

ISSN 2311-0872

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ

ВІСНИК
ХАРКІВСЬКОГО НАЦІОНАЛЬНОГО
УНІВЕРСИТЕТУ
імені В.Н. КАРАЗІНА

Серія “ РАДІОФІЗИКА ТА ЕЛЕКТРОНІКА ”

Випуск 41

Започаткована 1971 р.

Харків 2024

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

Місія журналу полягає в тому, щоб представити свіжі досягнення в області радіофізики та природничих наук для наукових працівників, аспірантів, студентів старших курсів радіофізичних спеціальностей.

Журнал публікує наукові статті, короткі повідомлення та огляди з усіх проблем радіофізики та суміжних галузей.

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

Затверджено до друку рішенням Вченої ради Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна (протокол № 26 від 23 грудня 2024 року).

Редакційна колегія

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

д.ф.-м.н., проф. Аркуша Ю.В., Україна

проф. Блаунштейн Н., Ізраїль

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

д.ф.-м.н., проф. Дюбко С.П., Україна

д.ф.-м.н., проф. Катрич В.О., Україна

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

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

проф. Цян Го, Китай

проф. Ю Джин, Китай

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

e-mail: radiovisnic@karazin.ua
A.Tsymbal@karazin.ua

Статті пройшли внутрішнє та зовнішнє рецензування

Ідентифікатор медіа у Реєстрі суб'єктів у сфері медіа: R30-04466

(Рішення № 1538 від 09.05.2024 р. Національної ради України

з питань телебачення і радіомовлення. Протокол № 15)

Засновник журналу Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна, Харків, Україна. Рік заснування 1971. Періодичність виходу 2 рази на рік.

ISSN 2311-0872

MINISTRY OF EDUCATION AND SCIENCE OF UKRAINE

Visnyk

of V.N. Karazin Kharkiv

National University

Series “Radio Physics and Electronics”

Issue 41

Founded in 1971.

Kharkiv 2024

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

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

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

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

Approved for publication by the decision of the Academic Council of V.N. Karazin Kharkiv National University (protocol № 26 dated 23.12.2024).

Editorial Team

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

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

Prof. Blaunstein N., Israel

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

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

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

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

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

Prof. Qiang Guo, China

Prof. Yu Zheng, China

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

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

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

e-mail: radiovisnic@karazin.ua

A.Tsymbal@karazin.ua

Articles have been reviewed internally and externally

Media identifier in the Register of the field of Media Entities: R30-04466

(Decision № 1538 dated May 9, 2024 of the National Council of

Television and Radio Broadcasting of Ukraine, Protocol № 15)

The founder of the Journal is V. N. Karazin Kharkiv National University, Kharkiv, Ukraine. Year of foundation 1971. The journal is published twice a year.

ЗМІСТ

Чорногор Л.Ф., Ткаченко М.Ю. Регіональні особливості збурень в іоносфері під час потужної геокосмічної бурі 4-5 листопада 2023 року	7
Рибін О.М., Баула Т.П., Шевченко А.О., Фомін Р.О. Модифікований принцип мініатюризації прямокутних НВЧ патч-антен	14
Гавриленко Д.І., Думін О.М., Плахтій В.А. Енергетичні характеристики нестационарного електромагнітного поля, збудженого струмом у формі стрибка	23
Горобець М.М., Лебедєв А.С., О.М. Горобець О.М. Електромагнітні хвилі в ближній зоні апертурних антенних решіток з розкритом квадратної форми	37
Дубінін М.М., Маслов В.О., Мунтян К.І. Визначення положення перетяжки лазерного пучка	50
Чорногор Л. Ф., Шевелев М.Б., Ковальов Р.М., Новицька Д.Р. Статистичні характеристики вулканогенних хвиль цунамі в північно-західному регіоні Тихого океану	61

CONTENTS

Chernogor L.F., Tkachenko M.Yu. Regional features of ionospheric disturbances during the intense geospace storm of November 4-5, 2023	7
Rybin O., Baula T., Shevchenko A., Fomin R. Modified principle of miniaturisation of rectangular microwave patch antennas	14
Havrylenko D.I. , Dumin O.M. , Plakhtii V.A. Energetical characteristics of transient electromagnetic field excited by step-like current	23
Horobets M.M., Lebedev A.S., Horobets O.M. Electromagnetic waves in the near zone of aperture antenna grids with a square-form opening	37
Dubinin M.M., Maslov V.A., Muntean K. I. Determination of the laser beam waist	50
L.F. Chernogor, M.B. Shevelev, R.M. Kovalov, D.R. Novytska. Statistical characteristics of volcanogenic tsunami waves in the northwestern Pacific region	61

Оригінальна стаття

<https://doi.org/10.26565/2311-0872-2024-41-01>

УДК 550.388

Л. Ф. ЧОРНОГОР, д. ф.-м. наук, проф., член-кор. НАН України
e-mail: Leonid.F.Chernogor@gmail.com ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0001-5777-2392>

М. Ю. ТКАЧЕНКО, аспірант, м. н. с.

e-mail: tkachenko.postgrad@gmail.com

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

РЕГІОНАЛЬНІ ОСОБЛИВОСТІ ЗБУРЕНЬ В ІОНОСФЕРІ ПІД ЧАС ПОТУЖНОЇ ГЕОКОСМІЧНОЇ БУРІ 4-5 ЛИСТОПАДА 2023 РОКУ

Актуальність. Іоносфера є основним каналом, що забезпечує функціонування систем радіозв'язку, радіонавігації, радіолокації, дистанційного радіозондування та радіоастрономії. Параметри цього каналу суттєво впливають на якість та можливість функціонування як наземних, так і космічних технологічних систем. Параметри каналу формуються під дією різноманітних чинників, що мають місце в системі Земля – атмосфера – іоносфера – магнітосфера (ЗАІМ). Найвпливовіший чинник – сонячні бурі, що супроводжуються сонячними спалахами, сонячним космічним випромінюванням та корональними викидами маси. При цьому значно збурюються атмосферно-іоносферно-магнітосферні радіоканали, що призводить до порушення функціонування радіосистем різного призначення. Тому всебічне дослідження збурень радіоканалу є актуальною задачею.

Метою цієї роботи є опис результатів дослідження регіональних особливостей збурень в іоносфері шляхом аналізу похідних від глобальних іоносферних мап, а саме мап відсоткових приростів значень повного електронного вмісту (ПЕВ).

Методи і методологія. У якості первинних даних використано укладені Center for Orbit Determination in Europe глобальні іоносферні мапи, розміщені в вільному доступі на сайті The Crustal Dynamic Data Information System.

Результати. Вперше за допомогою ГНСС-технологій побудовано та досліджено мапи відсоткових приростів значень ПЕВ в іоносфері, які можна трактувати як індекс збуреності іоносфери. Досліджено реакцію ПЕВ на потужну геокозмичну бурю 4-5 листопада 2023 року. Встановлено, що більшу частину часу протягом головної фази магнітної бурі найбільші іоносферні збурення спостерігалися на широтах значно нижчих, ніж лінія північного та південного полярного кола, що свідчить про перебудову іоносферно-магнітосферної струмової системи, виникнення в ній струмів значної величини та зміну стану іоносферної погоди.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: іоносфера, магнітна буря, повний електронний вміст, іоносферні збурення, особливості реакції іоносфери

Як цитувати: Чорногор ЛФ, Ткаченко МЮ. Регіональні особливості збурень в іоносфері під час потужної геокозмичної бурі 4-5 листопада 2023 року. Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка». 2024;4:7-13.

<https://doi.org/10.26565/2311-0872-2024-41-01>

In cites: Chornogor LF., Tkachenko MYu. Regional features of ionospheric disturbances during the intense geospace storm on November 4-5, 2023. Visnyk of V. N. Karazin Kharkiv National University, series "Radio Physics and Electronics". (In Ukrainian).2024;41:7-13.

<https://doi.org/10.26565/2311-0872-2024-41-01>

ВСТУП

Іоносфера є основним каналом, що забезпечує функціонування систем радіозв'язку, радіонавігації, радіолокації, дистанційного радіозондування та радіоастрономії [1, 2]. Параметри цього каналу суттєво впливають на якість та можливість функціонування як наземних, так і космічних технологічних систем. Параметри формуються під дією різноманітних чинників, що мають місце в системі Земля – атмосфера – іоносфера – магнітосфера (ЗАІМ) [3]. Визначальним чинником можна назвати сонячну активність: постійні потоки сонячного вітру, сонячні спалахи та корональні викиди маси значною мірою визначають стан підсистем системи ЗАІМ. Вивчення регіональних особливостей збурень в іоносфері є важливим не лише з теоретичної точки зору, але й з прикладної, адже, як було сказано вище, стан іоносфери значно впливає на функціонування наземних та космічних технологічних систем та апаратів. Знання про

© Чорногор Л.Ф., Ткаченко М.Ю., 2024

Open access. This article is licensed under a Creative Commons Attribution 4.0 <https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>

регіональні особливості збурень в іоносфері дозволяють будувати адекватні регіональні моделі іоносфери та впроваджувати відповідні поправки в роботу систем, якість та можливість функціонування яких суттєво залежить від стану іоносфери.

Для вивчення іоносферних ефектів під час магнітних бурь застосовується цілий арсенал методів [4 – 9]. У нашому дослідженні використано метод трансіоносферного зондування, що належить до методів ГНСС-технологій, за допомогою якого і будуються глобальні іоносферні мапи [10].

Мета роботи – опис результатів дослідження регіональних особливостей збурень в іоносфері шляхом аналізу похідних від глобальних іоносферних мап, а саме мап відсоткових приростів значень повного електронного вмісту (ПЕВ).

Стаття побудована наступним чином. Після короткого опису загальних відомостей про геокозмичну бурю 4-5 листопада 2023 року, аналізу стану космічної погоди, методів та методології дослідження наведено результати аналізу мап відсоткових приростів ПЕВ. Обговорення отриманих результатів закінчується висновками.

ЗАГАЛЬНІ ВІДОМОСТІ ПРО ГЕОКОСМІЧНУ БУРЮ 4-5 ЛИСТОПАДА 2023 РОКУ

Магнітна буря 4-5 листопада 2023 року була класифікована як буря категорії G3, тобто сильна. Магнітні бурі цього класу здатні викликати полярні сйива навіть у середніх широтах (включно до 50°). Тобто їх можливо спостерігати, наприклад, в Центральній Європі та північних районах США. Виникають сильні радіозавади та шуми в різних діапазонах хвиль, що значно погіршує якість функціонування радіосистем різного призначення, зокрема, систем глобального позиціонування.

СТАН КОСМІЧНОЇ ПОГОДИ

Згідно з даними сайтів [11] і [12] стан космічної погоди був наступний.

До середини доби 4 листопада концентрація частинок сонячного вітру не перевищувала $5 \cdot 10^6 \text{ м}^{-3}$. У другій половині доби 4 і 5 листопада це число зросло до значень 50 і $42 \cdot 10^6 \text{ м}^{-3}$ відповідно.

Швидкість частинок сонячного вітру 4 листопада коливалася біля 400 км/с. Після 8:00 UT вона флукутувала, збільшуючись до 735 км/с. Так тривало до кінця доби 8 листопада.

Температура частинок сонячного вітру до початка доби 5 листопада складала близько 10^5 К . 5-8 листопада вона сильно флукутувала, збільшуючись до $(3-5) \cdot 10^6 \text{ К}$. Максимальне значення спостерігалось 6 листопада — $5,1 \cdot 10^6 \text{ К}$.

Розрахункові значення тиску сонячного вітру у спокійних умовах становили приблизно 1 нПа. Майже синхронно з концентрацією частинок сонячного вітру тиск зріс до 11 та 16 нПа 4 та 5 листопада відповідно. З 6 по 8 листопада значення не перевищували 5 нПа. З 2 по початок доби 4 листопада значення проекції міжпланетного магнітного поля не перевищували одиницю нТл. Найбільші їх варіації спостерігалися 5 листопада — $B_y = -31,8 \text{ нТл}$, $B_z = -23,5 \text{ нТл}$.

Значення параметра Акасуфу у спокійних умовах коливалися близько 1 ГДж/с, 4 і 5 листопада максимумами, відповідно, становили 3 і 23 ГДж/с.

До другої половини доби 4 листопада значення K_p -індексу не перевищували 2+. О 18:00 цього дня значення індексу досягло 5+. Далі спостерігалось зменшення значень аж до 09:00 5 листопада з подальшим виходом на максимум о 15:00 до 8- одиниць. Далі до 06:00 7 листопада значення індексу коливалися навколо 5-, після чого пішли на спад до значень 3-4 одиниці 8 листопада.

До першої половини доби 4 листопада значення Dst -індексу коливалися в межах $\pm (11-15) \text{ нТл}$. Після незначного збільшення (до 14 нТл) з 12:00 до 16:00 UT 4 листопада спостерігалось досить різке падіння величини Dst -індексу до значення -62 нТл. Після значних флукутацій з 14:00 до 16:00 UT спостерігалися раптові і більш значні зменшення величини індексу — від -50 нТл до -172 нТл. Після 22:00 5 листопада розпочалася фаза відновлення, яка тривала аж до 8 листопада.

МЕТОДИ ТА МЕТОДОЛОГІЯ

Для дослідження іоносферних ефектів використано ГНСС-технології, а саме створені за допомогою методу трансіоносферного зондування глобальні іоносферні мапи [13, 14]. Спочатку проводяться виміри ПЕВ на окремих приймальних ГНСС-станціях, що утворюють собою розвинуту мережу. Вимірювання ПЕВ, в основному, проводяться за допомогою двочастотних приймачів, що значно підвищує точність вимірювань. Суть вимірювань полягає в наступному: з супутника, що знаходиться в зоні радіовидимості приймача посилюється закодований спеціальним чином сигнал на двох частотах, що містить в собі так зване навігаційне повідомлення. Воно містить, зокрема, інформацію про час випромінювання сигналу.

Цей сигнал, проходячи крізь іоносферу, зазнає затримки I_{delay} , величина якої є мірою кількості електронів на шляху поширення сигналу, тобто мірою ПЕВ (англійською мовою – TEC):

$$I_{delay} = 40.3 \frac{N_L}{f^2}, \quad (1)$$

де затримка вимірюється в секундах, N_L – ПЕВ на похилій трасі супутник-приймач, m^{-2} , а f – носійна частота, Гц. Зазвичай, ПЕВ вимірюється в одиницях TECU: $1 \text{ TECU} = 10^{16} m^{-2}$.

Далі області між приймачами розбиваються на трикутні зони, в яких обчислюється середнє значення ПЕВ та нормується на площу трикутника. Потім проводиться процедури інтерполяції за всіма трикутними областями, після чого на сітці широт і довгот, відповідно, в межах від $87.5^\circ \dots -87.5^\circ$ та $180^\circ \dots -180^\circ$ отримуються значення ПЕВ, які й будуть візуалізовуватись на глобальних іоносферних мапах. В нашій роботі ми пропонуємо до аналізу похідну від глобальної іоносферної мапи, а саме мапу відсоткових приростів значень ПЕВ, які можна трактувати як індекс I_{di} збуреності іоносфери. Обчислюються значення приростів на сітці широт і довгот з розрізненням 2.5° за широтою та 5° за довготою наступним чином:

$$I_{di} = \frac{VTEC - VTEC_{average}}{VTEC_{average}} \cdot 100\%, \quad (2)$$

де I_{di} – значення відсоткового приросту, $VTEC$ – обчислене значення ПЕВ в елементарній комірці глобальної іоносферної мапи, $VTEC_{average}$ – медіанне значення ПЕВ в цій комірці за певний проміжок часу (в нашій роботі ми використовували медіанне значення за попередні 30 днів перед бурею).

РЕЗУЛЬТАТИ АНАЛІЗУ

Результати обчислень мап відсоткових приростів ПЕВ для періоду часу з 3 по 7 листопада 2023 року представлені на Рис.1 - 4.

Розглянемо мапи відсоткових приростів ПЕВ для 3 листопада 2023 року. Результати представлені на Рис.1. Для магнітоспокійного, фоновового дня, були характерні наступні показники: відсоткові прирости ПЕВ відносно медіанних значень за попередні 30 днів не виходили за рамки 100% для європейського та середньоазійського регіонів.

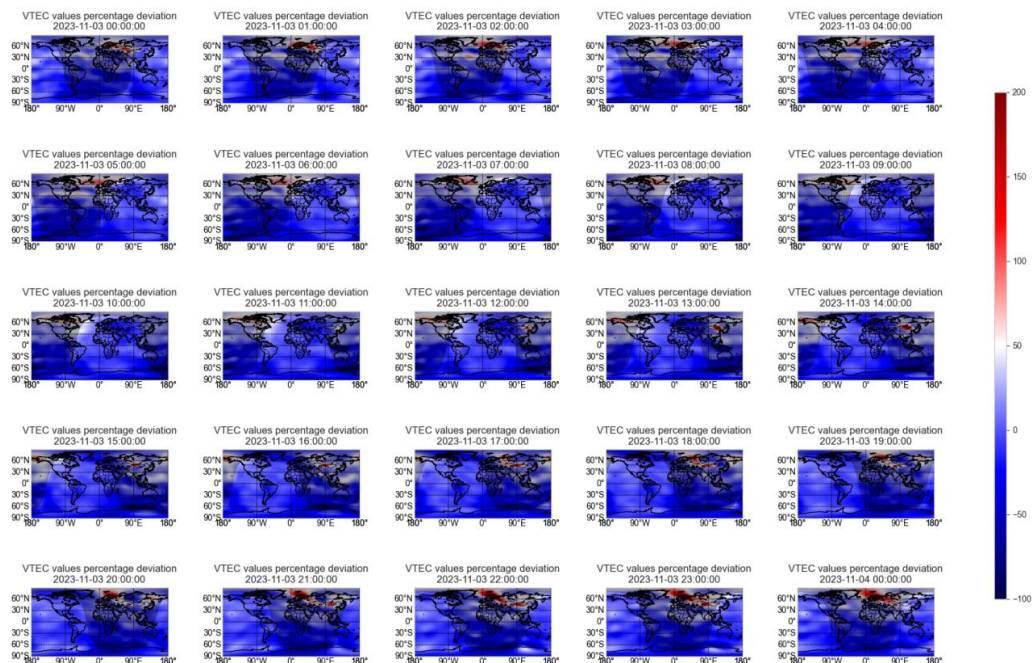


Рис.1. Мапи відсоткових приростів ПЕВ в день 3 листопада 2023 року
Fig.1 Maps of percentage deviation of TEC on November 3, 2023

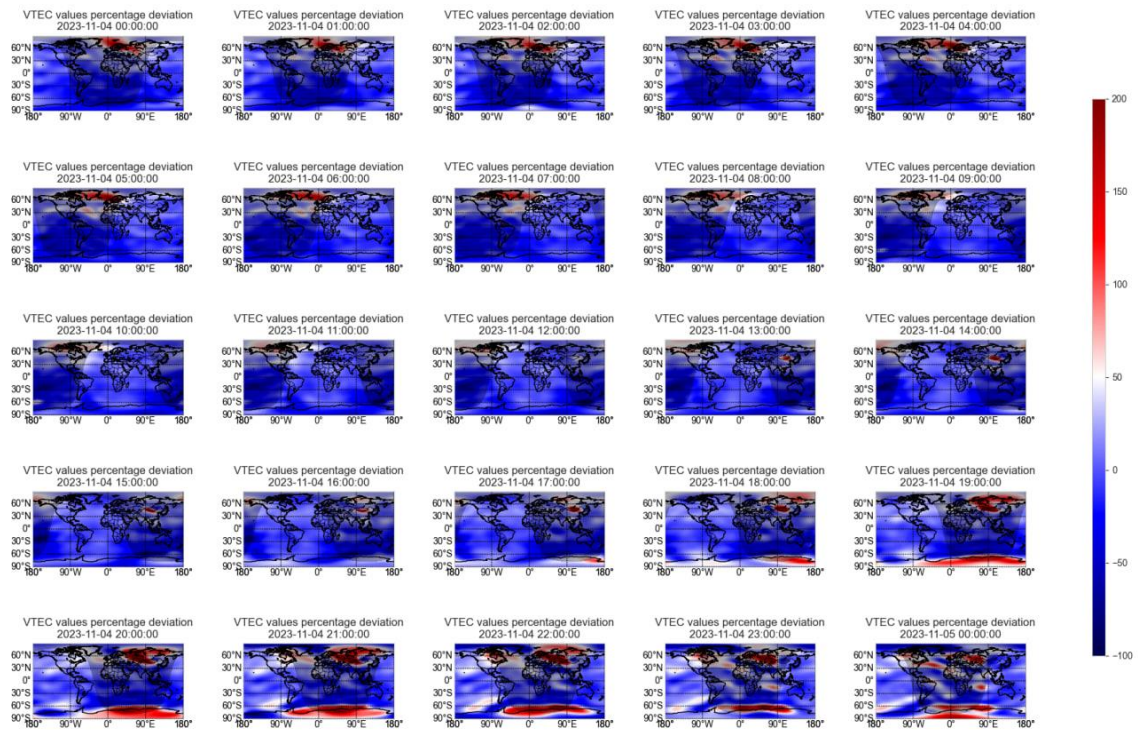


Рис.2: Мапи відсоткових приростів ПЕВ в день 4 листопада 2023 року

Fig.2 Maps of percentage deviation of TEC on November 4, 2023

У перший день бурі, 4 листопада 2023 року, до моменту початку магнітної бурі о 18:00 UT значення процентних приростів не перевищували 70% для європейського та північноатлантичного регіону. Після 18:00 UT спостерігалось значне зростання приростів ПЕВ для східноазійського та північно-східного регіону Азії, а також Антарктики в межах широт від 90°S до 60°S та в межах довгот від 90°W до 180°E.

