитного поля. Такие вариации могли быть вызваны переносом возмущений при помощи сейсмических волн, имеющих скорости от 1.9 до 5.3 км/с, а также при помощи акустико-гравитационных волн, распространяющихся со скоростью от 320 до 670 м/с.

3. 1 октября 2003 г. изменение характера вариаций имело место при временах запаздывания от 0 до 5 мин. Если эти вариации связаны с землетрясениями, переносчиком возмущений могли выступать МГД волны. Нельзя однозначно утверждать, что наблюдаемые вариации вызваны ЗТ, потому что магнитное поле было возмущенным.


Работа К. П. Гармаша, Л. Ф. Черногора и С. Н. Шульги частично поддерживалась в рамках госбюджетных НИР, заданных МОН Украины (соответственно государственные номера 0118U002039, 0119U002538 и 0118U002033).

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы сообщают об отсутствии конфликта интересов.

Authors' ORCID ID

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

K. P. Garmash  <https://orcid.org/0000-0002-0844-5456>

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

S. M. Shulga  <https://orcid.org/0000-0003-0626-4405>

REFERENCES

1. Pudovkin MI, Raspopov OM, Kleimenova NG. *Vozmushcheniya elektromagnitnogo polya Zemli Chast' 2* [Disturbances of the Earth's Electromagnetic Field, vol. 2]. Leningrad: LGU; 1976. 270 p.
2. Guglielmi AV. *MGD-volny v okolozemnoi plazme* [MHD-Waves in Near-Earth Plasma]. Moscow: Nauka; 1979. 139 p.
3. Nishida A. *Geomagnitnyi diagnoz magnitosfery* [Geomagnetic Diagnosis of the Magnetosphere]. Moscow: Mir, 1980. 299 p. [In Russian].
4. Guglielmi AV, Troitskaya VA. *Geomagnitnye pul'satsii i diagnostika magnitosfery* [Geomagnetic Pulsations and Diagnostics of the Magnetosphere]. Moscow: Nauka; 1983. 208 p.
5. Likhter YaI, Gul'el'mi AV, Erukhimov LM, Mikhailova GA. *Volnovaya diagnostika prizemnoi plazmy* [Wave Diagnostics of Surface Plasma]. Moscow: Nauka; 1988. 215 p.
6. *Current research in Earth prediction*. Rikitake T, editor. Dordrecht: D. Reidel Publishing; 1981. 510 p.
7. Gokhberg MB, Morgunov VA, Pokhotelov OA. *Seismoelectromagnetic Phenomena* [Seismo-elektromagnitnye yavleniya], Moscow: Nauka; 1988. 180 p. [In Russian]