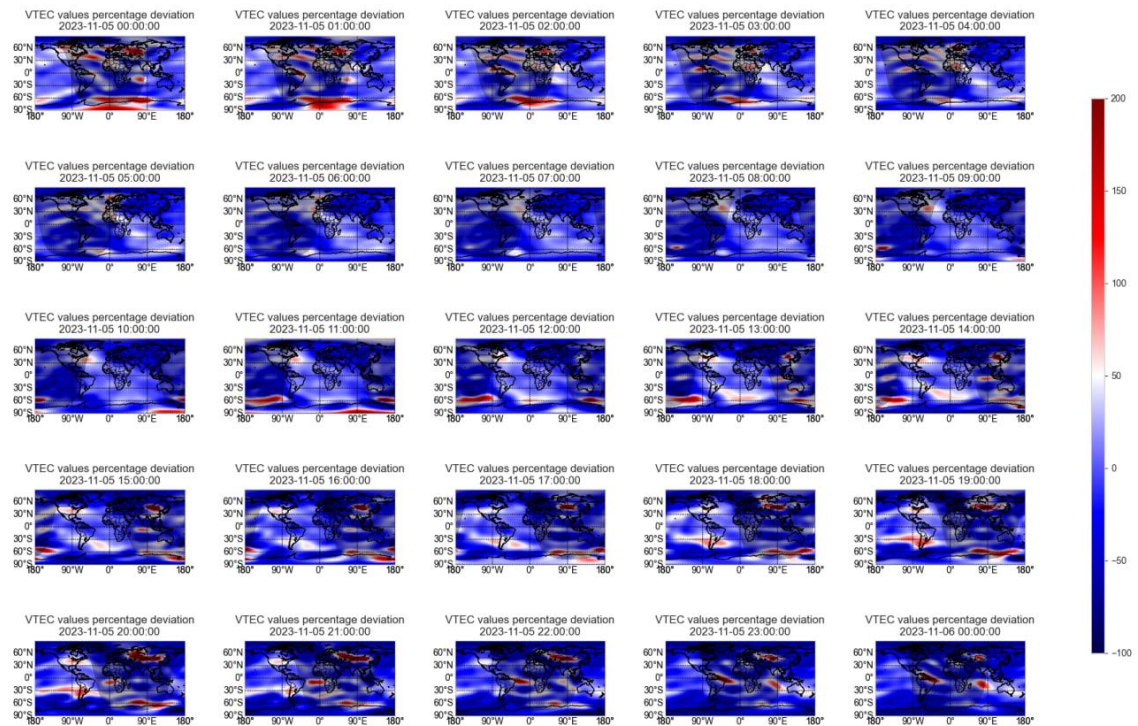


Рис.3: Мапи відсоткових приростів ПЕВ в день 5 листопада 2023 року

Fig.3 Maps of percentage deviation of TEC on November 5, 2023

5 листопада 2023 року до 03:00 UT спостерігалися сильні збурення зі значеннями процентних приростів ПЕВ близько 140% для європейського, північноамериканського регіонів та Антарктики в межах широт 90°S - 60°S і в інтервалі довгот 90°W - 90°E . У період з 04:00 UT по 10:00 UT мали місце незначні прирости ПЕС на різних широтах, після чого о 10:00 UT активізуються збурення в південній півкулі. Потім о 13:00 UT виникають також збурення і в північній півкулі. Значення процентних приростів не перевищували 150%.

Для цього дня характерно те, що після 15:00 немає основної області збурення, яка би плавно еволюціонувала в часі. Після 15:00 видно, як основна область збурення в високих широтах в південній півкулі розпадається на серію менших за площею та амплітудою збурень. Далі збурення спостерігаються на абсолютно всіх широтах в обох півкулях.

Для дня настання фази відновлення були характерні збурення на середніх та екваторіальних широтах, які не перевищували 80% у піку о 22:00 UT для екваторіальних широт. Неможливо виділити конкретний осередок або область збурень, як це було в попередні дні: збурення спостерігаються на всіх широтах як в південній, так і в північній півкулі.

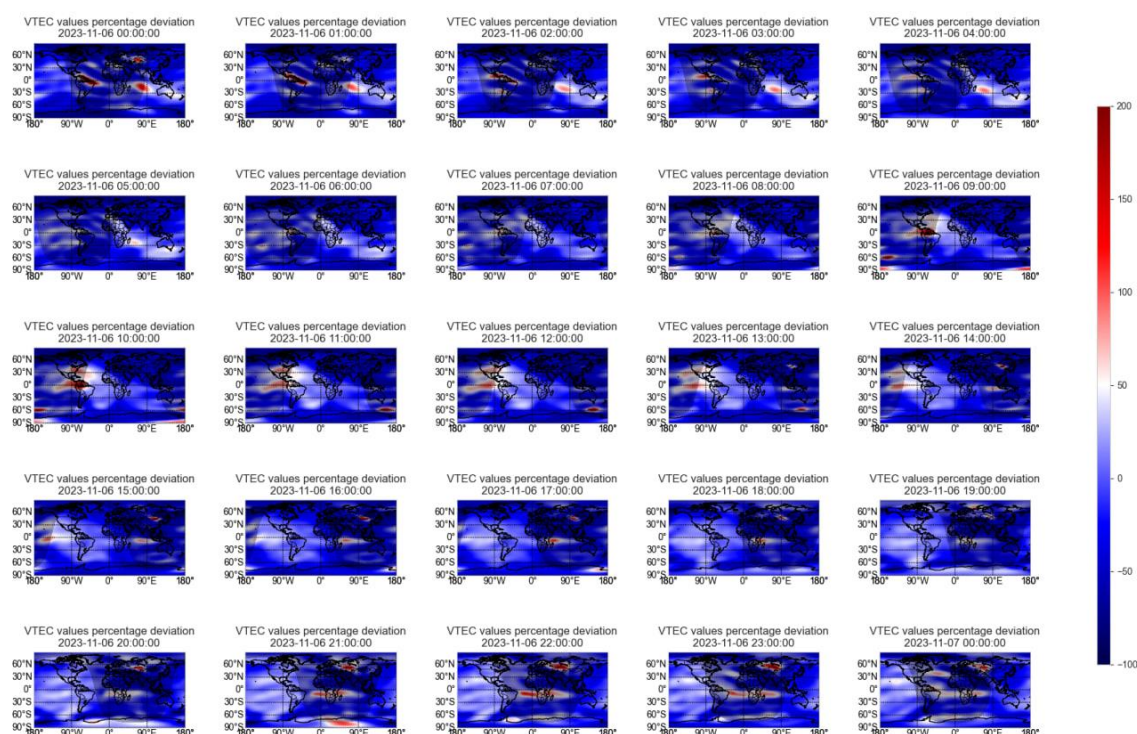


Рис.4: мапи відсоткових приростів ПЕВ в день 6 листопада 2023 року

Fig.4 Maps of percentage deviation of TEC on November 6, 2023

ОБГОВОРЕННЯ

Аналізуючи мапи відсоткових приростів ПЕВ, можна прийти до наступних висновків.

3 листопада 2023 року дійсно був фоновим незбуреним днем з відносно спокійною іоносферою навіть в авроральних областях. Наступного ж дня почалася магнітна буря. Раптовий початок бурі відбувся о 18:00 UT. Можна сказати, що магнітна буря почалася в східній півкулі, де були яскраво виражені збурення в її північному секторі. Однак далі видно, що збурення синхронно поширювалися на захід в обох, північній та південній, півкулях. Збурення в основному спостерігалися в високих широтах, однак в деяких регіонах вони досягали широт $\pm 30^{\circ}$. 5 листопада 2023 року картина була загалом схожою, проте спостерігався розпад великих областей збурень у північній і південній півкулях на низку менших груп збурень, що виникали на всіх широтах, включно з екваторіальними. 6 листопада 2023 року було днем настання фази відновлення, однак певна активність зберігалася на широтах в смузі між $\pm 30^{\circ}$, що свідчить про активні динамічні процеси в області екваторіальної іоносферної аномалії.

ГОЛОВНІ РЕЗУЛЬТАТИ

1. Встановлено, що магнітна буря запускає динамічні процеси в системі ЗАІМ, які забезпечують продовження реакції іоносфери і після закінчення магнітної бурі, про що свідчать мапи відсоткових приростів ПЕВ за 6 листопада 2023 року.
2. В піки активності відсоткові прирости ПЕВ досягали величини в 180%.
3. Збурення іоносфери можна пояснити значною перебудовою іоносферно-магнітосферної системи струмів.

КОНФЛІКТ ІНТЕРЕСІВ

Автори повідомляють про відсутність конфлікту інтересів.

REFERENCES

1. Levis C, Johnson T, Teixeira L. Radiowave Propagation: Physics and Applications. John Wiley & Sons Inc. WILEY. 2010. 320 p.
2. Allnutt J. Satellite to Ground Radiowave Propagation. IET. 2011. 696 p.
3. Cherkogor L. Physics of geospace storms. Space Sci. & Technol. 2021;27(1):03– 77. DOI:[10.15407/knit2021.01.003](https://doi.org/10.15407/knit2021.01.003)
4. Liu J, Lou W, Zhang X, Shen X. A Comparison Study of f oF2 Derived from Oblique Sounding Network and Vertical Ionosonde in Northern China. Terr. Atmos. Ocean. Sci. 2016; 27(6):933– 941. DOI:[10.3319/TAO.2016.03.06.01\(AA\)](https://doi.org/10.3319/TAO.2016.03.06.01(AA))
5. Akbari H, Bhatt A, La Hoz C, Semeter J. Incoherent Scatter Plasma Lines: Observations and Applications. Space Science Reviews. 2017;212: 249–294. DOI:[10.1007/s11214-017-0355-7](https://doi.org/10.1007/s11214-017-0355-7)
6. Hu G, Ma B, Chang H. The velocity distribution function and incoherent scattering spectra of ion in high-latitude ionosphere. Fangzhi Gaoxiao Jichukexue Xuebao. 2013;26:397–402.
7. Li J, Sheng Z, Fan Z, Zhou S, Shi W. Data Analysis of Upper Atmosphere Temperature Detected by Sounding Rockets in China. Journal of Atmospheric and Oceanic Technology. 2017; 34(3):555–565. DOI:[10.1175/JTECH-D-16-0104.1](https://doi.org/10.1175/JTECH-D-16-0104.1)
8. Wang C, Wang, L, Zhao H, Xiao P, Chen L, Cao L. Ionospheric Electron Density Reconstruction Based on Space-Borne SAR in Alaska Regions. IEEE Geoscience and Remote Sensing Letters. 2024;21:1–5. DOI: <https://doi.org/10.1002/adfm.202003619>
9. Zalizovski A, Koloskov O, Kashcheyev A, Kashcheyev S, Yampolsky Yu, Charkina O. Doppler vertical sounding of the ionosphere at the Akademik Vernadsky station. Ukrainian Antarctic Journal. 2020;(1):56–68. DOI: <https://doi.org/10.33275/1727-7485.1.2020.379>
10. Cooper C, Mitchell N, Wright J, Jackson R, Witvliet A. Measurement of ionospheric total electron content using single-frequency geostationary satellite observations. Radio Science. 2019;54:10–19. DOI: <https://doi.org/10.1029/2018RS006575>
11. Site of the OmniWeb mission. Available from: <https://omniweb.gsfc.nasa.gov>
12. Site of the World Data Center for Geomagnetism, Kyoto. Available from: <https://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp>
13. Site of the Center for Orbit Determination in Europe. Available from: <http://www.aiub.unibe.ch/download/CODE/>
14. Site of the Crustal Dynamics Data Information System. Available from: <https://cddis.nasa.gov/archive/gnss/products/ionex/>

Стаття надійшла до редакції: 15 жовтня 2024

Рекомендовано до друку: 29 листопада 2024

REGIONAL FEATURES OF IONOSPHERIC DISTURBANCES DURING THE INTENSE GEOSPACE STORM OF NOVEMBER 4-5, 2023

L. F. Chernogor, M. Yu. Tkachenko

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

Relevance. The ionosphere is the main channel that ensures the functioning of radio communication, radionavigation, radar, remote radio sensing, and radio astronomy systems. The parameters of this channel significantly affect the quality and functionality of both terrestrial and space technological systems. The channel parameters are shaped by various factors within the Earth–atmosphere–ionosphere–magnetosphere (EAIM)

system. The most influential factor is solar storms, which are accompanied by solar flares, solar cosmic radiation, and coronal mass ejections. These events greatly disturb the atmosphere–ionosphere–magnetosphere radio channels, leading to disruptions in the operation of radio systems for various purposes. Therefore, comprehensive research into radio channel disturbances is a relevant task.

The aim of this work is to describe the results of research on the regional peculiarities of ionospheric disturbances through the analysis of derivatives from global ionospheric maps, specifically maps of percentage increases in total electron content (TEC) values.

Methods and Methodology. The primary data used for this study are global ionospheric maps compiled by the Center for Orbit Determination in Europe, which are freely available on the website of The Crustal Dynamic Data Information System.

Results. For the first time, using GNSS technologies, maps of percentage increases in TEC values in the ionosphere were constructed and studied, which can be interpreted as an ionospheric disturbance index. The response of TEC to the powerful geospace storm of November 4-5, 2023, was investigated. It was found that during most of the main phase of the magnetic storm, the largest ionospheric disturbances were observed at latitudes significantly lower than the Arctic and Antarctic Circles, indicating a reconfiguration of the ionosphere–magnetosphere current system, the emergence of significant currents, and a change in ionospheric weather conditions.

KEYWORDS: ionosphere, magnetic storm, total electron content, ionospheric disturbances, ionosphere response features.

The article was received by the editors: October 15 2024

The article is recommended for printing: November 29 2024

Оригінальна стаття

<https://doi.org/10.26565/2311-0872-2024-41-02>

УДК 537.87

О.М. РИБІН, д. ф.-м. наук, доцент

e-mail: oleg.rybin@karazin.ua

ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0002-4472-6861>

Т.П. БАУЛА, аспірант

e-mail: baula612@gmail.com

А.О. ШЕВЧЕНКО, аспірант

e-mail: anshe@uke.net

ORCID ID: <http://orcid.org/0009-0007-5765-4928>

Р.О. ФОМІН, аспірант

e-mail: rfomin@uke.net

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

МОДИФІКОВАНИЙ ПРИНЦИП МІНІАТЮРИЗАЦІЇ ПРЯМОКУТНИХ НВЧ ПАТЧ-АНТЕН

Актуальність. На даному етапі розвитку технологій основною тенденцією сучасних нанотехнологій є необхідність розміщення якомога більшої кількості об'єктів у заданому об'ємі. У випадку, наприклад, антенних систем це означає прагнення до мініатюризації. Компактність, простота і дешевизна у створенні, простота моделей із проектування патч-антен робить їх особливо привабливими з точки зору мініатюризації антен та антенних систем. Очевидним на перший погляд шляхом для мініатюризації об'ємного профіля таких антен є використання діелектриків з високим значенням діелектричної проникності для створення підкладок патч-антен. Проте, такий підхід обумовлює появу небажаної паразитної ємності між патчем і металічною плівкою підкладки, що призводить до низької ефективності випромінювання патч-антени. Ці труднощі можна подолати за рахунок використання метаматеріальних підкладок з високими значеннями дійсних частин ефективної відносної діелектричної проникності.

Мета роботи. Створити принцип мініатюризації НВЧ прямокутних патч-антен за рахунок використання метаматеріальних металодіелектричних підкладок з високою реальною частиною ефективної відносної діелектричної проникності замість діелектричних підкладок з таким же значенням відносної діелектричної проникності.

Матеріали та методи. Використовуючи принцип мінімізації функції однієї змінної і теорію ефективного середовища, створюється гібридний алгоритм мініатюризації об'ємного профілю патчу антени, який дозволяє оцінити основний зв'язок між значеннями ефективної відносної діелектричної проникності підкладки, резонансною частотою і товщиною метаматеріальної підкладки у НВЧ діапазоні.

Результати. Створено доволі простий підхід щодо мініатюризації прямокутних НВЧ патч-антен та покращення їх випромінювальних характеристик, який фактично є значно покращеною модифікацією принципу мініатюризації прямокутних НВЧ патч-антен, що був запропонований у ранній роботі авторами цієї статті.

Висновки. Запропоновано підхід щодо мініатюризації об'ємного профіля НВЧ прямокутних патч-антен на основі метаматеріальних підкладок та покращення параметрів їх випромінювальних характеристик. Показано, що цей підхід є значно покращеною модифікацією принципу мініатюризації, що був розроблений раніше першим автором цієї роботи, оскільки дозволяє зекономити машинний час, що використовується при автоматизованому проектуванні таких антен, а також дозволяє отримати з більш високою точністю такі параметри мініатюризованих патч-антен як лінійні розміри об'ємного профілю, робочу частоту, коефіцієнт корисної дії і коефіцієнт посилення за потужністю.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: патч-антена, НВЧ діапазон, метаматеріали, мініатюризація

Як цитувати: Рибін ОМ, Баула ТП, Шевченко А, Фомін РО. Модифікований принцип мініатюризації прямокутних НВЧ патч-антен. Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка». 2024;41:14-22
<https://doi.org/10.26565/2311-0872-2024-41-02>

In cites: Rybin OM, Baula TP, Shevchenko AO, Fomin RO. A modified miniaturization principle for rectangular microwave patch antennas. Visnyk of V.N. Karazin Kharkiv National University, series "Radio Physics and Electronics". 2024;41:14-22
<https://doi.org/10.26565/2311-0872-2024-41-02>

© Рибін О.М., Баула Т.П., Шевченко А.О., Фомін Р.О., 2024

Open access. This article is licensed under a Creative Commons Attribution 4.0 <https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>

ВСТУП

Патч-антени широко використовуються у сучасних засобах бездротового зв'язку через малу вагу, компактність та простоту створення. Більше того, простота моделей із проектування таких антен [1] робить їх особливо привабливими з точки зору мініатюризації. Дійсно, у мікросмужкових антенах розмір патчу є пропорційний довжині хвилі всередині підкладки; це означає, що використання підкладок з високою діелектричною проникністю може бути корисним за рахунок зменшення розміру антени. Проте, використання природного матеріалу з лише високою діелектричною проникністю обумовлює появу небажаної паразитної ємності між патчем і металічною плівкою підкладки, що призводить до низької ефективності випромінювання патч-антени і посилення паразитних поверхневих хвиль [2]. Ці труднощі можна подолати за рахунок використання метаматеріальних підкладок, що не тільки дозволяють зменшити об'ємний профіль патч-антени, а також покращити їх випромінювальні характеристики [3-5]. Таке покращення відбувається за рахунок перерозподілу реактивної частини імпедансу антени навантаження між патчем антени і металевими включеннями метаматеріальної підкладки [6].

Останніми роками у відкритому друку була представлена чимала кількість як теоретичних, так і практичних дизайнів мініатюризованих мікросмужкових антен на метаматеріальних підкладках, наприклад [7-9]. Проте математична теорія мініатюризації патч-антен все ще є рідкісним явищем. Так, наприклад, у роботі [10] було представлено доволі просту теорію мініатюризації прямокутних мікрохвильових метаматеріальних патч-антен, однак така теорія суттєво обмежена певними діапазонами ефективної діелектричної проникності та товщини підкладки. В роботі [6] представлена достатньо складна оптимізаційна теорія мініатюризації патч-антен, яка вимагає серйозних обчислювальних витрат.

У цій роботі представлена ще одна достатньо проста теорія мініатюризації прямокутних мікрохвильових патч-антен, яка частково знімає обмеження аналогічної теорії, що представлена в роботі [10]. Особливістю цієї теорії, як і вищезазначених двох теорій, є те, що вона не накладає ніяких обмежень на структуру елементарної комірки метаматеріалу, який має використовуватися при створенні підкладки антени. Апробація цієї теорії проводиться шляхом моделювання певного дизайну прямокутної патч-антени з використанням комерційного ЕМ симулятора, вхідні параметри антени для якого отримані за допомогою моделей представленої теорії.

ЗАДАЧА МІНІМІЗАЦІЇ ПРОФІЛЯ ПАТЧ-АНТЕНИ

У роботі [10] було запропоновано шукати об'ємний профіль прямокутної патч-антени V за допомогою співвідношень:

$$\left. \begin{aligned} V &= Sd = (S_{eff} - \Delta S)d, \\ S_{eff} &= \frac{1}{2} \lambda_r^2 \left((1 + \varepsilon_r)^2 - \frac{1 - \varepsilon_r^2}{\sqrt{1 + 12\sqrt{2}(d/\lambda_r)\sqrt{1 + \varepsilon_r}}} \right)^{\frac{1}{2}}, \\ \Delta S &= \frac{0.824}{\sqrt{2}} \lambda_r d \left(\frac{\varepsilon_r - 1 + (1.6 + \varepsilon_r)\sqrt{1 + 12\sqrt{2}(d/\lambda_r)\sqrt{1 + \varepsilon_r}}}{\varepsilon_r - 1 + (0.484 + \varepsilon_r)\sqrt{1 + 12\sqrt{2}(d/\lambda_r)\sqrt{1 + \varepsilon_r}}} \right) \frac{1 + 0.264 \cdot \sqrt{2}(d/\lambda_r)\sqrt{1 + \varepsilon_r}}{\sqrt{1 + \varepsilon_r} + 0.8 \cdot \sqrt{2}(d/\lambda_r)(1 + \varepsilon_r)}, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

де S_{eff} - ефективна площа антени, тобто площа, що обмежена патчем антени без урахування крайових ефектів (а також без урахування його товщини¹), S - фізична площа, що обмежена патчем антени, ΔS - площа, що обмежена областю крайових ефектів, d - товщина підкладки антени, λ_r - довжина хвилі, що відповідає головній резонансній частоті спектру S_{11} - параметру антени, ε_r - відносна діелектрична проникність підкладки антени.

У останній роботі шукався мінімум площини S , як функції змінної ε_r при фіксованих значеннях параметрів λ_r і d . Відповідне наближення для співвідношення між ε_r і параметрами λ_r та d було знайдено при певних обмеженнях діапазонів ефективної діелектричної проникності підкладки та її товщини. Як результат, точність цього відношення не є дуже високою.

В цій роботі пропонується шукати мінімум тільки ефективної площини патчу S_{eff} . Такій підхід обумовлений тим фактом, що площа крайових ефектів дуже слабо залежить від розміру самого патчу, [11]. Більш того, для мети спрощення математичних обчислень, пропонується шукати мінімум S_{eff} як

¹ Тут і далі у роботі будемо нехтувати товщиною патчу

функції змінної $x = \sqrt{1 + \varepsilon_r}$ при фіксованих значеннях параметрів λ_r і d . Обчислення рівняння $\frac{\partial S_{\text{eff}}}{\partial x} = 0$ призводить до системи рівнянь відносно змінної ε_r :

$$\left. \begin{aligned} 4x^2 &= 4 \frac{1-x^2}{\sqrt{1+ax}} - \frac{ax^2(2-x^2)}{2(1+ax)^{3/2}}, \\ a &= 12\sqrt{2} \frac{d}{\lambda_r}, \quad x = \sqrt{1+\varepsilon_r}. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Оскільки у НВЧ діапазоні $(d/\lambda_r) \ll 1$, а також очікується, що $\text{Re}(\varepsilon_r)$ не більше по порядку величини, ніж 10^2 , тоді розкладемо радикали правої частини рівності з (2) у ряд Тейлора відносно малої величини ax . Утримуючи тільки доданок з першим порядком малості відносно ax , отримаємо у результаті рівняння четвертого ступеню відносно невідомої змінної $x > 0$:

$$\left. \begin{aligned} x^4 + 4bx^3 - (2+3b)x^2 - a &= 0, \\ b &= 8/a. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Як можна бачити з рівняння (3), $\text{Re}(\varepsilon_r) \geq -1$, що є основним обмеженням запропонованого у цій роботі підходу.

ЧИСЕЛЬНИЙ АНАЛІЗ

Рівняння (3) у цій роботі розв'язується чисельно з використанням безкоштовного онлайн-програмного забезпечення WolframAlfa, що розроблено компанією Wolfram Research Company.

Розглянемо порівняльне побудування дизайну прямокутної компактної патч-антени на метаматеріальній підкладці за допомогою отриманою у цій роботі теорії, а також принципу мініатюризації, що викладений у роботі [10]. Характеризація випромінювальних характеристик дизайну буде виконуватися з використанням комерційного ЕМ симулятору PLANC FD (Ver. 6.2, що розроблена та створена компанією Information and Mathematical Science Laboratory Inc.), розробленого на основі методу кінцевих різниць у часовій області. Відповідне чисельно-аналітичне моделювання для визначеності буде виконуватися на частоті 10 ГГц і для товщини підкладки $d = 6 \cdot 10^{-4} \text{ m}$. Розв'язок рівняння (3) дає чотири кореня, два із яких відповідають максимуму ефективної площини S_{eff} , а два – її мінімуму. Причому, один з мінімумів відповідає негативному значенню змінною x , що відразу відкидається з фізичних міркувань. Єдине “фізичне” значення цієї змінної дає для шуканої відносної проникності підкладки значення $\varepsilon_r = 15.31$. Відповідне значення на випадок використання методу роботи [10] дає значення $\varepsilon_r = 14.48$.

Нехай у якості метаматеріалу для підкладки буде використаний композит, запропонований у роботі [9], - діелектрична паралелепіпедна матриця з одним шаром симетрично вбудованої металевої ґратки у вигляді мідних циліндричних дротів з круговим перерізом. Приклад зразка такого композиту показано на Рис.1. В цій роботі розглядаються дрони з радіусом $r = 0.5 \cdot 10^{-4} \text{ m}$. Обчислення у вільному просторі за допомогою вищезазначеного ЕМ симулятору з використанням моделі роботи [12] дає, що відносна діелектрична проникність матеріалу матриці має бути $\varepsilon_m = 13.2$ на випадок, коли $\varepsilon_r = 15.31$, у той час як на випадок $\varepsilon_r = 14.48$ таке значення для відносної діелектричної проникності є $\varepsilon_m = 12.71$. Така не суттєва на перший погляд різниця, як буде показано нижче, серйозним чином відбивається на значенні резонансної частоти антени, яке може бути отримано при чисельному моделюванні з використанням ЕМ симулятору.



Рис. 1. Приклад зразка метаматеріалу для виготовлення підкладки прямокутної компактної НВЧ патч-антени (зліва) і зразка із матеріалу матриці тих же розмірів (справа)

Fig. 1. Example of a metamaterial sample for fabrication a rectangular compact microwave patch antenna substrate (left) and a sample made of matrix material of the same dimensions (right)

Значення лінійних розмірів патчу L (довжина патчу) і W (ширина патчу) на випадок діелектричної підкладки здійснюється з використанням класичних моделей, представлених у роботі [1]

$$\left. \begin{aligned} L &= \frac{c}{2f_r \sqrt{\varepsilon_{\text{reff}}}} - 2\Delta L = \frac{c}{2f_r \sqrt{\varepsilon_{\text{reff}}}} - 0.824d \frac{(\varepsilon_{\text{reff}} + 0.3)(W/d + 0.264)}{(\varepsilon_{\text{reff}} - 0.258)(W/d + 0.8)}, \\ \varepsilon_{\text{reff}} &= \frac{\varepsilon_r + 1}{2} + \frac{\varepsilon_r - 1}{2} \left[1 + 12 \frac{d}{W} \right]^{-1/2}, \\ W &= \frac{c}{2f_r} \sqrt{\frac{2}{1 + \varepsilon_r}}, \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

де $f_r = c/\lambda_r$ - головна резонансна частота спектру S_{11} - параметру антени, c - швидкість світла у вакуумі, ΔL - довжина області крайових ефектів. Відповідні обчислення за допомогою рівнянь системи (4) дають: $L = 0.0039m$ і $W = 0.0052m$. Тут і далі у роботі для зручності будемо називати таку антену зразковою.

Згідно з результатами роботи [10], розміри оптимального (мінімізованого) дизайну прямокутної патч-антени при отриманому значенні відносної діелектричної проникності підкладки визначаються рівностями:

$$\left. \begin{aligned} L_{\min} &= \frac{1}{16\sqrt{6\sqrt{2}}} \sqrt{\frac{\lambda_r^3}{d}} \left(1 - \frac{1}{16\sqrt{54\sqrt{2}}} \left(\frac{\lambda_r}{d} \right)^{3/4} \right) - 0.824d, \\ W_{\min} &= \frac{1}{16\sqrt{6\sqrt{2}}} \sqrt{\frac{\lambda_r^3}{d}}, \\ \varepsilon_r &= 512\sqrt{2} \frac{d}{\lambda_r}. \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Відповідні обчислення за допомогою рівностей системи (5) дають зменшені значення для довжини і ширини патчу антени: $L_{\min} = 0.0014m$, $W_{\min} = 0.0037m$, що дозволило зменшити об'ємний профіль антени на 74%. Тут і далі у роботі для зручності будемо називати антену з довжиною і шириною патчу, обчисленого за допомогою принципу роботи [10], мініатюризованою патч-антенною.

Скорегуємо оптимальний (мінімізований) профіль антени при умові нового отриманого "оптимального" значення $\varepsilon_r = 15.31$ на заданій частоті $f_r = 10\Gamma\Gamma\text{ц}$. Остання рівність у системі (3) дає нові значення для усіх лінійних параметрів нового "оптимізованого" патчу: $d = 6.34 \cdot 10^{-4}m$, $L_{\min} = 0.0012m$, $W_{\min} = 0.0036m$, що дозволило зменшити об'ємний профіль антени на 77%. Тут і далі у роботі для зручності будемо називати антену з довжиною і шириною патчу, обчисленого за допомогою запропонованого підходу, мініатюризованою-корегованою патч-антенною.

Представляє інтерес розглянути як проведене чисельне корегування оптимального профілю патч-антени на метаматеріальній підкладці відбилося на спектрі зворотних втрат антени. Так, на Рис.2 представлено спектри S_{11} -параметру антен: а) з діелектричною підкладкою (зразкова антена) з $d = 6 \cdot 10^{-4}m$, $L = 0.0039m$ і $W = 0.0052m$, довжина і ширина патчу якої обчислювалися за допомогою формул (4); б) з метаматеріальною підкладкою з $d = 6 \cdot 10^{-4}m$, $L = 0.0014m$, $W = 0.0037m$, довжина і ширина патчу, а також ширина підкладки якої обчислювалися за допомогою формул (5) при $r = 0.5 \cdot 10^{-4}m$; в) з метаматеріальною підкладкою з $d = 6.34 \cdot 10^{-4}m$, $L = 0.0012m$, $W = 0.0036m$, довжина і ширина патчу, а також ширина підкладки якої обчислювалися за допомогою запропонованого підходу і формул (5) при $r = 0.5 \cdot 10^{-4}m$.

Як можна бачити зі спектрів Рис.2, запропонований підхід дає більш точну оцінку головної резонансної частоти в порівнянні з принципом мініатюризації роботи [10]: $f_r = 10.318\Gamma\Gamma\text{ц}$ для зразкової патч-антени; $f_r = 9.505\Gamma\Gamma\text{ц}$ для мініатюризованої патч-антени; $f_r = 10.344\Gamma\Gamma\text{ц}$ для мініатюризованої-корегованої патч-антени. Більш того, узгодження антени у останньому випадку краще, ніж у випадку дизайну мініатюризованої патч-антени, розробленої за допомогою принципу мініатюризації, запропонованому у роботі [10]. Крім того, мініатюризована патч-антена, у свою чергу, краще узгоджена ніж зразкова патч-антена з причини, що зазначена у вступній частині цієї статті. З іншого боку, перерозподіл реактивної частини імпедансу антени навантаження між патчем антени і металевими включеннями метаматеріальної підкладки призводить до того, що також відбувається енергетичний перерозподіл спектру S_{11} -параметру антени. Дійсно, як можна бачити з Рис.2 цей спектр у випадку мініатюризованих антен містить меншу кількість вторинних резонансів, які не можуть бути використані для функціонування антени.

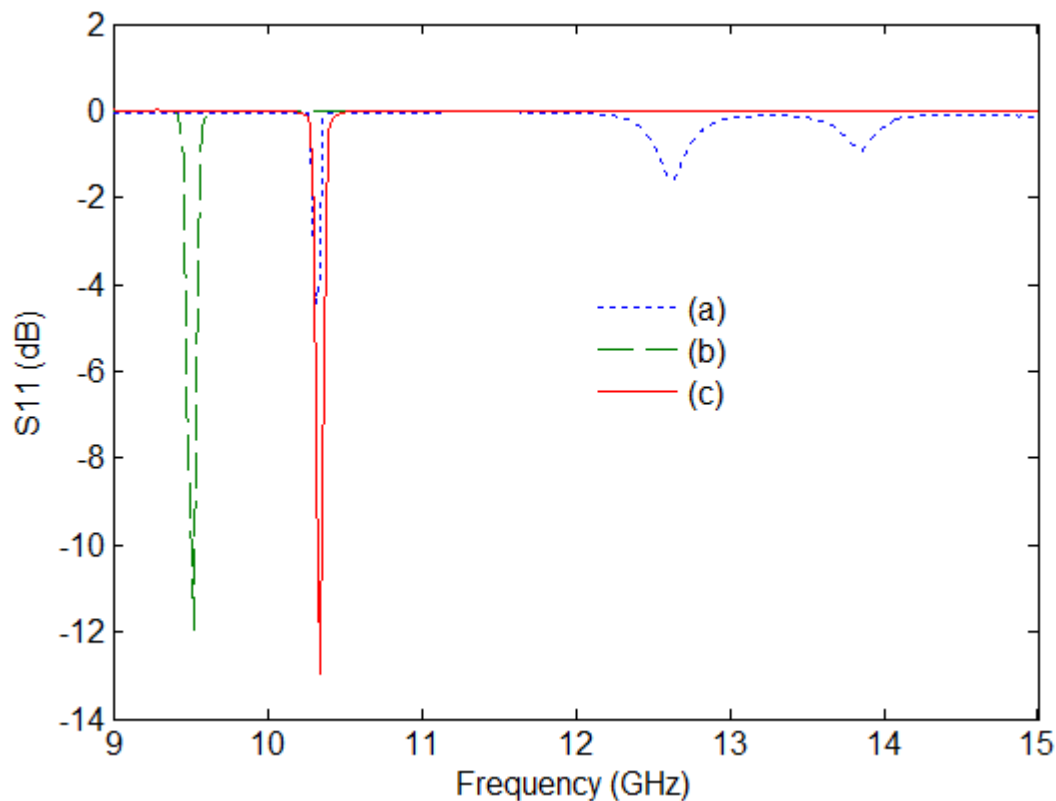


Рис. 2. Спектр S_{11} -параметру (а) зразкової патч-антени, (б) мініатюризованої патч-антени, (с) мініатюризованої-корегованої патч-антени

Fig. 2. Spectrum S_{11} -parameter of (a) sample patch antenna, (b) miniaturized patch antenna, (c) miniaturized-corrected patch antenna

Зауважимо, що довжина L_{sub} і ширина W_{sub} всієї антени (тобто її підкладки) обчислювалася у цій роботі за допомогою виразів [10]:

$$\left. \begin{aligned} L_{sub} &= L + 6\Delta L, \\ W_{sub} &= W + 6\frac{\ln 4}{\pi}d. \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Моделювання діаграм спрямованостей трьох вище зазначених патч-антен з використанням симулятора PLANC FD призводять до цілком очікуваного результату: діаграми спрямованостей усіх антен близькі між собою якісно і кількісно, в особливості це стосується мініатюризованої і мініатюризованої-корегованої патч-антен, Рис.3. З іншого боку, відсутність такої схожості між діаграмами спрямованостей свідчила б про принципову помилковість запропонованого підходу. Чисельні розрахунки також показали, що: 1) коефіцієнт корисної дії (ККД) зразкової антени дорівнює 47.7%, максимальне значення коефіцієнта посилення за потужністю (КПП) дорівнює 4.83 dB і досягається при $\theta = 180^\circ$; 2) ККД мініатюризованої антени дорівнює 63.2%, максимальне значення коефіцієнта КПП дорівнює 5.69 dB і досягається при $\theta = 0^\circ$; 3) ККД мініатюризованої-корегованої антени дорівнює 63.9%, максимальне значення КПП дорівнює 5.74 dB і досягається при $\theta = 0^\circ$. Останні результати також вказують на перевагу запропонованого підходу над принципом мініатюризації, що був запропонований у роботі [10].

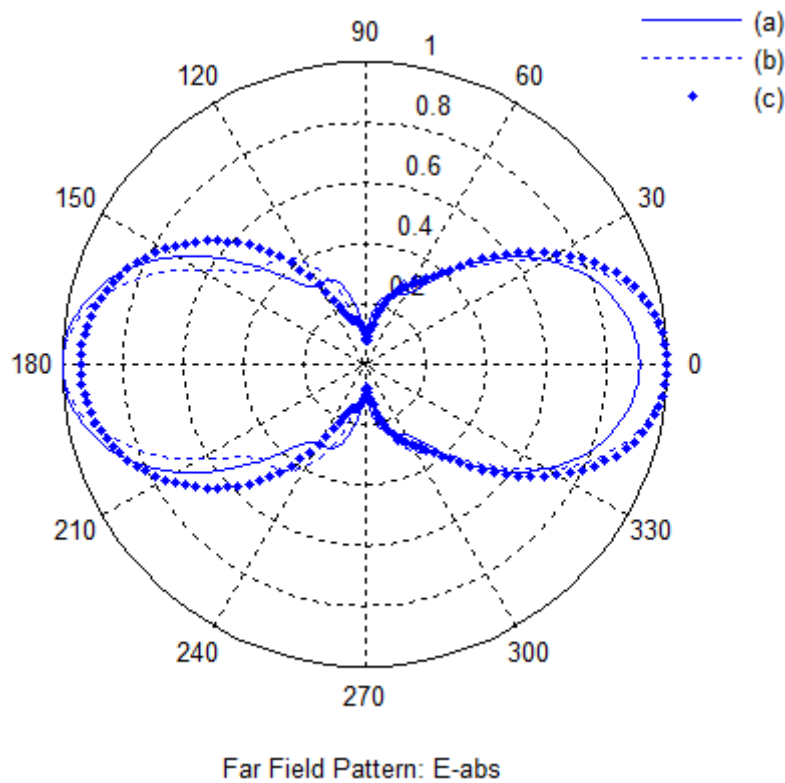


Рис. 3. Діаграма спрямованості електричного поля (а) зразкової патч-антени, (б) мініатюризованої патч-антени, (с) мініатюризованої-корегованої патч-антени
Fig. 3. Electric field pattern of (a) sample patch antenna, (b) miniaturized patch antenna, (c) miniaturized-corrected patch antenna

Важливим аспектом використання будь-якої компактної антенної системи є якомога мале значення інтенсивності близького поля з точки зору негативного впливу ЕМ випромінювання на людину. В цій роботі розподіл інтенсивності близького поля в двох перерізах усіх дизайнів трьох вище зазначених антен був обчислений з використанням симулятора PLANC FD и показаний на Рис.4-6.

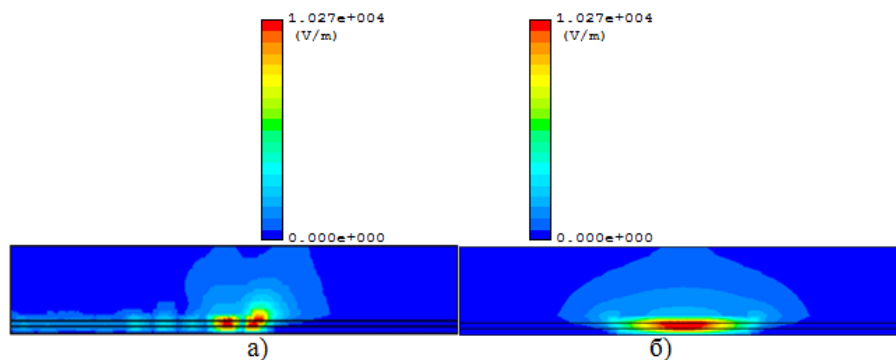


Рис. 4. Розподіл поля в ближній зоні зразкової патч-антени на частоті 10,318 ГГц в перерізі вздовж патчу (а) і в перерізі, перпендикулярно до патчу (б)
Fig. 4. Near field distribution of a sample patch antenna at 10.318 GHz in a section along the patch (a) and in a section perpendicular to the patch (b)

Як можна бачити з Рис.4-6, інтенсивність близького поля обох дизайнів мініатюризованих патч-антен значно менше інтенсивності близького поля зразкової патч-антени, проте розподіл поля поблизу перших двох дизайнів не суттєво відрізняється один від одного.