8. Electromagnetic phenomena related to earthquake prediction. In: Hayakawa M, Fujinawa Y, editors. Tokyo: Terra Scientific Pub. Comp.; 1994. 677 p.
9. Atmospheric and ionospheric electromagnetic phenomena associated with earthquakes. Hayakawa M, editor. Tokyo: Terra Scientific Pub. Comp.; 1999. 996 p.
10. Surkov VV. Elektromagnitnye efekty pri vzryvakh i zemletriaseniakh [Electromagnetic effects caused by earthquakes and explosions]. Moscow: MEPhI; 2000. 448 p. [in Russian].
11. Seismoelectromagnetics: lithosphere – atmosphere – ionosphere coupling. In: Hayakawa M, Molchanov OA, editors. Tokyo: Terra Scientific Pub. Comp.; 2002. 477 p.
12. Sobolev GA., Ponomarev AV. Fizika zemletryaseni i predvestnikov [Physics of Earthquakes and Precursors]. Moscow: Nauka; 2003. 270 p.
13. Molchanov OA, Hayakawa M. Seismo-electromagnetics and related phenomena: history and latest results. Tokyo: Terra Scientific Pub. Comp.; 2008. 189 p.
14. Electromagnetic phenomena associated with earthquakes. Hayakawa M, editor. Trivandrum: Transwaid Research Network; 2009. 279 p.
15. Earthquakes prediction studies: seismo electromagnetic. Hayakawa M, editor. Tokyo: Terra Scientific Pub. Comp.; 2013. 794 p.
16. Surkov V, Hayakawa M. Ultra and Extremely Low Frequency Electromagnetic Fields. Tokyo, Heidelberg, New York, Dordrecht, London: Springer; 2014. 486 p.
17. Chernogor LF. Geomagnitnye pulsacii, soputstvovashie dvizheniiu solnechnogo terminatora cherez magnitosopriazhennuiu oblast [Geomagnetic pulsations accompanied the solar terminator moving through magnetoconjugate region] *Radiofiz. Radioastron.* 2012 Mar; 17 (1): 57–66 [In Russian].
18. Chernogor LF. Krupnomasshtabnye vozmushcheniia magnitnogo polia Zemli, soprovozhdavshie padenie Cheliabinskogo meteoroida [Large-scale disturbances of the Earth's magnetic field accompanying the fall of the Chelyabinsk Meteoroid]. *Radiofiz. Elektron.* 2013; 18 (3): 47 – 54 [In Russian].
19. Chernogor LF. Geomagnetic field effects of the Chelyabinsk meteoroid. *Geomagn. Aeron.* 2014 Sep; 54: 613 – 624.
20. Chernogor LF. Magnetospheric Effects during the Approach of the Chelyabinsk Meteoroid. *Geomagn. Aeron.* 2018 April 13; 58: 252–265.
21. Bliokh PV, Nikolaenko AP, Filippov YuF. Global'nye elektromagnitnye rezonansy v polosti Zemlya–ionosfera [Global Electromagnetic Resonances in the Earth–Ionosphere Cavity]. Kiev: Naukova dumka; 1977. 181 p. [In Russian].
22. Gokhberg MB, Shalimov SL. Vozdeistvie zemletryaseni i vzryvov na ionosferu [Effect of Earthquakes and Explosions on the Ionosphere]. Moscow: Nauka; 2008. 295 p. [In Russian].
23. Chernogor LF. Radiofizicheskie i geomagnitnye efekty startov raket [Radiophysical and Geomagnetic Effects of Rockets Launches]. Kharkov: KhNU imeni V. N. Karazina; 2009. 386 p. [In Russian].
24. Chernogor LF, Blaunstein N. Radiophysical and Geomagnetic Effects of Rocket Burn and Launch in the Near-the-Earth Environment. Boca Raton, London, New York: CRC Press. Taylor & Francis Group; 2013. 542 p.
25. Moore GW. Magnetic disturbances preceding the 1964 Alaska earthquake. *Nature.* 1964 Aug 01; 203: 508 – 509.
26. Vorob'ev AA. O vozmozhnosti elektricheskikh razriadov v nedrakh Zemli [On the possibility of electric discharges in the Earth's interiors], *Geol. Geofiz.* 1970; 12: 3 – 13 [In Russian].
27. Gogatishvili YaM. [Geomagnetic precursor of intense earthquakes in the range of geomagnetic pulsations with frequencies of 1 – 0.02 Hz, *Geomagn. Aeron.* 1984; 24 (4): 697 – 700 [In Russian].
28. Sidorin AY. Predvestniki zemletriaseni [Earthquakes precursors]. Moscow: Nauka; 1992. 162 p.
29. Sobisevich LE, Kanonidi KKh, Sobisevich AL. Ultra low-frequency electromagnetic disturbances appearing before strong seismic events. *Dokl. Earth Sci.* 2009; 429 (5): 1549–1552.
30. Sobisevich LE, Sobisevich AL, Kanonidi KKh. Anomalnye geomagnitnye vozmushcheniia, navedennye katastroficheskimi tsunamicheskimi zemletriaseniami v raione Indonezii [Anomalous geomagnetic disturbances induced by catastrophic tsunamis producing earthquakes in the region of Indonesia]. *Geofiz. Zh.* 2012 Jan; 34 (5): 22–37 [In Russian].
31. Sobisevich LE, Sobisevich AL, Kanonidi KK, Misyuk OI. Geomagnetic disturbances in the geomagnetic field's variations at stages of preparation and implementation of the Elazig (March 8, 2010) and M 5.3 (January 19, 2011) earthquakes in Turkey. *Doklady Earth Sciences.* 2013; 449 (1): 324 – 327.
32. Sobisevich AL, Starostenko VI, Sobisevich LE, Kendzera AV, Shuman VN, Vol'fman YuM et al. The Black Sea earthquakes of late December 2012 and their manifestations in the geomagnetic field, *Geofiz. Zh.*, 2013; 35 (6): 54 – 70.
33. Sobisevich LE, Sobisevich AL, Kanonidi KKh. O nekotorykh anomalnykh protsessakh v geosferakh pri podgotovke i razviti seismicheskikh sobytii [Some anomalous geospheric processes during preparation and development of seismic events]. Trigger effects in geospheres, in *Materialy tret'ego Vserossiiskogo seminara-soveshchaniya (Proceedings of the Third All-Russian Workshop–Meeting)*, In: Adushkin VV, Kocharyan GG, editors. Moscow: GEOS; 2015. P. 284 – 294 [In Russian].