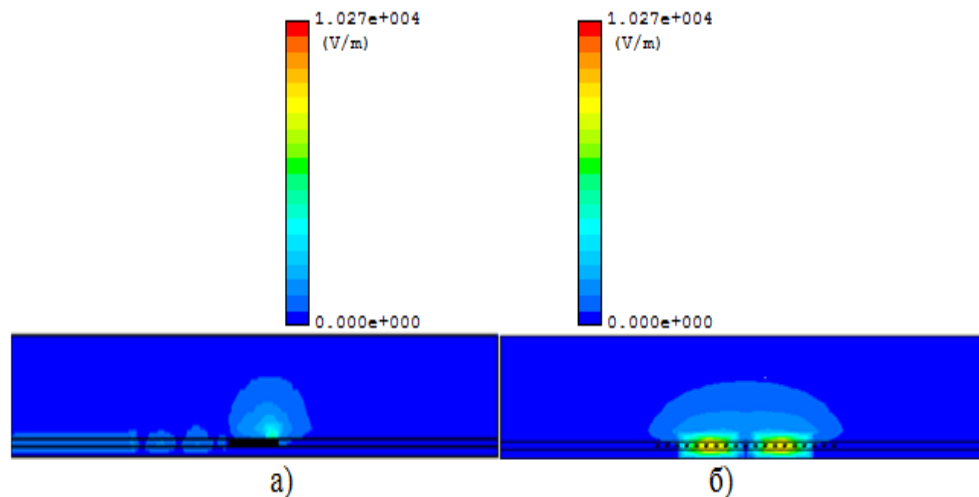


Рис. 5. Розподіл поля в ближній зоні мініатюризованої патч-антени на частоті 9,505 ГГц в перерізі вздовж патчу (а) і в перерізі, перпендикулярно до патчу (б)

Fig. 5. Near field distribution of a miniaturized patch antenna at 9.505 GHz in a section along the patch (a) and in a section perpendicular to the patch (b)

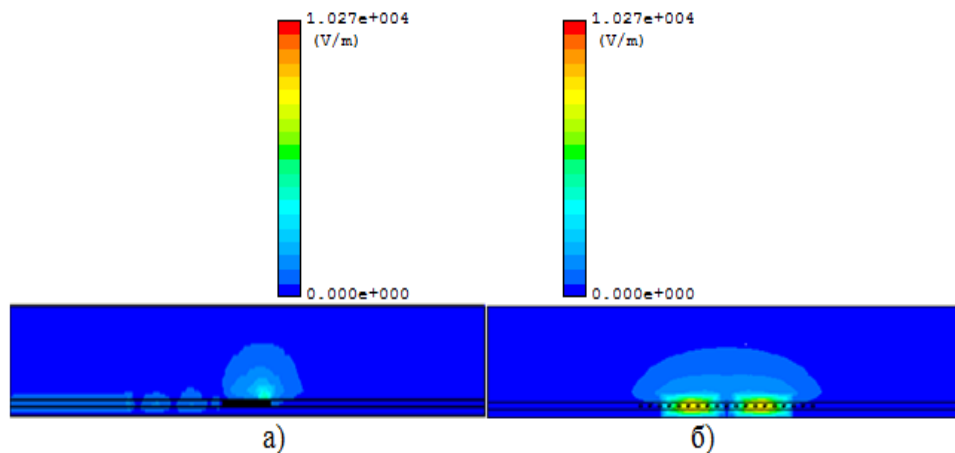


Рис. 6. Розподіл поля в ближній зоні мініатюризованої-корегованої патч-антени на частоті 10,344 ГГц в перерізі вздовж патчу (а) і в перерізі, перпендикулярно до патчу (б)

Fig. 6. Near field distribution of a miniaturized-corrected patch antenna at 10.344 GHz in a section along the patch (a) and in a section perpendicular to the patch (b)

Таким чином, з огляду на вище зазначений аналіз, можна зробити висновок, що запропонований у цій роботі підхід фактично є значно покращеною модифікацією принципу мініатюризації НВЧ патч-антен, що був запропонований у роботі [10]. Це впливає з того, що цей підхід дозволяє зекономити машинний час і дозволяє отримати з більш високою точністю такі параметри мініатюризованих антен як лінійні розміри об'ємного профілю, робочу частоту, ККД і КПП.

ВИСНОВКИ

В роботі запропоновано підхід щодо мініатюризації об'ємного профіля НВЧ прямокутних патч-антен на основі метаматеріальних підкладок та покращення параметрів їх випромінювальних характеристик. Показано, що цей підхід є значно покращеною модифікацією принципу мініатюризації, що був розроблений раніше авторами цієї роботи, оскільки дозволяє зекономити машинний час, що використовується при автоматизованому проектуванні таких антен, а також дозволяє отримати з більш високою точністю такі параметри мініатюризованих патч-антен як лінійні розміри об'ємного профілю, робочу частоту, коефіцієнт корисної дії і коефіцієнт посилення за потужністю.

КОНФЛІКТ ІНТЕРЕСІВ

Автор повідомляє про відсутність конфлікту інтересів.

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Balanis CA. Antenna Theory: Analysis and Design. 3rd edition by John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, New Jersey, 2005.
2. Singh D, Thakur A, and Srivastava VM. "Miniaturization and gain enhancement of microstrip patch antenna using defected ground with EBG." Journal of Communications. vol. 10, no.12, pp. 730-736, 2018. <https://doi.org/10.12720/jcm.13.12.730-736>
3. Buell K, Mosallaei H, and Sarabandi K. A "Substrate for small patch antennas providing tunable miniaturization factors." IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. vol.54, Issue 1, pp. 105-146, 2006. <https://doi.org/10.1109/TMTT.2005.860329>
4. Jarchi S, Rashed-Mohassel J, and Faraji-Dana R. "Proximity effects of a layered periodic structure on miniaturization of patch antennas." International Journal of RF and Microwave Computer-Aided Engineering. vol.23, No.15, pp. 549-558, 2010. <https://doi.org/10.1002/mmce.20689>
5. Hayet B, Hacen Noureddine B. "Miniaturization and bandwidth improvement of a circular microstrip antenna using metamaterials." Journal of Electrical and Electronics Engineering. vol.14, No.2, pp. 5-10, 2021. <https://www.proquest.com/openview/30098c3f99e065a5fae62ed6e91b63fb/1?pq-origsite=gscholar&cbl=54417>
6. Rybin O. Metamaterials: Technology and Applications. Edited by Pankaj Kumar Choudhury. Chapter 12: The Principles of Miniaturization of Patch Antennas, pp. 310-349. CRC press, 2021.
7. Рибін ОМ, Шульга СМ. "Автоматизоване НВЧ проєктування мініатюризованих прямокутних мікросмужкових антен з метаматеріальними підкладками." Радіофізика та Радіоастрономія. т.21, №2, сс. 141-147, 2016. <http://dspace.nbuv.gov.ua/handle/123456789/106482>
8. Rybin O, Shulga S. "Advanced microwave effective medium theory for two-component nonmagnetic metamaterials: Fundamentals and antenna substrate application." Journal of Computational Electronics. vol.16, no.2, pp. 369-383, 2017. <https://doi.org/10.1007/s10825-017-0979-6>
9. Slyusar V., Sliusar I. & Sheleg S. "Patch Antennas Based on Micro QR Codes." Radioelectron.Commun.Syst., vol. 66, pp. 251–262, 2023. <https://doi.org/10.3103/S073527272307004X>
10. Rybin O. "Microwave miniaturization concept for narrow band rectangular patch antenna structures." The International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics. vol.48, no.1, pp. 69-75, 2015. <https://doi.org/10.3233/JAE-140197>
11. Garg R, Bhartia P, Bahl I, Ittipiboon A. Microstrip Antenna Design Handbook. Artech House, Boston, London, 2001.
12. Ghodgaonkar DK, Varadan VV, and Varadan VK. "Free-space measurement of complex permittivity and complex permeability of magnetic materials at microwave frequencies." IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement. vol.39, no. 2, pp. 387–394, 1990. <https://doi.org/10.1109/19.52520>

REFERENCES

1. Balanis CA. Antenna Theory: Analysis and Design. 3rd edition by John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, New Jersey, 2005.
2. Singh D, Thakur A, and Srivastava VM. "Miniaturization and gain enhancement of microstrip patch antenna using defected ground with EBG." Journal of Communications. vol. 10, no.12, pp. 730-736, 2018. <https://doi.org/10.12720/jcm.13.12.730-736>
3. Buell K, Mosallaei H, and Sarabandi K. A "Substrate for small patch antennas providing tunable miniaturization factors." IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. vol.54, Issue 1, pp. 105-146, 2006. <https://doi.org/10.1109/TMTT.2005.860329>
4. Jarchi S, Rashed-Mohassel J, and Faraji-Dana R. "Proximity effects of a layered periodic structure on miniaturization of patch antennas." International Journal of RF and Microwave Computer-Aided Engineering. vol.23, No.15, pp. 549-558, 2010. <https://doi.org/10.1002/mmce.20689>
5. Hayet B, Hacen Noureddine B. "Miniaturization and bandwidth improvement of a circular microstrip antenna using metamaterials." Journal of Electrical and Electronics Engineering. vol.14, No.2, pp. 5-10, 2021. <https://www.proquest.com/openview/30098c3f99e065a5fae62ed6e91b63fb/1?pq-origsite=gscholar&cbl=54417>
6. Rybin O. Metamaterials: Technology and Applications. Edited by Pankaj Kumar Choudhury. Chapter 12: The Principles of Miniaturization of Patch Antennas, pp. 310-349. CRC press, 2021.
7. Rybin O, Shulga S. "Microwave CAD for miniaturized rectangular patch antennas with metamaterial substrates." Radio Physics and Radio Astronomy. vol.21, №2, pp. 141-147, 2016. <http://dspace.nbuv.gov.ua/handle/123456789/106482>
8. Rybin O, Shulga S. "Advanced microwave effective medium theory for two-component nonmagnetic metamaterials: Fundamentals and antenna substrate application." Journal of Computational Electronics. vol.16, no.2, pp. 369-383, 2017. <https://doi.org/10.1007/s10825-017-0979-6>
9. Slyusar V., Sliusar I. & Sheleg S. "Patch Antennas Based on Micro QR Codes." Radioelectron.Commun.Syst., vol. 66, pp. 251–262, 2023. <https://doi.org/10.3103/S073527272307004X>
10. Rybin O. "Microwave miniaturization concept for narrow band rectangular patch antenna structures." The International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics. vol.48, no.1, pp. 69-75, 2015. <https://doi.org/10.3233/JAE-140197>
11. Garg R, Bhartia P, Bahl I, Ittipiboon A. Microstrip Antenna Design Handbook. Artech House, Boston, London, 2001.
12. Ghodgaonkar DK, Varadan VV, and Varadan VK. "Free-space measurement of complex permittivity and complex permeability of magnetic materials at microwave frequencies." IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement. vol.39, no. 2, pp. 387–394, 1990. <https://doi.org/10.1109/19.52520>

Стаття надійшла до редакції: 23 жовтня 2024 р.

Рекомендовано до друку: 04 грудня 2024 р.

MODIFIED PRINCIPLE OF MINIATURISATION OF RECTANGULAR MICROWAVE PATCH ANTENNAS

O. Rybin, T. Baula, A. Shevchenko, R. Fomin.

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

Background. At this stage of technology development, the main trend in modern nanotechnology is the need to accommodate as many objects as possible in a given volume. In the case of, for example, antenna systems, this means striving for miniaturization. The compactness, simplicity of design models, and low cost of patch antenna make them particularly attractive in terms of miniaturization of antennas and antenna systems. At first glance, the obvious way to miniaturize the volume profile of such antennas is to use dielectrics with a high permittivity which are needed to create patch antenna substrates. However, this approach causes the appearance of undesirable parasitic capacitance between the antenna patch and the metal background of the substrate, which leads to low radiation efficiency of the patch antenna. These difficulties can be overcome by using metamaterial substrates with high values of the real parts of the effective relative permittivity.

Objectives. To create the principle of miniaturization of microwave rectangular patch antennas by using metamaterial metal-dielectric substrates with a high real part of the effective relative permittivity instead of dielectric substrates with the same value of the relative permittivity.

Materials and methods. The problem of radiation of the obtained antenna array structures is solved by numerical methods in time domain. This approach makes it possible to accurately take into account all the design features of the constructed arrays.

Results. Using the principle of minimization of a function of one variable and the effective medium theory, a hybrid approach for miniaturization of the antenna patch volume profile is created. The principle allows us to obtain the main relationship between the values of the effective relative permittivity of the substrate, the resonant frequency and the thickness of the metamaterial substrate in the microwave range.

Conclusion. An approach for miniaturization of the volume profile of microwave rectangular patch antennas to be created on metamaterial substrate is proposed. The approach helps to improve the antenna performance. It is shown that this approach significantly improves the earlier miniaturization principle developed by the first author of this work in such a way that it enables to economize machine time used in the automated design of such antennas, and also enables to allow an obtaining with higher accuracy such antenna parameters as the linear dimensions of the volume profile, operating frequency, efficiency and power gain.

KEY WORDS: Patch antennas, microwave frequency range, metamaterials, miniaturization

The article was received by the editors: October 23 2024

The article is recommended for printing: December 04 2024

Оригінальна стаття

<https://doi.org/10.26565/2311-0872-2024-41-03>

УДК 537.811, 537.621

Д. І. ГАВРИЛЕНКО, аспірант.

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

О. М. ДУМІН, д. ф.-м. наук, доц.

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

В.А. ПЛАХТІЙ, доктор філософії, старший викладач

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

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

ЕНЕРГЕТИЧНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ НЕСТАЦІОНАРНОГО ЕЛЕКТРОМАГНІТНОГО ПОЛЯ, ЗБУДЖЕНОГО СТРУМОМ У ФОРМІ СТРИБКА

Актуальність. На відміну від класичних випромінювачів із гармонічним збудженням, напрямлені характеристики яких добре вивчені й визначаються амплітудним та фазовим розподілом на поверхні джерела, імпульсні антени демонструють значно складнішу залежність, що враховує як амплітудний розподіл, так і часову динаміку джерела. Відомо, що різкий стрибок амплітуди здатен сформувати хвилю великої амплітуди та надзвичайно високої спрямованості. Тому аналіз таких процесів є надзвичайно актуальним, особливо у часовому просторі, що дозволяє більш наочно та послідовно простежити всі процеси перетворення енергії в області, що оточує випромінювач. Подібні дослідження мають не лише теоретичне значення для розуміння фізики випромінювання прямокутних імпульсів без несучої частоти, а й практичну важливість. Вони відкривають можливості для розробки ефективних методів збільшення дальності передачі інформаційних сигналів, підвищення їхньої завадостійкості та роздільної здатності радарних і радіолокаційних систем на основі імпульсних надширококутових хвиль. Окрім цього, застосування таких підходів сприяє оптимізації енергетичних ресурсів, необхідних для організації радіозв'язку або радарних досліджень, а також дозволяє мінімізувати небажане опромінення суміжних об'єктів і персоналу.

Мета роботи. Виведення аналітичних виразів для потоку імпульсного електромагнітного поля апертурного випромінювача через поперечний переріз, розрахунок повної енергії імпульсу, а також застосування числових методів у тих випадках, коли аналітичні розв'язки отримати не вдається. Проведення фізичного аналізу отриманих результатів та дослідження впливу різних складових отриманих розв'язків. Окрім цього, побудова графічних залежностей енергетичних параметрів від часу та координат дозволить перевірити коректність аналітичних і числових результатів, а також забезпечити глибше розуміння фізичних процесів, що протікають у ближній зоні імпульсних випромінювачів.

Матеріали та методи. Тривимірна нестационарна задача розв'язується аналітично у часовому просторі методом еволюційних рівнянь та функції Рімана. Для отримання енергетичних характеристик виконуються інтегральні перетворення спеціальних функцій, що дозволяють спростити їх аналітичний вигляд.

Результати. Отримано аналітичні вирази для вектора Пойнтінга імпульсного поля апертурного випромінювача з рівномірним розподілом амплітуди струму на його поверхні. Визначено повну енергію випроміненого поля через нескінченну поперечну площину в наближенні дальньої зони, яка у нестационарному випадку відповідає полю при великих значеннях поздовжньої координати. Числовими методами розраховано енергетичні характеристики на довільних відстанях від випромінювача, що дозволило провести детальний аналіз їх залежності від просторово-часових координат.

Висновки. Отримані залежності ілюструють процес перетворення статичних компонент поля у хвильові. Це чітко проявляється у тому, що наближення дальньої зони поблизу випромінювача дає значення енергії, що помітно перевищує її істинну величину. Це явище демонструє, що хвильова складова випроміненого поля запозичує енергію з квазістатичних компонентів, які швидко загасають з віддаленням від джерела. Слід також відзначити, що швидше спадання потоку енергії поля з відстанню вказує на більшу концентрацію енергії поблизу поздовжньої осі. Майже ідеальне лінійне зменшення потоку енергії на поверхні випромінювача підтверджує, що після досягнення поля, яке приходить з найвіддаленішої точки на апертурі, подальшої передачі енергії від апертури не може бути. Однак, у випадках, коли не враховано всі члени ряду, спостерігається відхилення цієї залежності від ідеальної трикутної форми. Це може призвести до ситуації, в якій енергія у певний момент часу повертатиметься назад до апертури. Ці хибні результати дуже подібні до явища Гібса, яке інколи спостерігають, отримуючи швидкість передачі інформації, більшу за швидкість світла. Врахування достатньої кількості необхідних членів ряду запобігає виникненню подібних похибок та забезпечує коректність отриманих результатів.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: метод еволюційних рівнянь, імпульсна електромагнітна хвиля, електромагнітний снаряд, енергетичне перетворення

Як цитувати: Гавриленко ДІ, Думін ОМ, Плахтій ВА. Енергетичні характеристики нестационарного електромагнітного поля, збудженого струмом у формі стрибка. Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка». 2024; 41:23-36.

<https://doi.org/10.26565/2311-0872-2024-41-03>

In cites: Havrylenko DI, Dumin OM, Plakhtii VA. Energetical characteristics of transient electromagnetic field excited by step-like current. Visnyk of V.N. Karazin Kharkiv National University. Series "Radio Physics and Electronics". 2024; 41:23-36 (In Ukrainian)

<https://doi.org/10.26565/2311-0872-2024-41-03>

ВСТУП

Однією з найпростіших задач моделювання нестационарного випромінювання апертурного випромінювача є задача випромінювання плоского диску з рівномірним розподілом електричного струму, збудженого синхронно по всій площині диску. Ця задача була вперше сформульована у такому вигляді в роботі [1] і розв'язана за допомогою спектральних перетворень у частотному просторі. Винятковою особливістю отриманого розв'язку є аномально висока концентрація енергії випромінюваної хвилі в напрямку зовнішньої нормалі до апертури. Через неочікувану поведінку наведеного теоретичного розв'язку, цей ефект отримав назву «електромагнітний снаряд». Схожа задача також була розв'язана у [2], однак детальний аналіз незвичайної поведінки розв'язку не проводився. Хоча залежність енергетичних параметрів випромінюваного поля від відстані може здаватися такою, що суперечить закону збереження енергії, автор у [1] надав чітке пояснення цього ефекту як явища, що супроводжує випромінювання модельного джерела поля, чия межа поля дальньої зони знаходиться на нескінченності.

Пізніше, в роботі [3] було показано, що таку аномально високу концентрацію випромінюваної енергії можна отримати у випадку нерівномірного розподілу нестационарного струму. Ще цікавіше те, що якщо часова залежність джерела збудження не є ідеальним стрибком, а має більш згладжену форму, то аномально висока концентрація енергії спостерігається лише до певної відстані від джерела, а потім, на великій відстані, відбувається класичне спадання енергії, пропорційне оберненому квадрату відстані. Спираючись на ці результати, автор навіть вводить нове визначення відстані дальньої зони у випадку збудження апертури джерелом, що генерує короткий імпульс скінченної тривалості.

У роботі [4] ця задача була розв'язана у часовому просторі, а фізичне пояснення незвичайної природи цього розв'язку, надане в [1], було проілюстровано на рівні аналітичних формул. А саме, такий розв'язок поводить аномально, оскільки в початкові моменти часу спостерігач не може відрізнити поведінку випромінюваного поля цього випромінювача від випромінювання схожого плоского джерела, але нескінченного розміру. І випромінювання останнього фізично не може спадати з відстанню. Наявність зовнішнього краю випромінювача буде виявлена спостерігачем пізніше, і саме з цього моменту починається спад поля з відстанню. Часова залежність джерела окремо і незалежно призводить до додаткового загасання поля, що було досліджено в [3].

Можна припустити, що така модель розв'язку, коли часова залежність джерела має вигляд одиничного стрибка (функція Хевісайда) [5], може слугувати основою для побудови довільних розв'язків, де узагальнення за часом досягається за допомогою інтегралу Дюамеля, як це було виконано в [6]. Насправді, це можна розглядати як альтернативу у часовому просторі класичному підходу, де одиничним розв'язком є поле, отримане шляхом збудження джерела гармонічним сигналом фіксованої частоти, а узагальнення для довільної часової залежності виконується за допомогою інтегрального перетворення Фур'є.