34. Fraser-Smith AC, Bernardi A, McGill PR, Ladd ME, Helliwell RA, Villard OG. Jr. Low-frequency magnetic field measurements near the epicenter of the M_s 7.1 Loma Prieta earthquake. *Geophys. Res. Lett.* 1990 Aug; 17 (9): 1465–1468.
35. Campbell WH. Natural magnetic disturbance fields, not precursors, preceding the Loma Prieta earthquake. *J. Geophys. Res.* 2009 May 16; 114: A05.307.doi: 10.1029/2008JA013932.
36. Shestopalov IP, Belov SV, Soloviev AA, Kuzmin YuD. Neutron generation and geomagnetic disturbances in connection with the Chilean earthquake of February 27, 2010 and a volcanic eruption in Iceland in March – April 2010. *Geomagn. Aeron.* 2013 Feb; 53 (1): 124–135.
37. Romanova NV, Pilipenko VA, Stepanova MV. On the magnetic precursor of the Chilean earthquake of February 27, 2010. *Geomagn. Aeron.* 2015 Apr 09; 55 (2): 219 – 222.
38. Molchanov OA, Kopytenko YuA, Voronov PM, Kopytenko EA, Matiashvili TG, Fraser-Smith AC, et al. Results of magnetic field measurements near the epicenters of the Spitak ($M_s = 6.9$) and the Loma Prieta ($M_s = 7.1$) Earthquakes: comparative analysis. *Geophys. Res. Lett.* 1992 Jul 24; 19 (14): 1495 – 1498.
39. Kopytenko YuA, Matiashvili TG, Voronov PM, Kopytenko EA, Molchanov OA. Detection of ultra-low-frequency emissions connected with the Spitak earthquake and its aftershock activity, based on geomagnetic pulsations data at Dusheti and Vardzia observatories. *Physics of the Earth and Planetary Interiors.* 1993 Apr; 77 (1 – 2): 85 – 95.
40. Hayakawa M, Kawate R, Molchanov OA, Jumoto K. Results of ultra-low-frequency magnetic field measurements during the Guam earthquake of 8 August 1993. *Geophys. Res. Lett.* 1996 Feb 01; 23 (3): 241 – 244.
41. Schekotov A, Fedorov E, Hobara Y, Hayakawa M. ULF magnetic field depression as a possible precursor to the 2011/3.11 Japan earthquake. *Journal of Atmospheric Electricity.* 2013 Jan 01; 33 (1): 41–51.
42. Schekotov A., Fedorov E., Hobara Y., Hayakawa M. ULF magnetic field depression as a possible precursor to the 2011/3.11 Japan earthquake. *Radiofizika i elektronika.* 2013; 4 (18) (1): 47 – 52 [In Russian].
43. Fraser-Smith AC, McGill PR, Helliwell RA, Villard OG Jr. Ultra-low frequency magnetic field measurements in southern California during the Northridge earthquake of 17 January 1994. *Geophys. Res. Lett.* 1994 Oct 01; 21 (20): 2195 – 2198.
44. Fraser-Smith AC. Ultralow-frequency magnetic fields preceding large earthquakes. *Eos.* 2008 Jun 03; 89 (23): 211.
45. Karakelian D, Klemperer SL, Fraser-Smith AC, Thompson G. A. Ultra-low frequency electromagnetic measurements associated with the 1998 ($M_w = 5.1$) San Juan Bautista, California earthquake and implications for mechanisms of electromagnetic earthquake precursors. *Tectonophysics.* 2002 Nov 22; 359 (1 – 2): 65 – 79.
46. Park SK, Johnston M, Madden TR, Morgan FD, Morrison HF. Electromagnetic precursors to earthquakes in the ULF band: a review of observations and mechanisms. *Rev. Geophys.* 1993 May; 31 (2): 117 – 132.
47. Geller RJ. Earthquake prediction: a critical review. *Geophys. J. Int.* 1997 Dec; 131 (3): 425 – 450.
48. Bakun WH, Aagaard B, Dost B, Ellsworth WL, Hardebeck JL, Harris RA, et al. Implications for prediction and hazard assessment from the 2004 Parkfield earthquake. *Nature.* 2005 Oct 13; 437 (706): 969 – 974.
49. Kosterin NA, Pilipenko VA, Dmitriev EM. O globalnykh ultranizkочастотnykh elektromagnitnykh signalakh pered zemletriaseniiami [On global ultralow frequency electromagnetic signals prior to earthquakes]. *Geophysical investigations.* 2015; 16 (1): 24-34 [In Russian].
50. Bakhmutov VG, Sedova FI, Mozgovaya TA. Morphologic indicators in the structure of geomagnetic variations during the preparation of the strong earthquake of March 25, 1998 in the Antarctic, Ukrainian Antarctic Journal. 2003; 1: 54 – 60.
51. Surkov VV, Pilipenko VA. Magnetic effects due to earthquakes and underground explosions: a review. *Annali di geofisica.* 1997; 40 (2): 227 – 239.
52. Guglielmi AV. Ultra-low-frequency electromagnetic waves in the Earth's crust and magnetosphere. *Phys. Usp.* 2007 Dec; 50 (12): 1197–1216.
53. Iyemeri T, Nose M, Han D, Gao J, Hashizume M, Choosakul N, et al. Geomagnetic pulsations caused by the Sumatra earthquake on December 26, 2004. *Geophys. Res. Lett.* 2005 Oct 21; 32 (20): L20807.
54. Golikov YuV, d'Costa A, Pilipenko BA. Geomagnetic pulsations generated during strong earthquakes. *Geomagn. Aeron.* 1985 Oct; 25 (5): 824 – 828 [In Russian].
55. Hattori K. ULF geomagnetic changes associated with large earthquakes. *Terr. Atmos. Ocean Sci.* 2004 Sep; 15 (3): 329 – 360.
56. Hattori K. ULF geomagnetic changes with major earthquakes. In: *Earthquake prediction studies: Seismoelectromagnetic.* Hayakawa M, editor. Tokyo: Terra Scientific Pub. Comp.; 2013. P. 129 – 152.
57. Dubrov MN, Smirnov VM. Interdependent perturbations of the Earth's surface, atmosphere, and ionosphere. *Geomagn. Aeron.* 2013 Jan; 53 (1): 49 – 59. <https://doi.org/10.1134/S0016793213010088>
58. Kosmicheskii proekt «Ionosat-Mikro»: monografiia [Space Project “Ionosat-Micro”: monograph]. In: Zasukha SA, Fedorov OP, editors. Kyiv: Academperiodika; 2013, 218 p. [in Russian].
59. Lazorenko OV, Chernogor LF. Sistemnyi spektralnyi analiz signalov: teoreticheskie osnovy i prakticheskie primeneniia [The System Spectral Analysis: Theoretical Bases and Practical Applications] *Radio Phys. Radio Astron.* 2007 Jun; (2): 162 – 181 [In Russian].