Екзотична поведінка випромінюваного поля дозволяє отримати значні енергетичні переваги під час передачі інформації імпульсним електромагнітним полем. Тому можливість створення таких систем постійно досліджується [7]. Метою цієї роботи є вивчення енергетичного перетворення поля, випромінюваного круглою апертурою з заданим рівномірним розподілом струму, часова залежність якого має вигляд одиничного стрибка.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧІ

Розглянемо задачу збудження електромагнітної Н-хвилі нестационарним струмом, що має форму стрибка. Випромінювач має круглу апертуру і задається у циліндричній системі координат [4]. Основні енергетичні характеристики утвореної хвилі визначаються через вектор Пойнтінга, який описує густину потоку енергії електромагнітного поля:

$$\vec{S}(\rho, \varphi, z, t) = [\vec{E}(\rho, \varphi, z, t) \times \vec{H}(\rho, \varphi, z, t)]. \quad (1)$$

Тут жирним шрифтом підкреслюється тривимірний характер векторів. Будь-який вектор $\vec{A}$ можна розкласти на поперечну та поздовжню складові:

$$\vec{A}(\rho, \varphi, z, t) = \vec{A}(\rho, \varphi, z, t) + \vec{z}_0 A_z(\rho, \varphi, z, t). \quad (2)$$

Підставимо (2) до (1) та скористаємося лінійністю векторного добутку. Таким чином, отримуємо вирази для вектора Пойнтінга вздовж напрямку поширення хвилі та у поперечній площині:

$$\vec{z}_0 S_z(\rho, \varphi, z, t) = [\vec{E}(\rho, \varphi, z, t) \times \vec{H}(\rho, \varphi, z, t)]; \quad \vec{S}(\rho, \varphi, z, t) = [\vec{E}(\rho, \varphi, z, t) \times \vec{z}_0 H_z(\rho, \varphi, z, t)]. \quad (3)$$

У даній роботі увагу буде приділено поздовжній компоненті вектору Пойнтінга. Ми отримаємо аналітичні вирази та побудуємо графічні залежності для різних випадків випромінювання.

Згідно з методом еволюційних рівнянь, поперечні компоненти електромагнітного поля, які визначають поздовжній вектор Пойнтінга, можна записати у такому вигляді [8]:

$$\begin{cases} \vec{E}(\rho, \varphi, z, t) = \frac{1}{\varepsilon_0} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} d\chi V_m^h(\chi, z, t) [\nabla \psi_m(\rho, \varphi, \chi) \times \vec{z}_0]; \\ \vec{H}(\rho, \varphi, z, t) = \frac{1}{\mu_0} \sum_{m'=-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} d\chi' I_{m'}^h(\chi, z, t) \nabla \psi_{m'}(\rho, \varphi, \chi). \end{cases} \quad (4)$$

Тут ψ_m – базисна функція, яка є розв'язком рівняння Гельмгольца у циліндричних координатах. Оператор ∇ береться у поперечній площині цієї координатної системи. У виразах для поперечних компонент полів (4) інтегрування здійснюється за спектральним параметром χ , а сумування – за кутовими модами m . Зазначимо, що незалежно від того, чи проводиться інтегрування за параметрами χ або χ' , а сумування за модами m або m' , результат розрахунків від цього не зміниться. Це дозволить спростити подальші математичні перетворення, не впливаючи на фізичний зміст досліджуваних хвильових процесів. $V_m^h, I_{m'}^h$ – еволюційні коефіцієнти поперечних електричної та магнітної компонент поля, які вже були отримані для цієї задачі [4, 9]:

$$\begin{cases} V_m^h(z, t, \chi) = iA_0 R \frac{\sqrt{\mu_0} J_1(\chi R)}{4 \sqrt{\chi}} (\delta_{m,1} + \delta_{m,-1}) J_0(\chi \sqrt{c^2 t^2 - z^2}); \\ \begin{cases} I_{m'}^h(z, t, \chi) = iA_0 R \frac{\sqrt{\mu_0} J_1(\chi R)}{4 \sqrt{\chi}} (\delta_{-m',1} + \delta_{-m',-1}) \cdot \\ \cdot \left(J_0(\chi \sqrt{c^2 t^2 - z^2}) + 2 \sum_{k=1}^{\infty} \left(\frac{ct - z}{ct + z} \right)^k J_{2k}(\chi \sqrt{c^2 t^2 - z^2}) \right). \end{cases} \end{cases} \quad (5)$$

Ці співвідношення дозволяють досліджувати переміщення енергії, спричинене випромінюваною хвилею [14].

ОТРИМАННЯ АНАЛІТИЧНИХ ВИРАЗІВ

Підставимо модові розклади електромагнітних полів (4) до поздовжньої компоненти вектора Пойнтінга (1):

$$\vec{z}_0 S_z(\rho, \varphi, z, t) = \left[\frac{1}{\varepsilon_0} \left(\sum_{m=-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} d\chi V_m^h(z, t, \chi) [\nabla \psi_m(\rho, \varphi, \chi) \times \vec{z}_0] \right) \times \right. \\ \left. \times \frac{1}{\mu_0} \left(\sum_{m'=-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} d\chi' I_{m'}^h(z, t, \chi') \nabla \psi_{m'}(\rho, \varphi, \chi') \right) \right].$$

Константи вільного простору ε_0, μ_0 винесемо з-під векторного добутку. Далі здійснимо коректне винесення наявних операторів та скалярних функцій з-під цього добутку: спочатку виносимо операції сумування та інтегрування окремо для виразів для електричного поля і для магнітного поля. Після них дописуємо добуток еволюційних коефіцієнтів, і на останньому місці залишиться подвійний векторний добуток, що складається з двох градієнтів від базисних функцій та поздовжнього орта:

$$\vec{z}_0 S_z(\rho, \varphi, z, t) = \frac{1}{\varepsilon_0 \mu_0} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} d\chi \sum_{m'=-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} d\chi' V_m^h(z, t, \chi) I_{m'}^h(z, t, \chi') \\ [[\nabla \psi_m(\rho, \varphi, \chi) \times \vec{z}_0] \times \nabla \psi_{m'}(\rho, \varphi, \chi')].$$

Величина, що обернена добутку сталих вільного простору, дає квадрат швидкості електромагнітної хвилі у вакуумі c^2 . Розкриття подвійного векторного добутку дає поздовжній орт, біля якого приписується скалярний добуток градієнтів від базисних функцій. Маємо такий вираз для подальшої роботи:

$$\vec{z}_0 S_z(\rho, \varphi, z, t) = c^2 \sum_{m=-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} d\chi \sum_{m'=-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} d\chi' V_m^h(z, t, \chi) I_{m'}^h(z, t, \chi') \\ \vec{z}_0 (\nabla \psi_m(\rho, \varphi, \chi) \cdot \nabla \psi_{m'}(\rho, \varphi, \chi')).$$

Запишемо визначення потоку енергії через нескінченну поперечну площину S

$$P_z(z, t) = \int_S \vec{z}_0 S_z(\rho, \varphi, z, t) ds \cdot \vec{z}_0. \quad (6)$$

Тут зовнішньою нормаллю виступає орт $\vec{z}_0$, який перемножується з іншим таким самим вектором, звідки отримуємо скалярну величину. Інтегрування проводиться за полярним кутом у межах одного оберту кола та за радіусом, що може змінюватися до нескінченної верхньої межі в силу поширення енергії у вільному просторі [14]:

$$P_z(z, t) = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\infty} \rho d\rho S_z(\rho, \varphi, z, t). \quad (7)$$

Підставимо до визначення потоку енергії (7) вираз для поздовжньої компоненти вектора Пойнтінга:

$$P_z(z, t) = c^2 \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\infty} \rho d\rho \sum_{m=-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} d\chi \sum_{m'=-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} d\chi' V_m^h(z, t, \chi) I_{m'}^h(z, t, \chi') \\ (\nabla \psi_m(\rho, \varphi, \chi) \cdot \nabla \psi_{m'}(\rho, \varphi, \chi')).$$

Враховуючи збіжність інтегралів та рядів, що характеризують електромагнітні поля, перенесемо подвійний інтеграл у циліндричній системі через усі наявні операції.

$$P_z(z, t) = c^2 \sum_{m=-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} d\chi \sum_{m'=-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} d\chi' V_m^h(z, t, \chi) I_{m'}^h(z, t, \chi') \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\infty} \rho d\rho (\nabla \psi_m(\rho, \varphi, \chi) \cdot \nabla \psi_{m'}(\rho, \varphi, \chi')).$$

Скориставшись ортогональністю базисних функцій

$$\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\infty} \rho d\rho (\nabla \psi_m(\rho, \varphi, \chi) \cdot \nabla \psi_{m'}(\rho, \varphi, \chi')) = 2\pi(-1)^m \delta_{m,-m'} \delta(\chi - \chi'),$$

а також властивостями дельта-функції та символу Кронекера, приходимо до кінцевої формули для потоку енергії нестационарного електромагнітного поля у вільному просторі, якщо збудження відбувається стрибкоподібним струмом:

$$P_z(z, t) = 2\pi c^2 \sum_{m=-\infty}^{\infty} (-1)^m \int_0^{\infty} d\chi V_m^h(z, t, \chi) I_{-m}^h(z, t, \chi). \quad (8)$$

Цікаво відмітити, що у той час, як вектор Пойнтінга містить добуток векторів електричного та магнітного полів, потік енергії характеризується добутком відповідних еволюційних коефіцієнтів, що характеризують ці поля.

Підставимо до формули (8) явні вирази для еволюційних коефіцієнтів (5), здійснивши поправку над модовим індексом поперечної магнітної компоненти. Кутові моди присутні лише у символах Кронекера, тому, враховуючи, що

$$\sum_{m=-\infty}^{\infty} (-1)^m (\delta_{m,1} + \delta_{m,-1})(\delta_{-m,1} + \delta_{-m,-1}) = -2,$$

остаточно прийдемо до такого виразу для подальшого фізичного аналізу:

$$P_z(z, t) = \pi c^2 A_0^2 R^2 \frac{\mu_0}{4} \int_0^{\infty} d\chi \frac{1}{\chi} J_1^2(\chi R) J_0(\chi \sqrt{c^2 t^2 - z^2}) \cdot \left(J_0(\chi \sqrt{c^2 t^2 - z^2}) + 2 \sum_{k=1}^{\infty} \left(\frac{ct - z}{ct + z} \right)^k J_{2k}(\chi \sqrt{c^2 t^2 - z^2}) \right). \quad (9)$$

АНАЛІТИЧНІ РОЗРАХУНКИ ТА ЧИСЛОВЕ МОДЕЛЮВАННЯ

Випадок 1. $z = 0$

Він цікавий тим, що вдається знайти точний аналітичний вираз для потоку енергії та енергії випромінювання [14]. Тут у формулі (9) вираз у дужках дорівнює одиниці згідно з властивостями функцій Бесселя [10]. Тоді

$$P_z(z, t)|_{z=0} = \pi c^2 A_0^2 R^2 \frac{\mu_0}{4} \int_0^{\infty} d\chi \frac{1}{\chi} J_1^2(\chi R) J_0(\chi \sqrt{c^2 t^2 - z^2}). \quad (10)$$

Застосовуючи результат інтегрування [11, 2.12.42.31] після виправлення в ній помилкової відсутності дужок

$$\int_0^{\infty} d\chi \frac{1}{\chi} J_1^2(\chi R) J_0(\chi ct) = \begin{cases} \frac{1}{\pi} \left(\arccos \frac{ct}{2R} - \frac{ct}{4R^2} \sqrt{4R^2 - c^2 t^2} \right), & 0 < ct < 2R; \\ 0, & 0 < 2R < ct. \end{cases}$$

отримуємо такий вираз для потоку енергії від випромінювача:

$$P_z(z, t)|_{z=0} = \begin{cases} c^2 A_0^2 R^2 \frac{\mu_0}{4} \left(\arccos \frac{ct}{2R} - \frac{ct}{4R^2} \sqrt{4R^2 - c^2 t^2} \right), & 0 < ct < 2R; \\ 0, & 0 < 2R < ct. \end{cases} \quad (11)$$

На Рис. 1 представлено графік залежності потоку енергії (10) через нескінченну поперечну площину в залежності від часу. Тут і далі для побудови застосовувалися такі параметри: амплітуда поверхневого струму на апертурі $A_0 = 1$ А/м, радіус диску $R = 1$ м. Видно, що в початковий момент часу відбувається включення потоку енергії, і далі, він, з його плином, зменшується.

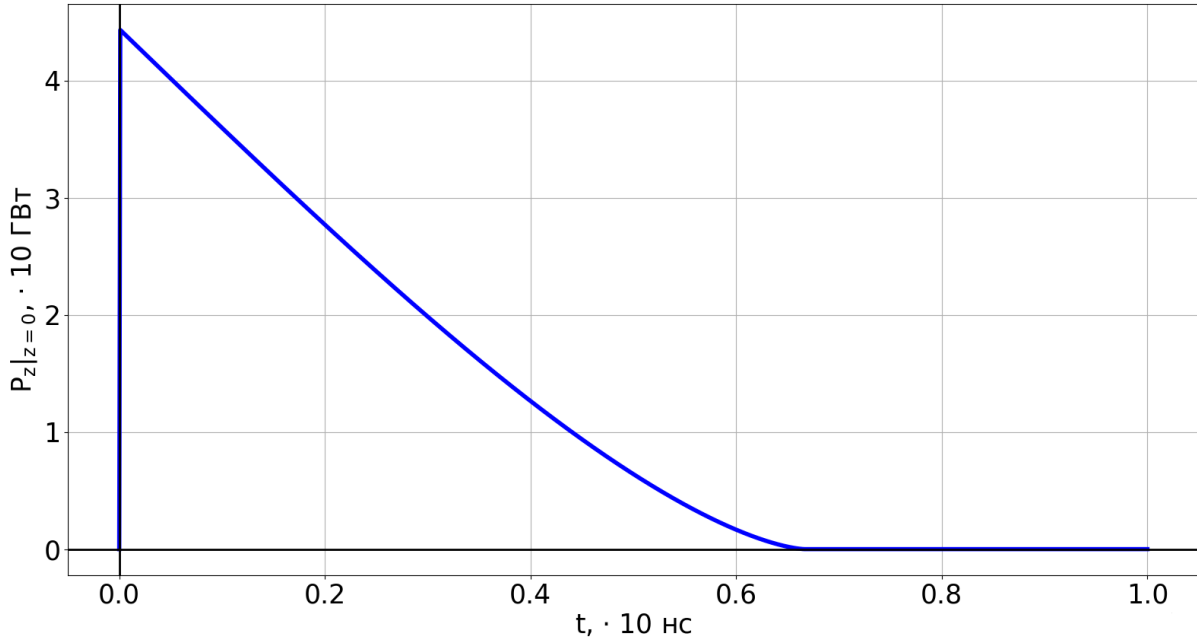


Рис 1. Потік енергії нестационарного електромагнітного поля, збудженого у формі стрибка, через нескінченну поперечну площину для випадку $z = 0$

Fig. 1. Energy flux of a non-stationary electromagnetic field excited in the form of a jump through an infinite transverse plane for the case $z=0$

Також має сенс розглянути повну енергію нестационарної електромагнітної хвилі. Її загальне визначення:

$$W_z(z) = \int_0^{\infty} P_z(z, t) dt. \quad (12)$$

У нашому випадку вона буде константою, оскільки розглядається фіксоване значення координати z . Її так само можна розрахувати аналітично, узявши до уваги, що

$$\int_0^{\frac{2R}{c}} \arccos \frac{ct}{2R} dt = \frac{2R}{c}; \quad \int_0^{\frac{2R}{c}} \frac{ct}{4R^2} \sqrt{4R^2 - c^2 t^2} dt = \frac{2R}{3c}.$$

Наведемо кінцевий результат розрахунку:

$$W_z|_{z=0} = c A_0^2 R^3 \frac{\mu_0}{3}. \quad (13)$$

Випадок 2. Наближення дальньої зони

Тут ми припускаємо, що основний внесок до потоку енергії дає перший доданок у формулі (9), який трактуємо як єдину складову, що визначає амплітуду хвилі в дальній зоні:

$$J_0(\chi\sqrt{c^2t^2 - z^2}) \gg 2 \sum_{k=1}^{\infty} \left(\frac{ct-z}{ct+z}\right)^k J_{2k}(\chi\sqrt{c^2t^2 - z^2}). \quad (14)$$

Тоді потік енергії (9) визначатиметься таким виразом:

$$P_z^{(д.з.)}(z, t) = \pi c^2 A_0^2 R^2 \frac{\mu_0}{4} \int_0^{\infty} d\chi \frac{1}{\chi} J_0^2(\chi\sqrt{c^2t^2 - z^2}) J_1^2(\chi R). \quad (15)$$

Інтеграл у виразі (15) містить добуток чотирьох функцій Бесселя. Його обчислення в узагальненому вигляді було запропоновано в роботі [12], де розглядається інтеграл виду

$$a^{-\mu-1} \int_0^{\infty} d\eta \eta^{\mu} J_{\alpha}(\eta) J_{\beta}(\eta) J_{\gamma}(\tau\eta) J_{\delta}(\tau\eta).$$

У нашому випадку цей інтеграл є дещо простішим, оскільки серед функцій Бесселя присутні пари з однаковими нижніми індексами. Параметри, при яких було проведено розрахунок:

$$\begin{aligned} \eta &= \chi R, \quad \tau = \frac{\sqrt{c^2t^2 - z^2}}{R}, \quad \mu = -1; \\ \alpha &= 1, \quad \beta = 1, \quad \gamma = 0, \quad \delta = 0. \end{aligned}$$

Також перед обчисленням необхідно перевірити виконання таких умов збіжності [12]:

$$\operatorname{Re}(\mu) < 2; \quad \operatorname{Re}(\mu + \alpha + \beta + \gamma + \delta) > 0.$$

Інтеграл (15) задовольняє обидві зазначені умови. Розрахунок проводиться для двох областей: $\sqrt{c^2t^2 - z^2} < R$ та $\sqrt{c^2t^2 - z^2} > R$. У кожному з цих випадків результатом інтегрування є сума трьох доданків, що містять гіпергеометричні функції. У першій області, один із доданків дорівнює нулю, оскільки його знаменник включає гамма-функції від нуля, які асимптотично прямують до нескінченності. Інший з доданків спрощується до константи $\pi/2$, а останній зводиться до спрощеної гіпергеометричної функції, яку можна виразити через спеціальні функції математичної фізики згідно з [13, 7.4.2.7]. У другій області два доданки обертаються в нуль завдяки гамма-функціям нульового аргументу, а третій містить гіпергеометричну функцію, яку можна спростити завдяки [13, 7.4.2.210]. Кінцевий результат обчислень матиме такий вигляд:

$$\begin{aligned} P_z(z, t) &= \pi c^2 A_0^2 R^2 \frac{\mu_0}{4} \times \\ &\times \begin{cases} \frac{\pi}{2} - \frac{1}{\pi^2} \left(\frac{\sqrt{c^2t^2 - z^2}}{R} + \frac{R^2 - (c^2t^2 - z^2)}{2R^2} \ln \left(\frac{R + \sqrt{c^2t^2 - z^2}}{R - \sqrt{c^2t^2 - z^2}} \right) + 2\chi_2 \left(\frac{\sqrt{c^2t^2 - z^2}}{R} \right) \right), & \sqrt{c^2t^2 - z^2} < R; \\ \frac{1}{\pi^2} \frac{\sqrt{c^2t^2 - z^2}}{R} \left(\frac{c^2t^2 - z^2 - R^2}{R\sqrt{c^2t^2 - z^2}} \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\sqrt{c^2t^2 - z^2} + R}{\sqrt{c^2t^2 - z^2} - R} \right) + \frac{R}{\sqrt{c^2t^2 - z^2}} 2\chi_2 \left(\frac{\sqrt{c^2t^2 - z^2}}{R} \right) - 1 \right), & \sqrt{c^2t^2 - z^2} > R. \end{cases} \end{aligned}$$

Тут $\chi_2(\alpha) = 0,5(\operatorname{Li}_2(\alpha) - \operatorname{Li}_2(-\alpha))$ – хі-функція Лежандра другого порядку, яка виражається через половину різниці дилогарифмів. На даному етапі, побудувати графік на основі аналітичного результату не вдалося. Однак інтеграл (15) можна розрахувати числовими методами для різних відстаней від джерела. Для цього застосуємо метод Сімпсона з циклічним уточненням верхньої межі інтегрування за правилом Рунге, щоб отримати результати із заданою точністю (5 %).