60. Chernogor LF. Advanced Methods of Spectral Analysis of Quasiperiodic Wave-Like Processes in the Ionosphere: Specific Features and Experimental Results. *Geomagnetism and Aeronomy*. 2008 Oct 03; 48 (5): 652 – 673.
61. Chernogor LF, Smirnova EO. Fluktuatsii urovnia geomagnitnogo polia, soprovozhdavshie silneishie zemletriaseniia [Geomagnetic field level fluctuations accompanied strong earthquakes]. *Trudy mezhdunarodnoi Baikalskoi molodezhnoi nauchnoi shkoly po fundamentalnoi fizike*. 2017 Sep 11 – 16: Irkutsk, Russia. 2017. p. 155 – 157 [In Russian].
62. Chernogor LF, Smirnova E. O. Geomagnitnye fluktuatsii, sopushtvovavshie silneishim zemletriaseniam [Geomagnetic fluctuations accompanied strong earthquakes]. *Tezi 17 Ukrayinskoyi konferentsiyi z kosmichnikh doslidzhen*; 2017 Aug 21 – 25; Odessa, Ukraine. Kyiv, Ukraine; 2017. p. 164 [In Russian].
63. Calais E, Minster JB. GPS detection of ionospheric perturbations following the January 17, 1994, Northridge earthquake. *Geophysical Research Letters*. 1995 May 01; 22 (9): 1045 – 1048.
64. Afraimovich EL, Perevalova NP, Plotnikov AV, Uralov AM. The shock acoustic waves generated by earthquakes. *Ann. Geophys.* 2001 Jan 01; 19: 395 – 409.
65. Ducic V, Artru J, Lognonné P. Ionospheric remote sensing of the Denali earthquake Rayleigh surface waves. *Geophysical Research Letters* [Internet]. 2003 Sep 25; 30 (18): 1951. Available from: <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/epdf/10.1029/2003GL017812> doi: 10.1029/2003GL017812
66. Astafyeva E, Afraimovich EL. Long-distance traveling ionospheric disturbances caused by the great Sumatra-Andaman earthquake on 26 December 2004. *Earth Planets Space*. 2006 Sep 16; 58(8): 1025 – 1031.
67. Liu JY, Tsai YB, Chen SW, Lee CP, Chen YC, Yen HY, et al. Giant ionospheric disturbances excited by the M9.3 Sumatra earthquake of 26 December 2004. *Geophysical Research Letters*. 2006 Jan; 33: L02103.
68. Lognonné P, Artru J, Garcia R, Crespon F, Ducic V, Jeansou E, et al. Ground based GPS imaging of ionospheric post-seismic signal. *Planet. Space Sci.* 2006 Apr; 54 (5): 528 – 540.
69. Rolland LM, Lognonné P, Astafyeva E, Kherani EA, Kobayashi N, Mann M, et al. The resonant response of the ionosphere imaged after the 2011 off the Pacific coast of Tohoku earthquake. *Earth Planets Space*. 2011 Jun; 63 (7): 853 – 857.
70. Garcia RF, Doornbos E, Bruinsma S, Hebert H. Atmospheric gravity waves due to the Tohoku-Oki tsunami observed in the thermosphere by GOCE. *J. Geophys. Res. Atmos.* 2014 Apr 27; 119: 4498–4506 doi:10.1002/2013JD021120.
71. Jin S, Occhipinti G, Jin R. GNSS ionospheric seismology: Recent observation evidences and characteristics. *Earth-Science Reviews*. 2015 Aug; 147: 54 – 64 doi:10.1016/j.earscirev.2015.05.003
72. Heki K. Ionospheric disturbances related to Earthquakes. In *Advances in Ionospheric Research: Current Understanding and Challenges*. AGU/Wiley Book; 2018. [In press].
73. Meng X, Vergados P, Komjathy A, Verkhoglyadova O. Upper Atmospheric Responses to Surface Disturbances: An Observational Perspective. *Radio Sci.* 2019 Oct; *Grand Challenges in the Earth and Space Sciences*: 1076 – 1098. DOI: 10.1029/2019RS006858.
74. Chernogor LF. Possible Generation of Quasi-Periodic Magnetic Precursors of Earthquakes. *Geomagn. Aeron.* 2019 Jun 17; 59: 374–382.
75. Pulnits SA, Ouzounov DP, Karelin AV, Davidenko DV. Physical bases of the generation of short-term earthquake precursors: A complex model of ionization-induced geophysical processes in the lithosphere-atmosphere-ionosphere-magnetosphere system. *Geomagn. Aeron.* 2015 Jul 25; 55: 521–538.
76. Guo Q, Chernogor LF, Garmash KP, Rozumenko VT, Zheng Y. Dynamical processes in the ionosphere following the moderate earthquake in Japan on 7 July 2018. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*. 2019 May; 186:88–103.

ЗМІСТ

<i>Шматько О. О., Мізерник В. М., Одаренко Є. М.</i> Аналітична теорія хвиль Флоке-Блоха в гіротропних магнітофотонних кристалах	3
<i>Батраков Д.О.</i> Алгоритми пошуку дефектів в інженерних спорудах за допомогою георадарів. (Огляд. Частина 1)	16
<i>Думін О.М., Плахтій В.А., Прищенко О.А., Широкопад Д.В., Вольвач Я.С.</i> Вплив зменшення шуму вхідного сигналу на класифікацію місцезнаходження об'єкту штучною нейронною мережею при надширококустовій радіоінтроскопії	27
<i>Думін О.М., Плахтій В.А., Персанов І.Д., Ш. Као.</i> Система позиціонування на імпульсних надширококустових полях	36
<i>Огурцова Т. М., Блинова Н. К., Почанін Г. П., Масалов С. О., Усова В. В.</i> Неспотворений прийом імпульсного сигналу без несущої частоти феритовою антеною	47
<i>Легенький М.М., Хричов В.С.</i> Імпульсна антена на основі неоднорідної конічної лінії	59
<i>Стороженко І.П., Аркуша Ю.В.</i> Про підвищення потужності коротких діодів Ганна на основі варизонного InGaPAs	66
<i>Мунтян К.І.</i> Оцінка методів розрахунку фазового зсуву хвильових фронтів власних мод конфокального резонатора	79
<i>У.Ліо, Гармаш К. П., Черногор Л. Ф., Шульга С. М.</i> Флуктуації геомагнітного поля, які супроводжували Чуйські землетруси в вересні – жовтні 2003 р.	87

CONTENTS

<i>Shmat’ko A.A., Mizernik V.N., Odarenko E.N.</i> Analitical theory flouquet-bloch waves for gyrotropic magnetophotonic krystals	3
<i>Batrakov D.O.</i> Algorithms for searching defects in engineering structures using GPR (Review. Part 1)	16
<i>Dumin O.M. , Plakhtii V.A. , Prishchenko O.A., Shyrokorad D.V., Volvach I.S.</i> Influence of denoising of input signal on classification of object location by artificial neural network in ultrawideband radiointrosopy	27
<i>Dumin O.M., Plakhtii V.A., Persanov I.D., S. Cao.</i> Positioning system on impulse ultrawideband fields	36
<i>Ogurtsova T.N., Blinova N.K., Pochanin G.P., Masalov S.O., Usova V.V.</i> Undistorted reception of impulse carrier-free signals using a ferrite antenna	47
<i>Legenkiy M.N. , Khrychov V.S.</i> Impulse antenna based non-uniform conical line	59
<i>Stotozhenko I.P. , Arkusha Yu.V.</i> On increasing power of short ingapas graded-gap Gunn diodes	66
<i>Muntean K.I.</i> Estimation of methods for calculating the phase shift of wave fronts of own modes of a confocal resonator	79
<i>Y.Luo, Garmash K.P., Chernogor L.F., Shulga S.M.</i> Geomagnetic field fluctuations during Chuysk earthquakes on September – October, 2003	87

Наукове видання

ВІСНИК ХАРКІВСЬКОГО НАЦІОНАЛЬНОГО УНІВЕРСИТЕТУ
імені В.Н. Каразіна

Серія
“Радіофізика та електроніка”

Випуск 31

Збірник наукових праць

Українською, російською та англійською мовами

Підписано до друку 23.12. 2019. 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.