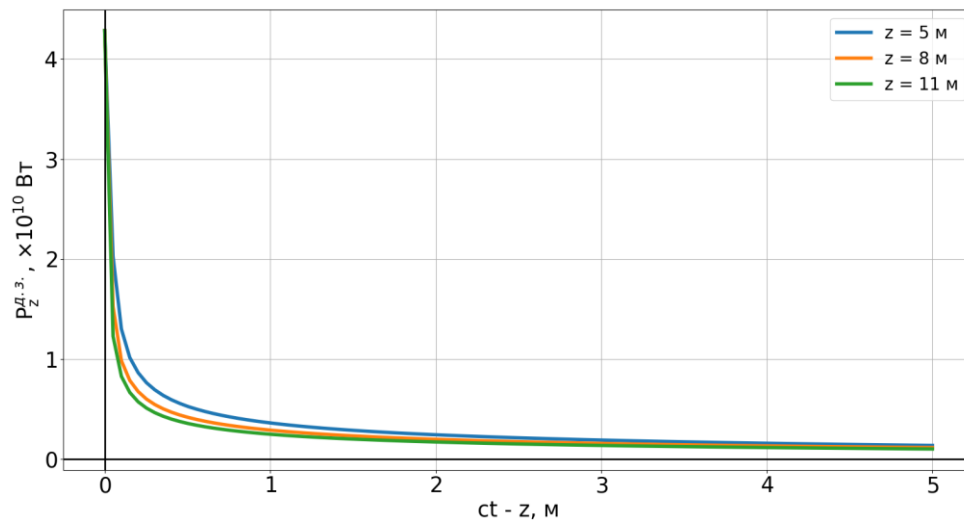


Рис. 2. Потік енергії нестационарного електромагнітного поля, збудженого у формі стрибка, через нескінченну поперечну площину для наближення дальньої зони при фіксованих значеннях відстані до точки спостереження

Fig. 2. Energy flux of a non-stationary electromagnetic field excited in the form of a jump through an infinite transverse plane for the approximation of the far zone at fixed values of the distance to the observation point

На Рис. 2 показано поведінку потоку енергії для декількох можливих відстаней дальньої зони. Видно, що з часом відбувається його загасання. Цікаво, що він асимптотично наближається до нуля. На Рис. 3 представлено тривимірну залежність, де враховується неперервна зміна поздовжньої координати. Якщо зафіксувати час та збільшувати відстань до джерела, енергія, що туди надходить, буде меншою. Так само, з плином часу, енергетичний потік зменшуватиметься при фіксованій координаті. Тривале загасання потоку енергії можна пояснити нескінченним часом, необхідним для досягнення віддалених точок на площині $z = \text{const}$ при великих значеннях радіальних координат у циліндричній системі.

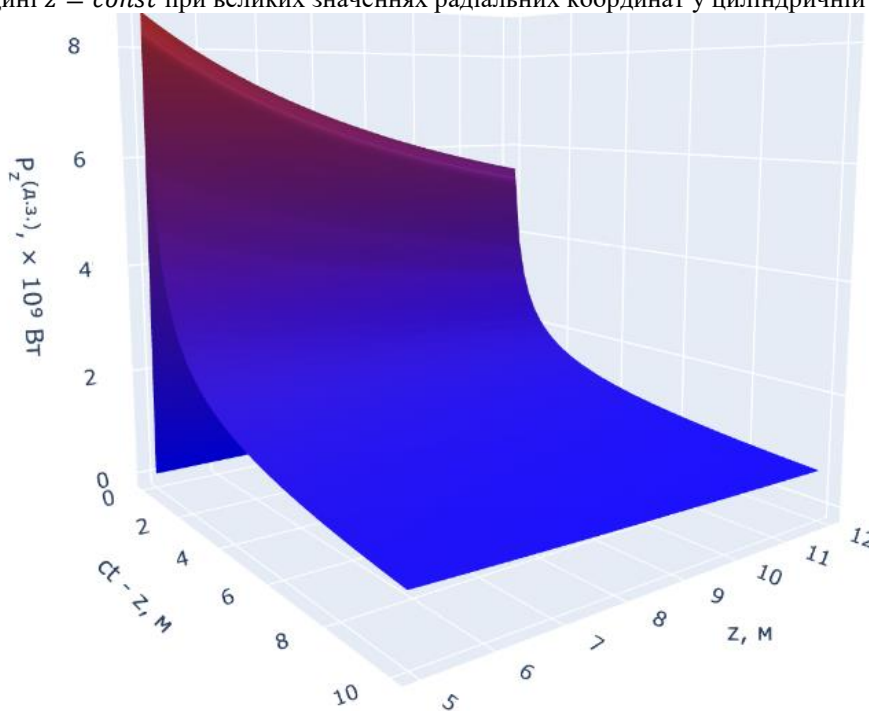


Рис. 3. Потік енергії в наближенні дальньої зони в залежності від часу та відстані до точки спостереження

Рис. 2. Потік енергії нестационарного електромагнітного поля, збудженого у вигляді стрибка через нескінченну поперечну площину для наближення далекої зони при фіксованих значеннях відстані до точки спостереження

На Рис. 4 показано загасання енергії в залежності від позовжньої відстані.

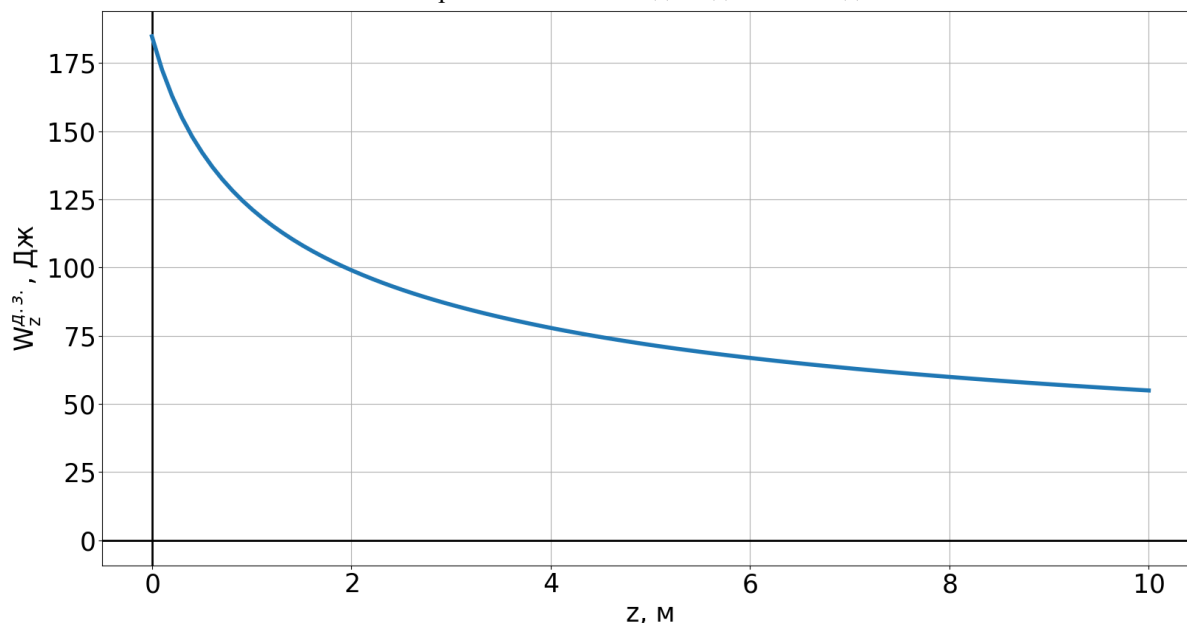


Рис. 4. Енергія нестационарного поля у формі стрибка в наближенні дальньої зони
Fig. 4. Energy of a non-stationary field in the form of a jump in the far-field approximation

Випадок 3. Загальний

Тут ми працюватимемо із загальною формулою (9). Ряд аналітично розрахувати не вдається, тому проведимо уточнення розрахунків, враховуючи більшу кількість доданків. На Рис. 5 та 6 можна бачити залежності потоку енергії від часу, причому фіксуються координати як поруч з випромінювачем, так і в дальній зоні. Чим більше враховується доданків, тим ближчим випадок на осі стає схожим на аналітичний розв'язок.

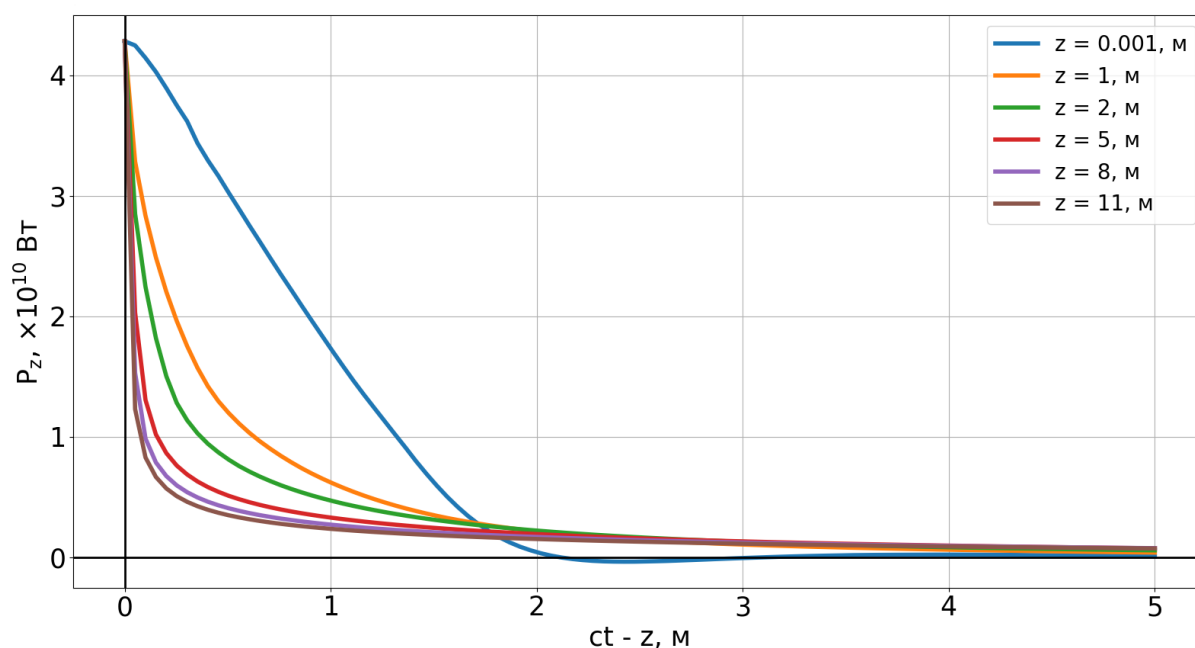


Рис. 5. Потік енергії для фіксованих значень z з урахуванням перших п'яти доданків ряду
Fig. 5. Energy flow for fixed values of z, taking into account the first five terms of the series

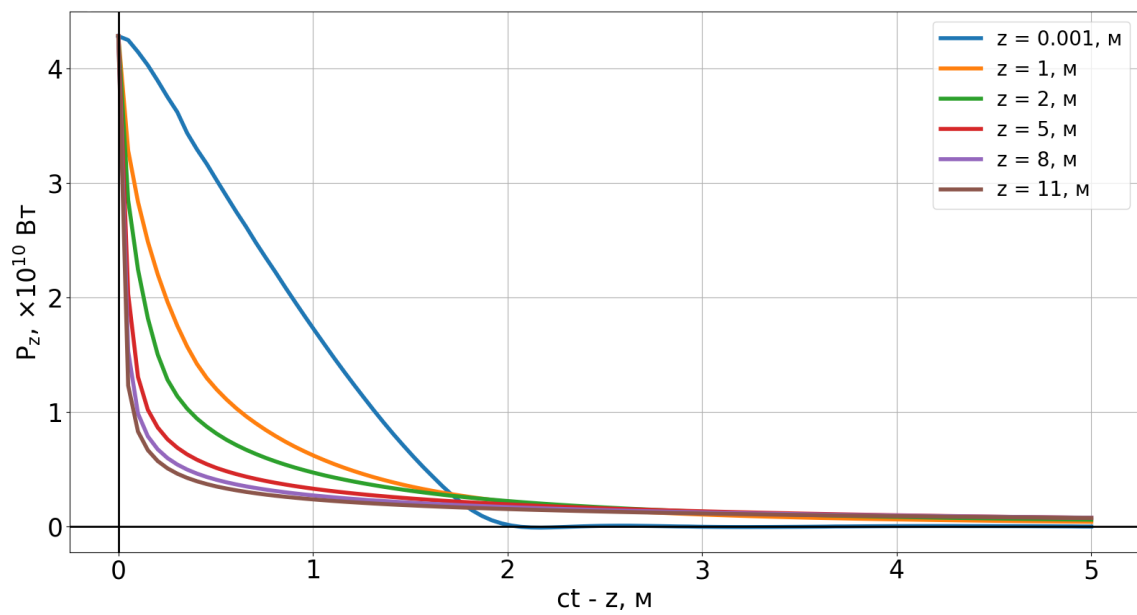


Рис. 6. Потік енергії для фіксованих значень z з урахуванням перших десяти доданків ряду
Fig. 6. Energy flow for fixed values of z , taking into account the first ten terms of the series

Рис. 7, що ілюструє у тривимірному випадку потік енергії через нескінченну поперечну площину, своїм сильним вигином при великих віддаленнях демонструє, що енергія хвилі все сильніше концентрується біля поздовжньої осі.

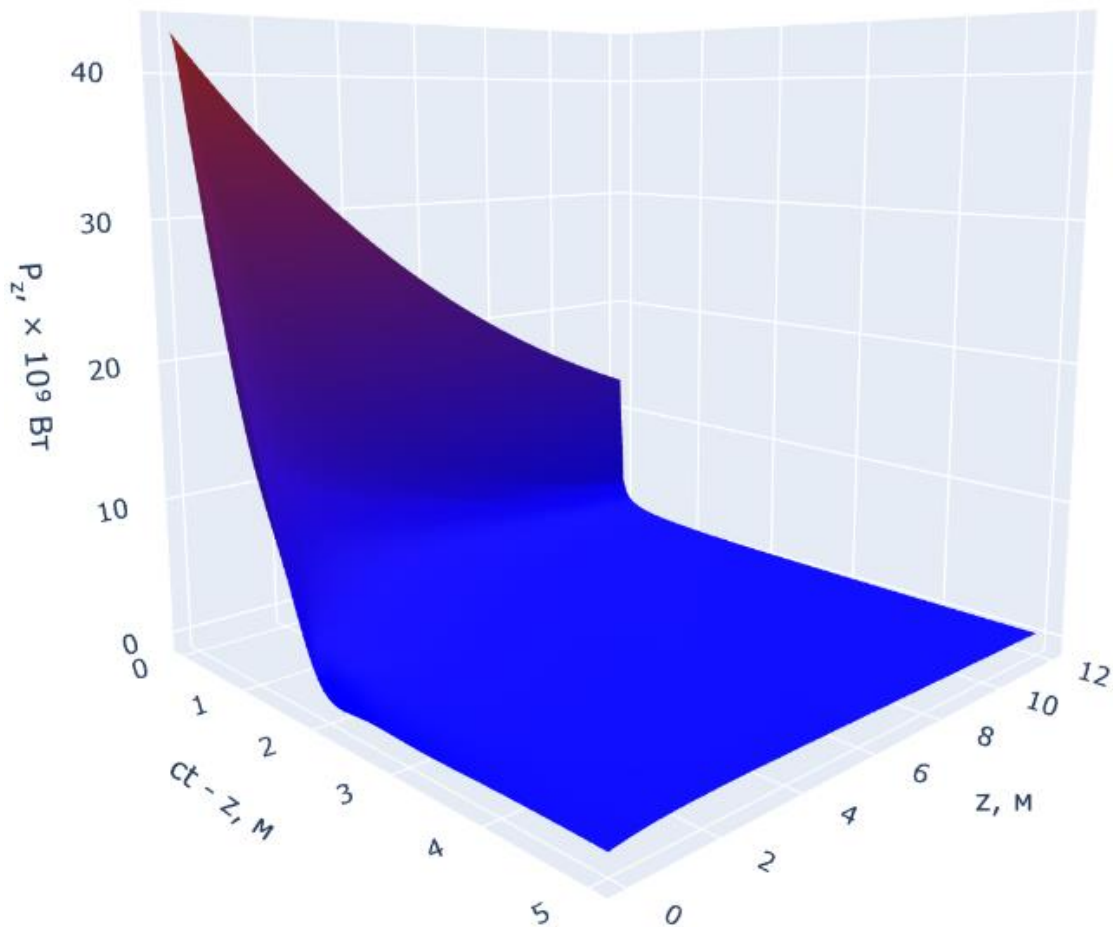


Рис. 7. Потік енергії для фіксованих значень z з урахуванням перших десяти доданків ряду
Fig. 7. Energy flow for fixed values of z , taking into account the first ten terms of the series

На Рис. 8 зображена повна енергія електромагнітного поля для різних відстаней, що порахована, беручи до уваги два або десять членів ряду. Видно, що вони мало відрізняються. Але, порівнюючи цю залежність із енергією, порахованою у наближенні дальньої зони, що зроблено на Рис. 9, можна зробити висновок, що кардинальне уточнення забезпечує саме другий член ряду, тому на Рис. 8 дві криві майже не відрізняються, тоді як наближення дальньої зони дає дуже велику похибку у розрахунку енергії поля вже на відстані 4 метра і ближче.

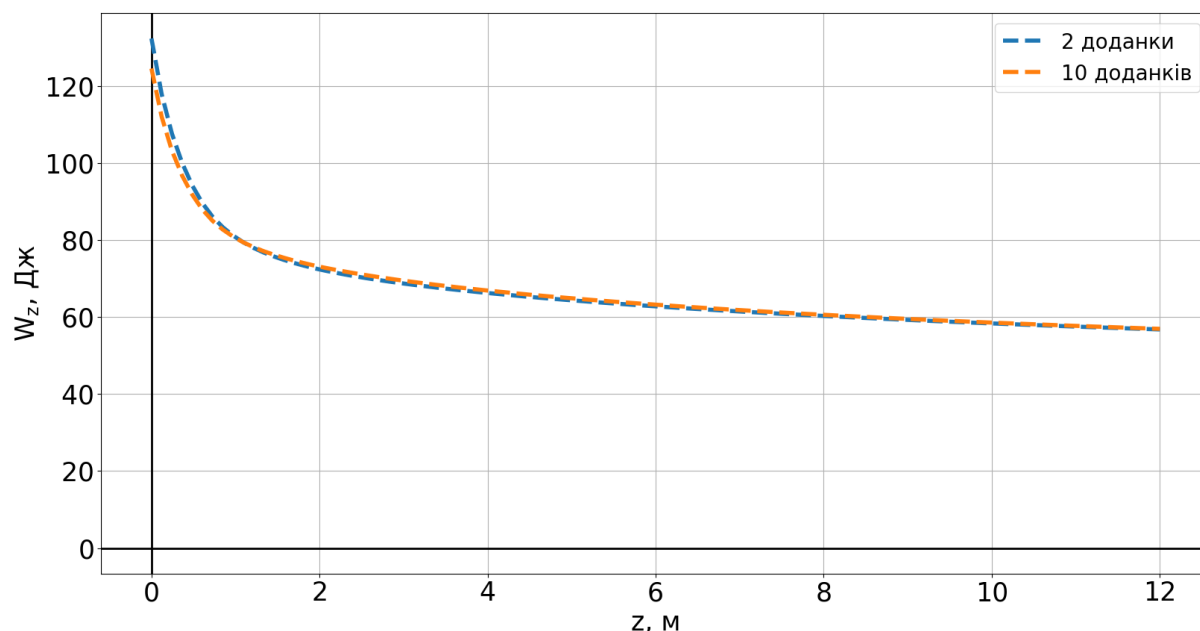


Рис. 8. Порівняння енергії за двох варіантів кількості доданків ряду
Fig. 8. Comparison of energy for two variants of the number of terms in the series

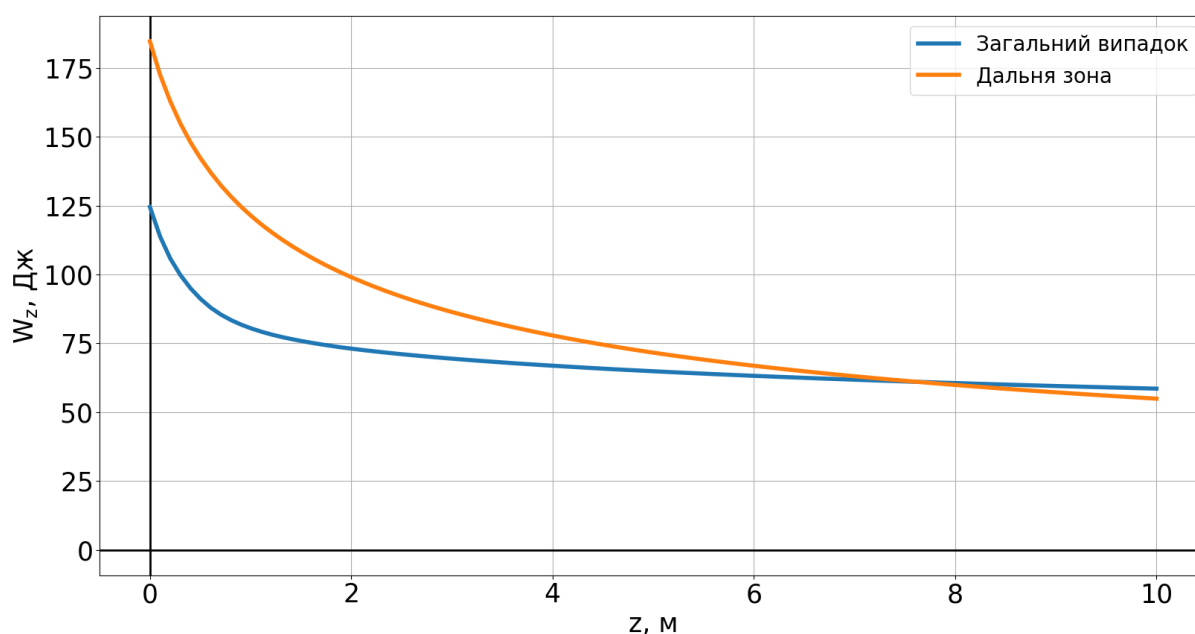


Рис. 9. Енергія в наближенні дальньої зони та загальному випадку з урахуванням перших десяти доданків ряду
Fig. 9. Energy in the far zone approximation and in the general case, taking into account the first ten terms of the series

ВИСНОВКИ

Отримані залежності ілюструють процес перетворення статичних компонент поля у хвильові. Це добре видно з того факту, що наближення дальньої зони дає поблизу випромінювача енергію, що

помітно перевищує істинну. Це явище показує, що хвильова складова випроміненого поля запозичує енергію з квазістатичних компонентів полів, що швидко згасають при віддаленні від джерела. Також варто відзначити, що більш швидке спадання потоку енергії поля з відстанню свідчить про те, що енергія в цьому випадку все більше концентрується біля поздовжньої осі. Майже ідеальне лінійне спадання потоку енергії на поверхні випромінювача підтверджує, що після досягнення поля, що приходить з найвіддаленішої точки на апертурі, подальшої передачі енергії від апертури не може бути. Але якщо враховувати не всі члени ряду, то ця залежність відхиляється від ідеальної трикутної, що інколи маємо ситуацію, коли енергія в якийсь момент часу повертається назад в апертуру. Ці хибні результати дуже подібні до явища Гібса, яке інколи спостерігають, отримуючи швидкість передачі інформації, більшу ніж швидкість світла. Врахування достатньої кількості необхідних членів ряду запобігає виникненню подібних похибок.

КОНФЛІКТ ІНТЕРЕСІВ

Автори повідомляють про відсутність конфлікту інтересів.

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Wu TT. Electromagnetic missiles. J. Appl. Phys. 1985;57(7):2370–2373.
2. Dumin O, Tretyakov O. Radiation of arbitrary signals by plane disk. MMET '96 VIth International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory Proceedings. <https://doi.org/10.1109/MMET.1996.565704>.
3. Shen HM, Wu TT, Myers JM. Experimental study of electromagnetic missiles from a hyperboloidal lens. Brandt HE, editor. SPIE Proceedings. 1991 Apr 1;1407:286–94. <https://doi.org/10.1117/12.43506>
4. Dumin OM, Tretyakov OO. Radiation of arbitrary signals by plane disk. MMET '96 VIth International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory Proceedings; Lviv, Ukraine. pp. 248–251. <https://doi.org/10.1109/MMET.1996.565704>.
5. Shen HM, Wu TT, Myers JM. Experimental study of electromagnetic missiles from a hyperboloidal lens. Brandt HE, editor. SPIE Proceedings. 1991 Apr 1;1407:286–94. <https://doi.org/10.1117/12.43506>
6. Havrylenko DI, Dumin OM, Plakhtii VA, Katrich VO, Nesterenko MV. Time Domain Analysis of Impulse Electromagnetic Field on the Interface of Two Media. 2022 IEEE 16th International Conference on Advanced Trends in Radioelectronics, Telecommunications and Computer Engineering (TCSET). 2022 Feb 22. pp. 698–703. <https://doi.org/10.1109/TCSET5632.2022.9766855>.
7. Wu TT, King RWP, Shen HM. Circular cylindrical lens as a line-source electromagnetic missile launcher. IEEE Trans. Ant. Prop. 1989;37(1):39–44.
8. Tretyakov OA, Dumin AN. Emission of Nonstationary Electromagnetic Fields by a Plane Radiator. Telecommunications and Radio Engineering. 2000;54(1):2–15. <https://doi.org/10.1615/TelecomRadEng.v54.il.10>.
9. Гавриленко ДІ, Думін ОМ, Плахтій ВА. Аналіз імпульсного електромагнітного поля у часовому просторі на границі розділу двох середовищ. Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка». 2021;35:41-55. <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2021-35-04>.
10. Abramowitz M, Stegun I. Handbook of Mathematical Functions. 1964. 832 p.
11. Prudnikov AP, Bychkov YuA, Marichev OI. Integrals and Series, Vol. 2: Special Functions. Gordon and Breach Science Publishers. New York. 1986. 750 p.
12. Crucean C. An integral containing the product of four Bessel functions. 2009 Dec 18. pp. 1–8.
13. Prudnikov AP, Bychkov YuA, Marichev OI., Integrals and Series, Vol. 3: More Special Functions. Gordon and Breach Science Publishers. New York. 1989. 800 p.
14. Havrylenko DI, Dumin OM, Plakhtii VA., Katrich VO. Energy Transformation of Transient Radiation of Plane Source with Step-Like Excitation. 2023 IEEE XXVIII International Seminar/Workshop on Direct and Inverse Problems of Electromagnetic and Acoustic Wave Theory (DIPED). 2023, pp.20-23, <https://doi.org/10.1109/DIPED59408.2023.10269461>.

REFERENCES

1. Wu TT. Electromagnetic missiles. J. Appl. Phys. 1985;57(7):2370–2373.
2. Dumin O, Tretyakov O. Radiation of arbitrary signals by plane disk. MMET '96 VIth International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory Proceedings. <https://doi.org/10.1109/MMET.1996.565704>.
3. Shen HM, Wu TT, Myers JM. Experimental study of electromagnetic missiles from a hyperboloidal lens. Brandt HE, editor. SPIE Proceedings. 1991 Apr 1;1407:286–94. <https://doi.org/10.1117/12.43506>

4. Dumin OM, Tretyakov OO. Radiation of arbitrary signals by plane disk. MMET '96 VIth International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory Proceedings; Lviv, Ukraine. pp. 248–251. <https://doi.org/10.1109/MMET.1996.565704>.
5. Shen HM, Wu TT, Myers JM. Experimental study of electromagnetic missiles from a hyperboloidal lens. Brandt HE, editor. SPIE Proceedings. 1991 Apr 1;1407:286–94. <https://doi.org/10.1117/12.43506>
6. Havrylenko DI, Dumin OM, Plakhtii VA, Katrich VO, Nesterenko MV. Time Domain Analysis of Impulse Electromagnetic Field on the Interface of Two Media. 2022 IEEE 16th International Conference on Advanced Trends in Radioelectronics, Telecommunications and Computer Engineering (TCSET). 2022 Feb 22. pp. 698–703. <https://doi.org/10.1109/TCSET55632.2022.9766855>.
7. Wu TT, King RWP, Shen HM. Circular cylindrical lens as a line-source electromagnetic missile launcher. IEEE Trans. Ant. Prop. 1989;37(1):39–44.
8. Tretyakov OA, Dumin AN. Emission of Nonstationary Electromagnetic Fields by a Plane Radiator. Telecommunications and Radio Engineering. 2000;54(1):2–15. <https://doi.org/10.1615/TelecomRadEng.v54.il.10>.
9. Havrylenko DI, Dumin OM, Plakhtii VA. Time domain analysis of impulse electromagnetic field at the interface of two media. Visnyk of V.N. Karazin Kharkiv National University, series “Radio Physics and Electronics”. 2021;35:41–55. (In Ukrainian). <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2021-35-04>.
10. Abramowitz M, Stegun I. Handbook of Mathematical Functions. 1964. 832 p.
11. Prudnikov AP, Bychkov YuA, Marichev OI. Integrals and Series, Vol. 2: Special Functions. Gordon and Breach Science Publishers. New York. 1986. 750 p.
12. Crucean C. An integral containing the product of four Bessel functions. 2009 Dec 18. pp. 1–8.
13. Prudnikov AP, Bychkov YuA, Marichev OI., Integrals and Series, Vol. 3: More Special Functions. Gordon and Breach Science Publishers. New York. 1989. 800 p.
14. Havrylenko DI, Dumin OM, Plakhtii VA., Katrich VO. Energy Transformation of Transient Radiation of Plane Source with Step-Like Excitation. 2023 IEEE XXVIII International Seminar/Workshop on Direct and Inverse Problems of Electromagnetic and Acoustic Wave Theory (DIPED). 2023, pp.20-23, <https://doi.org/10.1109/DIPED59408.2023.10269461>.

Стаття надійшла до редакції: 23 жовтня 2024 р.

Рекомендовано до друку: 04 грудня 2024 р.

ENERGETICAL CHARACTERISTICS OF TRANSIENT ELECTROMAGNETIC FIELD EXCITED BY STEP-LIKE CURRENT

¹D. I. Havrylenko, ¹O. M. Dumin, ¹V. A. Plakhtii

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

Background. In contrast to classical radiators with harmonic excitation, whose directional characteristics are well studied and determined by the amplitude and phase distribution on the source surface, pulsed antennas exhibit a significantly more complex dependence that considers both the amplitude distribution and the time dynamics of the source. It is known that a sharp amplitude jump can generate a wave with large amplitude and extremely high directivity. Therefore, the analysis of such processes is highly relevant, particularly in the time domain, as it allows for a more consistent and explicit observation of all energy conversion processes in the area surrounding the radiator. Such studies are not only of theoretical significance for understanding the physics of rectangular pulses radiation without carrier frequency but are also of practical importance. They enable the development of effective methods for increasing the transmission range of information signals, improving their noise immunity, and enhancing the resolution of radar and radiolocation systems based on pulsed ultrawideband waves. Furthermore, the application of such approaches facilitates the optimization of energy resources required for organizing radio communication or radar research, while also minimizing unwanted exposure to nearby objects and personnel.

Objectives. To derive analytical expressions for the flux of a pulsed electromagnetic field generated by an aperture radiator through the transverse cross-section, to calculate the total energy of the pulse, and to apply numerical methods in cases where analytical solutions cannot be obtained. To perform a physical analysis of the results and investigate the contribution of various components of the derived solutions. Moreover, the construction of graphical dependencies of energy parameters on time and spatial coordinates will verify the accuracy of both analytical and numerical results and provide a deeper understanding of the physical processes occurring in the near zone of pulsed radiators.

Materials and methods. The three-dimensional transient problem is solved analytically in the time domain using the evolutionary equations method and the Riemann function. To determine the energy characteristics, integral transformations of special functions are performed to simplify their analytical representation.

Results. Analytical expressions are obtained for the Poynting vector of the pulsed electromagnetic field of an aperture radiator with a uniform current amplitude distribution on its surface. The total energy of the radiated field through an infinite transverse plane is derived in the far-field approximation, which, in the transient case, corresponds to the field at large values of the longitudinal coordinate. Using numerical methods, the energy characteristics are calculated at arbitrary distances from the radiator, enabling a detailed analysis of their dependence on spatial and temporal coordinates.

Conclusions. The obtained dependencies illustrate the process of transforming static field components into wave components. This is clearly demonstrated by the fact that the far-field approximation yields an energy value near the radiator that significantly exceeds the true magnitude. This phenomenon indicates that the wave component of the radiated field borrows energy from the quasi-static field components, which rapidly decay as the distance from the source increases. It is also worth noting that the faster attenuation of the field energy flux with distance implies a greater concentration of energy near the longitudinal axis. The almost perfectly linear decrease in the energy flux on the radiator's surface confirms that, after reaching the field originating from the farthest point on the aperture, no further energy transfer from the aperture is possible. However, when not all terms of the series are accounted for, this dependence deviates from the ideal triangular form, sometimes leading to situations where energy returns to the aperture at some point in time. These erroneous results are very similar to the Gibbs phenomenon, which is sometimes observed when information transmission speeds greater than the speed of light are obtained. Taking into account a sufficient number of necessary series terms prevents these inaccuracies and ensures the correctness of the obtained results.

KEY WORDS: *Evolutionary Equations Method, impulse electromagnetic wave, electromagnetic missile, energy transformation*

The article was received by the editors: October 23 2024

The article is recommended for printing: December 04 2024

Оригінальна стаття

<https://doi.org/10.26565/2311-0872-2024-41-04>

УДК 538.3:621.396.67

М.М. ГОРОБЕЦЬ, д. ф.-м. наук, проф.

e-mail: nikolay.n.gorobets@karazin.ua ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0003-3022-9044>

А.С. ЛЕБЕДЄВ, с.н.с.

e-mail: nikolay.n.gorobets@karazin.ua

О.М. ГОРОБЕЦЬ, к.ф.-м.н.

e-mail: liolik.work@gmail.com ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0003-3582-3659>

Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна

майдан Свободи, 4, м. Харків, 61022, Україна

ЕЛЕКТРОМАГНІТНІ ХВИЛІ В БЛИЖНІЙ ЗОНІ АПЕРТУРНИХ АНТЕННИХ РЕШІТОК З РОЗКРИВОМ КВАДРАТНОЇ ФОРМИ

Актуальність. У роботі досліджені хвилеві явища в ближній і проміжній зонах апертурних еквідистантних плоских антенних решіток з розкритом квадратної форми з довільними електричними розмірами розкрива і відстанями між випромінювачами.

Мета роботи. – теоретичне дослідження поведінки амплітуди і фази електромагнітних хвиль в ближній та проміжній зонах апертурних дискретних антен.

Матеріали та методи. Задача вирішена методом суперпозиції в електродинаміці. В розробленому математичному забезпеченні на форму розкрива, геометричні та електричні розміри антени, амплітудні й фазові розподіли джерел поля в розкриті не накладається ніяких обмежень.

Результати. Показано, що при відстанях між випромінювачами, не більшими половини довжини робочої хвилі, просторовий розподіл поля в ближній зоні апертурних антенних решіток близький до розподілу поля в ближній зоні неперервних апертурних антен оптичного й акустичного типу. При розмірах розкрива, що не перевищують дві довжини хвилі, амплітуди полів в ближній зоні спостереження при збільшенні відстані рівномірно зменшуються. При середніх ($L \approx 5 \div 10$ довжин хвилі) і великих електричних розмірах розкрива в ближній зоні антени формується прожекторний промінь, що являє собою слабо неоднорідну локально плоску хвилю, що біжить, середня амплітуда якої в процесі поширення постійна до відстані, рівній половині відстані дальньої зони, тобто до L^2/λ . При збільшенні відстані між випромінювачами більше однієї довжини хвилі просторовий розподіл поля набуває каскадної форми. У першому каскаді протяжністю до $0,25$ розміру розкрива середня амплітуда поля близька до $0,8$ від амплітуди поля в середині розкрива E_0 . Другий каскад із середньою амплітудою поля близько $0,08 E_0$ формується на відстанях від $0,3L$ до половини відстані дальньої зони. В розріджених антенних решітках при $d > \lambda$ в ближній зоні поза прожекторним променем формуються локальні сплески амплітуди поля до $0,25 E_0$. Вони розташовані на відстані розміру розкрива й зміщені від осі прожекторного променя на $0,8$ розміру розкрива L .

Висновки. Просторовий розподіл електромагнітних полів поблизу апертурних антенних решіток малих електричних розмірів, що характерно для датчиків електричного чи магнітного поля в радіовимірjuвальній техніці, відзначається рівномірно убуваючими і в поздовжньому, і поперечних напрямках амплітудами електричних і магнітних полів. При великих розмірах апертури, що характерно для гостронаправлених антен, цей розподіл відзначається формуванням прожекторного променя, який являє собою слабо неоднорідну локально плоску хвилю, середня амплітуда якої в процесі поширення постійна до відстані, рівній половині відстані дальньої зони. При відстанях між випромінювачами, більшими однієї довжини хвилі, прожекторний промінь має каскадну форму.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: електромагнітні поля й хвилі, антенні решітки, ближня зона, прожекторний промінь.

Як цитувати: Горобець М.М., Лебедев А.С., Горобець О.М. Електромагнітні хвилі в ближній зоні апертурних антенних решіток з розкритом квадратної форми. Вісник Харківського національного

© Горобець М.М., Лебедев А.С., Горобець О.М. 2024

Open access. This article is licensed under a Creative Commons Attribution 4.0

<https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>

університету імені В. Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка». 2024;41:37-49. <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2024-41-04>

In cites: Horobets M.M., Lebedev A.S., Horobets O.M. Electromagnetic waves in the near zone of aperture antenna arrays with a square opening. Bulletin of Kharkiv National University named after V. N. Karazin. Series "Radio Physics and Electronics". 2024;40:37-49 (In Ukrainian). <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2024-41-04>

ВСТУП

До теперішнього часу можливості застосування електромагнітних хвиль у науці та техніці далеко не вичерпані. Особливо привертають увагу можливості розробок екологічно чистих виробництв у харчовій, сільськогосподарській, фармацевтичній і хімічній промисловості. Принципове значення має захист технічного персоналу, який обслуговує радіоелектронні системи, що випромінюють електромагнітні хвилі великої потужності. Перспективні і інтенсивно розвиваються в усьому світі застосування електромагнітних хвиль різних частотних діапазонів у медицині для ранньої діагностики й лікування онкологічних захворювань методом мікрохвильової гіпертермії. Велике значення має подальший розвиток ближньої підповерхневої радіолокації, особливо для виявлення мін та інших боєприпасів в періоди війни та після неї. У зв'язку з викладеним дослідження електромагнітних хвиль, їх характеристик і розподіл в просторі поблизу антени актуальні й важливі в практичному відношенні.

Дотепер досить повно вивчені хвильові процеси в ближній зоні безперервних лінійних і апертурних антен [1]. Доведено, що в напрямку головного максимуму діаграми напрямленості лінійної безперервної антени амплітуди полів рівномірно зменшуються. У випадку апертурних антен з розмірами розкрива, більшими 1 – 1,5 довжини хвилі, у ближній зоні формується прожекторний промінь, який являє собою локально плоску слабо неоднорідну хвилю, що біжить, із близькою до постійної середньою амплітудою [1, 2]. Однак, до цих пір залишаються невивченими хвильові процеси в ближній зоні антенних решіток, зокрема, вплив електричних розмірів і форми апертури й відстані між випромінювачами на характер розподілу в просторі амплітуд електричних і магнітних хвиль на кінцевій відстані від апертури в ближній зоні. Для обґрунтування актуальності та важливості для практики такого дослідження відмітимо найбільш важливі особливості фазованих і нефазованих антенних решіток.

Апертурні антенні решітки як альтернатива гостронаправленим неперервним антенам оптичного й акустичного типів – дзеркальним, лінзовим, рупорним, їх численним варіантам і модифікаціям – мають певні достоїнства і переваги. Найбільш важливі з них, що мають принципове значення, наступні:

- можливість реалізації електронного («миттєвого») сканування простору головною пелюсткою діаграми напрямленості у фазованих антенних решітках (ФАР);
- можливість необмежено збільшувати потужність випромінювання активними антенними решітками з випромінюючими елементами, інтегрованими з синхронізованими по частоті й по фазі генераторами й/або підсилювачами;
- можливість збільшувати роздільну здатність радіотелескопів і радіометрів шляхом збільшення відстані між випромінювачами – елементами антенної решітки;
- можливість збільшувати чутливість радіоприймальних систем у радіоастрономії, радіометрії, пасивній радіолокації за рахунок збільшення кількості приймальних слабконаправлених антен – елементів антенної решітки, інтегрованих із малопотужними підсилювачами;
- можливість реалізації плоских або конформних конструкцій антен літальних апаратів і наземних транспортних засобів;
- нефазовані та зфокусовані в ближню зону антенні решітки забезпечують функціонування перспективних космічних і наземних систем безпроводної безконтактної дистанційної передачі електричної енергії мікрохвильовим променем.

В останній час активно розвивається теорія ближньої зони безперервних апертурних антен, зфокусованих у ближню або проміжну зону [3] (див. також численну літературу у цій статті). Зфокусовані антенні решітки відкривають додаткові можливості поліпшення якості лікування онкологічних захворювань методом мікрохвильової гіпертермії, а також створення принципово нових приладів для діагностики захворювань, наприклад, аналогів тепловізорів у більш довгохвильових діапазонах електромагнітних хвиль. За рахунок більшої глибини проникнення електромагнітного випромінювання з'являється можливість більш раннього виявлення температурних аномалій, зокрема, у тілі людини.

Малоеlementні антенні решітки можуть бути використані в їх ближній зоні для створення високочутливих датчиків електромагнітного поля з високою роздільною здатністю для наукового й медичного приладобудування.

Апертурні антенні решітки дозволяють створити задане, наприклад, однорідне на заданій площині або в заданому об'ємі простору в ближній зоні «еталонне електромагнітне поле» для цілей метрології.

Ціль статті – теоретичне дослідження фізичних закономірностей формування розподілу електромагнітних хвиль на кінцевій відстані від апертурних еквідистантних плоских антенних решіток з

розкритом квадратної форми в ближній і проміжній зонах спостереження при зміні розмірів їх розкрива, числа випромінювачів і відстані між ними в широких межах.

ПОСТАНОВКА Й РОЗВ'ЯЗОК ЗАДАЧІ

Згідно з принципом суперпозиції в електродинаміці задача розрахунку амплітудних і фазових характеристик векторів напруженості електричних і магнітних полів в ближній та проміжній зонах спостереження антенних решіток зводиться до сумування комплексних амплітуд векторів $\dot{\vec{E}}$ і $\dot{\vec{H}}$ усіх дискретних джерел електромагнітних хвиль в заданих точках спостереження поза розкритом антени. В математичному відношенні задача не викликає труднощів принципового характеру.

До теперішнього часу поля неперервних слабконаправлених випромінювачів невеликих електричних розмірів, які можуть бути елементами антенних решіток, в ближній та проміжній зонах досить добре вивчені. Особливості цих полів проявляються до відстані ближньої зони елементарного випромінювача антенної решітки

$$\frac{R_{02}}{\lambda} \leq \frac{l}{4\lambda} + \frac{l}{2\lambda} \sqrt{\frac{l}{\lambda}}. \quad (1)$$

Тут l – максимальний розмір випромінювача – елемента решітки.

Для дослідження ефектів ближньої зони (1) антенних решіток, обумовлених дискретним характером розташування випромінювачів, відстанями між ними, електричними розмірами і формою апертури, тобто в самому загальному випадку, необхідно передусім в фізико-математичній моделі антенної решітки виключити вплив типу випромінювача решітки на хвилі в її ближній зоні. Для цього використаємо фізичну модель у варіанті точкового ізотропного випромінювача. Так як його діаграма напрямленості ізотропна $\dot{F}_0(\theta, \varphi) = 1$, напрямлені амплітудні і фазові характеристики елементарного випромінювача решітки дійсно виключаються з розгляду. Поляризаційні характеристики випромінювання прийнятого точкового випромінювача також ізотропні.

Математичною моделлю такого випромінювача є сферична хвиля з амплітудами електричного і магнітного полів у вигляді

$$\dot{\vec{E}} = \frac{\dot{\vec{E}}_0}{R} e^{-ikR}; \quad \dot{\vec{H}} = \frac{\dot{\vec{H}}_0}{R} e^{-ikR}, \quad (2)$$

де $\dot{\vec{E}}_0$, $\dot{\vec{H}}_0$ – комплексні амплітуди електричних і магнітних полів в точці початку координат в середині випромінювача, R – відстань від випромінювача до точки спостереження зовні апертури антенної решітки в будь-якому напрямку, $k = 2\pi/\lambda$ – хвильове число.

Для подальшого аналізу необхідно врахувати векторну природу електромагнітних полів і хвиль. Прийемо, що точковий ізотропний випромінювач випромінює сферичну поперечну хвилю з лінійною горизонтальною поляризацією. Тоді поля в фазових центрах довільного випромінювача з координатами в розкритві x_{nm} , y_{nm} , які визначають амплітудно-фазовий розподіл джерел електромагнітних хвиль на розкритві антенної решітки $\dot{\vec{A}}_{nm}$, описуються співвідношенням

$$\begin{aligned} \dot{\vec{E}}_{nm} &= \vec{y}^0 \dot{\vec{E}}_{nm}(x_{nm}, y_{nm}) = \vec{y}^0 \dot{\vec{E}}_0 \dot{\vec{A}}_{nm}(x_{nm}, y_{nm}); \\ \dot{\vec{H}}_{nm} &= -\vec{x}^0 \dot{\vec{H}}_{nm}(x_{nm}, y_{nm}) = -\vec{x}^0 \dot{\vec{H}}_0 \dot{\vec{A}}_{nm}(x_{nm}, y_{nm}). \end{aligned} \quad (3)$$

Кожний точковий випромінювач поза розкритвом антени випромінює сферичну хвилю, яка в точці спостереження на відстані r_{nm} має комплексні амплітуди

$$\begin{aligned} \dot{\vec{E}}_{nm} &= \vec{y}^0 \dot{\vec{E}}_{onm} [\exp(-ikr_{nm})/r_{nm}]; \\ \dot{\vec{H}}_{nm} &= -\vec{x}^0 \dot{\vec{H}}_{onm} [\exp(-ikr_{nm})/r_{nm}]. \end{aligned} \quad (4)$$

Для аналізу просторового розподілу полів в дальній зоні антени звичайно використовується розв'язок зовнішньої задачі електродинаміки і представлення характеристик хвиль у сферичній системі координат. У випадку аналізу хвиль у ближній і проміжній зонах антен довільних електричних розмірів більш доцільно представляти амплітудні і фазові характеристики полів в декартових координатах. Наприклад, в багатьох практичних використаннях, особливо при обробці мікрохвилями тих чи інших продуктів, розміщених на стрічці конвеєра, яка рухається, необхідно знати амплітуди чи потужність електромагнітних хвиль і їх розподіл на площині або в деякому об'ємі [4].

Поперечні компоненти електромагнітної хвилі на довільній відстані від апертури антенної решітки дорівнюють

$$\begin{aligned}\dot{\vec{E}}_y &= \vec{y}^0 \sum_{n=-N}^N \sum_{m=-M}^M \frac{\dot{E}_{onm}}{r_{nm}} e^{-ikr_{nm}} \cos \alpha_{nm}; \\ \dot{\vec{H}}_x &= -\vec{x}^0 \sum_{n=-N}^N \sum_{m=-M}^M \frac{\dot{H}_{onm}}{r_{nm}} e^{-ikr_{nm}} \cos \alpha_{nm}.\end{aligned}\quad (5)$$

Тут множник $\cos \alpha_{nm}$ описує проекцію вектора $\dot{\vec{E}}$ або $\dot{\vec{H}}$ на вісь Oy декартової системи координат. Кут α_{nm} є кут між напрямком нормалі до n -го випромінювача і напрямком на точку спостереження з фазового центра того ж випромінювача. Кут α_{nm} визначається координатами випромінювача і точки спостереження співвідношенням

$$\operatorname{tg} \alpha_{nm} = \frac{x - x_{nm}}{Z}. \quad (6)$$

При розрахунках залежності електричних і магнітних полів від координати x множник $\cos \alpha_{nm}$ дорівнює одиниці, так як орієнтація вектора $\dot{\vec{E}}$ в випромінювачах решітки співпадає з відповідними проекціями $\dot{\vec{E}}_y$ і $\dot{\vec{H}}_x$ векторів $\dot{\vec{E}}$ і $\dot{\vec{H}}$.

В першому випадку вирішення задачі в сферичній системі координат відстань від довільного випромінювача решітки з координатами x_{nm} , y_{nm} до довільної точки спостереження з координатами R, θ, φ

$$r_{nm} = \sqrt{R^2 - 2x_{nm}R \sin \theta \cos \varphi - 2y_{nm} \sin \theta \sin \varphi + x_{nm}^2 + y_{nm}^2}. \quad (7)$$

У другому випадку декартові координати точок спостереження є x, y, z і відстань від довільного випромінювача дорівнює

$$r_{nm} = \sqrt{(x - x_{nm})^2 + (y - y_{nm})^2 + z^2}. \quad (8)$$

АНАЛІЗ РЕЗУЛЬТАТІВ РОЗРАХУНКІВ

Для верифікації визначення амплітуд і фаз електричних та магнітних полів в напрямку нормалі до розкриття розрахунки поперечних компонент проводилися додатково в сферичній і декартовій системах координат. Результати співпали в точності. Крім того, розрахунки просторових розподілів полів вздовж і поперек (5) порівнювалися з тими ж розрахунками для безперервних апертурних антен із тією ж формою розкриття та тими ж електричними розмірами. Розрахунки підтверджують отримані результати при малих $d \leq \lambda/2$ відстанях між випромінювачами.

З урахуванням потреб практики математичне забезпечення задачі розроблене для випадку опису координат точок спостереження в декартовій і сферичній системах координат. Прийнято, що вісь Oz збігається з напрямком зовнішньої нормалі до розкриття й осі Oz декартової і сферичної систем співпадають.

При зазначених вище припущеннях, що спрощують аналіз й зменшують кількість незалежних параметрів задачі, амплітуди векторів напруженості електричних і магнітних полів, нормовані відповідно на $\dot{\vec{E}}_0$ та $\dot{\vec{H}}_0$, тобто на їх значення в середині розкриття. Як виявилось в процесі розрахунків, при прийнятих вище допущеннях нормовані значення E - і H - полів збігаються між собою, тому далі представлені розрахунки тільки електричного поля.

Вивчення хвильових явищ у ближній зоні антенних решіток природно почати із з'ясування умов формування прожекторного променя при прийнятій формі апертури в залежності від числа випромінювачів, відстані між ними й електричних розмірів розкриття. Характерною ознакою прожекторного променя є поведінка амплітуд векторів напруженості електричного й магнітного полів в залежності від відстані від розкриття в напрямку нормалі до розкриття, що збігається в розглянутому випадку з напрямком головного максимуму діаграми напрямленості антени. Для вивчення й аналізу цієї залежності були проведені розрахунки для досить великої кількості варіантів антенних решіток - від гранично малих їх електричних розмірів $0,5\lambda \times 0,5\lambda$ і числа випромінювачів 2×2 ; до досить великих $200\lambda \times 200\lambda$.

Підкреслимо, що в математичному забезпеченні розв'язку задачі не накладається ніяких обмежень на всі можливі варіанти антенних решіток відносно їх електричних розмірів, форми розкриття й відстані між випромінювачами. Розрахунки показали, що найважливішим параметром, що визначає характер

просторового розподілу полів у ближній і проміжній зонах антенних решіток із заданими електричними розмірами й заданою формою розкрива, як і в дальній зоні, є відстань між випромінювачами. В результаті розгляду і аналізу для обмеження об'єму розрахунків вибрано три фіксовані варіанти d/λ , при яких діаграми напрямленості решіток відрізняються якісно. Перший варіант $d = 0,5\lambda$ відповідає класичному випадку фазованої антенної решітки із ширококутовим скануванням, коли діаграма напрямленості антенної решітки мало відрізняється від діаграми напрямленості безперервної антени з такими ж електричними розмірами й такою ж формою розкрива. Другий варіант відповідає випадку максимального значення коефіцієнта напрямленої дії антенної решітки. Як показано в [5], при малих електричних розмірах апертури (до 5 довжин хвиль) оптимальне значення d/λ близьке до 0,7. Для середніх і більших апертур $d/\lambda = 0,9$. Третій варіант відповідає мінімуму КНД антенної решітки через формування дифракційних максимумів у діаграмі напрямленості й у цих випадках $d \approx 1,1, \dots, 1,25$ довжини хвилі.

З точки зору фізики явищ із цих припущень випливає, що кожен елемент антени випромінює сферичну електромагнітну хвилю, у якій вектори напруженості електричного й магнітного полів синфазні, випромінювана антенною решіткою потужність активна, стоячі хвилі відсутні, реактивна потужність електромагнітних хвиль дорівнює нулю, фазові швидкості електричної й магнітної складових електромагнітної хвилі рівні одна одній й дорівнюють швидкості світла.

Насамперед дослідимо електромагнітні хвилі поблизу антенних решіток малих електричних розмірів. Такі решітки на практиці особливо потрібні в тих випадках, коли слабконаправлені антени служать датчиками електромагнітного поля в науковому й медичному приладобудуванні. Розрахунки показали, що у квадратній решітці з мінімальним можливим числом випромінювачів 2×2 елемента амплітуди електричного й магнітного полів у напрямку нормалі до розкрива рівномірно убувають і ознак формування прожекторного променя в ближній зоні не спостерігається при будь-якій відстані між випромінювачами. Підкреслимо, що такі ж явища характерні для полів в ближній зоні безперервних лінійних і апертурних антен із круглим розкритом малих електричних розмірів [1]. Найбільші амплітуди поля при збільшенні відстані z від антени мають місце при найменшій відстані d/λ між випромінювачами. При збільшенні відстані поздовжні градієнти амплітуди поля зменшуються. Відзначимо, однак, що поздовжні градієнти електромагнітного поля малоелементних антенних решіток менші в порівнянні з поздовжніми градієнтами поля безперервних апертурних антен з тими ж електричними розмірами розкрива [1].

При збільшенні числа випромінювачів до 4×4 елементів залежність амплітуди поля від відстані до розкрива антенної решітки приймає осцилюючий характер. На Рис.1 представлені залежності від відстані z/λ амплітуди електричного поля, нормованої до її значення E_0 на початку координат, розраховані для трьох значень відстані між випромінювачами: $d = 0,5\lambda$ для випадку фазованої антенної решітки з ширококутовим скануванням, при $d = 0,83\lambda$ - для нефазованої решітки з максимальним КНД і $d = 1,14\lambda$ для нефазованої антенної решітки з мінімальним значенням КНД. З результатів розрахунків видно, що перша ознака формування прожекторного променя – осцилюючий характер залежності амплітуди поля від відстані z/λ спостерігається вже в цьому випадку, однак головної ознаки – малої зміни амплітуди поля в міру віддалення точки спостереження від антени – в такій антенній решітці не спостерігається, амплітуда поля убуває, а збільшення відстані між випромінювачами приводить тільки до зменшення поздовжнього градієнта амплітуди електромагнітної хвилі. При $d = 0,5\lambda$ розподіл поля в ближній зоні антенної решітки близький до розподілу поля поблизу безперервної апертурної антени з такою ж конфігурацією й електричними розмірами розкрива [1].

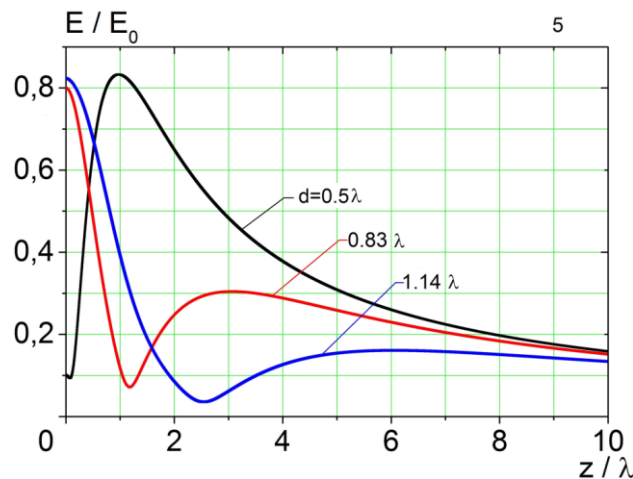


Рис. 1. Залежність амплітуди електричного поля квадратної решітки 4×4 ізотропних випромінювачів від відстані z/λ в напрямку нормалі до розкриття.

Fig. 1. Dependence of the amplitude of the electric field of a square array of 4×4 isotropic emitters on the distance in the direction of the normal to the openings

Подальше збільшення розмірів розкриття до 10-20 довжин хвиль приводить до формування прожекторного променя в ближній зоні й у розріджених антенних решітках.

Відсутність прожекторного променя в ближній зоні антенних решіток малих електричних розмірів, як і в антенах оптичного й акустичного типів з безперервним розкриттям, пояснюється зсувом фаз хвиль, які приходять у точку спостереження в ближній зоні антенної решітки від кожного випромінювача. Незавжди бачити, що при розмірах розкриття антени, які не перевищують однієї довжини хвилі, при будь-яких відстанях до точки спостереження на антені укладається одна зона Френеля або її частина. Тому сумарна амплітуда поля в напрямку нормалі до розкриття в міру віддалення точки спостереження убыває рівномірно. При збільшенні розмірів розкриття антени для точок спостереження в ближній зоні на антені формуються зони Френеля другого й наступних номерів, тому залежність сумарної амплітуди хвиль від відстані приймає осцилюючий характер.

При подальшому збільшенні розмірів розкриття й числа випромінювачів у решітці відзначені вище особливості просторового розподілу поля зберігаються. Так, для решітки з розмірами розкриття 5×5 довжин хвиль при $d = 0,5\lambda$ прожекторний промінь сформований як і у безперервній антені, а його протяжність збільшилася до 6 значень ширини розкриття. При більших же відстанях між випромінювачами в напрямку нормалі до розкриття прожекторний промінь не формується й зберігається убываючий характер залежності амплітуди й потужності поля від відстані z/λ .

Розглянемо далі докладно структуру прожекторного променя й поведінку електромагнітної хвилі в ближній зоні еквідистантної плоскої антенної решітки з розкриттям квадратної форми середніх і великих електричних розмірів.

Для вивчення умов збудження прожекторного променя, динаміки його змін й формування розподілу поля у всьому просторі спостереження, поведінки хвиль і змін їх амплітудних і фазових характеристик у процесі поширення й у результаті інтерференції випромінювання всіх елементарних випромінювачів у кожній точці спостереження в ближній зоні антени проведені розрахунки залежності амплітуди вектора напруженості електричного поля від поздовжньої координати точок спостереження z у напрямку зовнішньої нормалі до розкриття, а також залежності амплітуди й фази цього поля від поперечної координати x на різних відстанях від розкриття решітки. Для повноти аналізу розрахунки проведені для решіток з розмірами від 5×5 довжин хвиль до 200×200 довжин хвиль при трьох, відзначених вище, варіантах відстані між випромінювачами $0,5\lambda$; $0,9\lambda$; та $1,1\lambda$. Максимальне число випромінювачів при $d = 0,5\lambda$ в першому випадку для решітки з розмірами $5\lambda \times 5\lambda$ рівне 101 випромінювач. В останньому випадку решітки $200\lambda \times 200\lambda$ це число рівне 160 801 випромінювач. Відстані від розкриття решітки до площини спостереження вибиралися кратними приблизно чверті розміру сторони розкриття. Розрахунки були проведені для розкриттів 5×5 ; 10×10 ; 25×25 ; 50×50 ; 100×100 і 200×200 довжин хвиль.

На Рис. 2-4 представлені типові результати розрахунків розподілу в просторі в ближній і проміжній зонах спостереження відносної амплітуди й фази вектора напруженості електричного поля у випадку еквідистантної решітки ізотропних випромінювачів. Розміри апертури решітки близькі до 100×100 довжин хвиль. Відстань між випромінювачами змінювалася в широких межах. На рисунках представлені

розрахунки для класичного варіанта відстані $d = 0,5$ довжини хвилі й для двох варіантів $d = 0,9$ і $1,1$ довжини хвилі, коли КНД решітки при заданому числі випромінювачів має глобальний максимум і глобальний мінімум відповідно.

З Рис.2 видно, що у випадку однорідної квадратної антенної решітки з відстанню між випромінювачами не більше половини довжини хвилі картина просторового розподілу амплітуди й фази електричних і магнітних полів, віднесених до їх значення в середині розкрива (для амплітуди) або до значення на осі Oz (для фази) якісно така ж, як і для однорідної безперервної апертури [1]. Однак, якщо у випадку антен з безперервною апертурою амплітуда поля в прожекторному промені близька до амплітуди поля в середині розкрива (незалежно від його електричних розмірів), то у випадку антенних решіток таких же розмірів вона суттєво менша. Число осциляцій амплітуди поля поблизу розкрива антенної решітки таке ж, як і у випадку безперервної апертурної антени й визначається електричними розмірами апертури. Розмах осциляцій у межах відстаней, не перевищуючих розмір розкрива (Рис. 2b) $\Delta E/E_{сер}$, не перевищує 0,25. Підкреслимо, що навіть у цьому випадку поздовжні градієнти поля значно менші, ніж у випадку безперервних і дискретних антен із круглим розкривом [1]. Глобальний максимум амплітуди поля, який досягається в результаті інтерференції електромагнітних хвиль від усіх елементарних випромінювачів решітки на відстані від середини розкрива 34 електричних розмірів сторони розкрива, не перевищує $0,72E_0$. Глобальний мінімум амплітуди поля не нижче $0,24E_0$ й має місце на відстані 15 розмірів сторони розкрива. Протяжність області осциляцій визначимо як відстань від середини розкрива антенної решітки до точки в напрямку осі Oz , найбільш віддаленої від антени, у якій амплітуда поля дорівнює амплітуді поля в середині розкрива. З Рис. 2а видно, що для розглянутого випадку $L = 100\lambda$ ця відстань дорівнює 9500 довжин хвиль, тобто майже відстані половини відстані дальньої зони $R = L^2/\lambda$. Просторовий розподіл відносної амплітуди електричних і магнітних полів у поперечних площинах, паралельних площині розкрива, на різних відстанях від антени при $d \leq \lambda/2$, як видно з Рис. 2 с, d, e, f, також мало відрізняється від розподілів амплітуд полів у ближній і проміжній зонах безперервних апертурних антен із квадратним розкривом [1]. На Рис. 2 с – f і g – j на осях x/λ відзначені розміри розкрива. У результаті такого подання розрахунків у декартових координатах видно, що в напрямку головного максимуму діаграми напрямленості у межах переднього півпростору в ближній зоні досліджуваної антени утворюється хвильова трубка з поперечними розмірами, близькими до розмірів випромінюючої апертури. У межах цієї трубки довжиною до L^2/λ амплітуда поля осцилює, але в середньому приблизно дорівнює значенню $0,4E_0$. Розрахункове середнє значення амплітуди електричного поля $E \approx 0,4E_0$ виявилось однаковим для всіх варіантів апертурних антенних решіток з розмірами L , що змінюються від 5 до 200 довжин хвиль при $d = 0,5\lambda$.

З Рис. 2 g – j, на яких представлені різниці фаз електричного поля в різних поперечних перетинах хвильової трубки, також видно, що в межах тієї ж хвильової трубки в поперечних перетинах фаза поля в середньому постійна. Осциляції й амплітуди, і фази поля мають меншу амплітуду й менший період поблизу осі трубки й збільшуються до її країв. Поза хвильовою трубкою амплітуда поля швидко зменшується й загасає зі слабкими осциляціями, а фаза змінюється в межах $0 \div 360^\circ$.

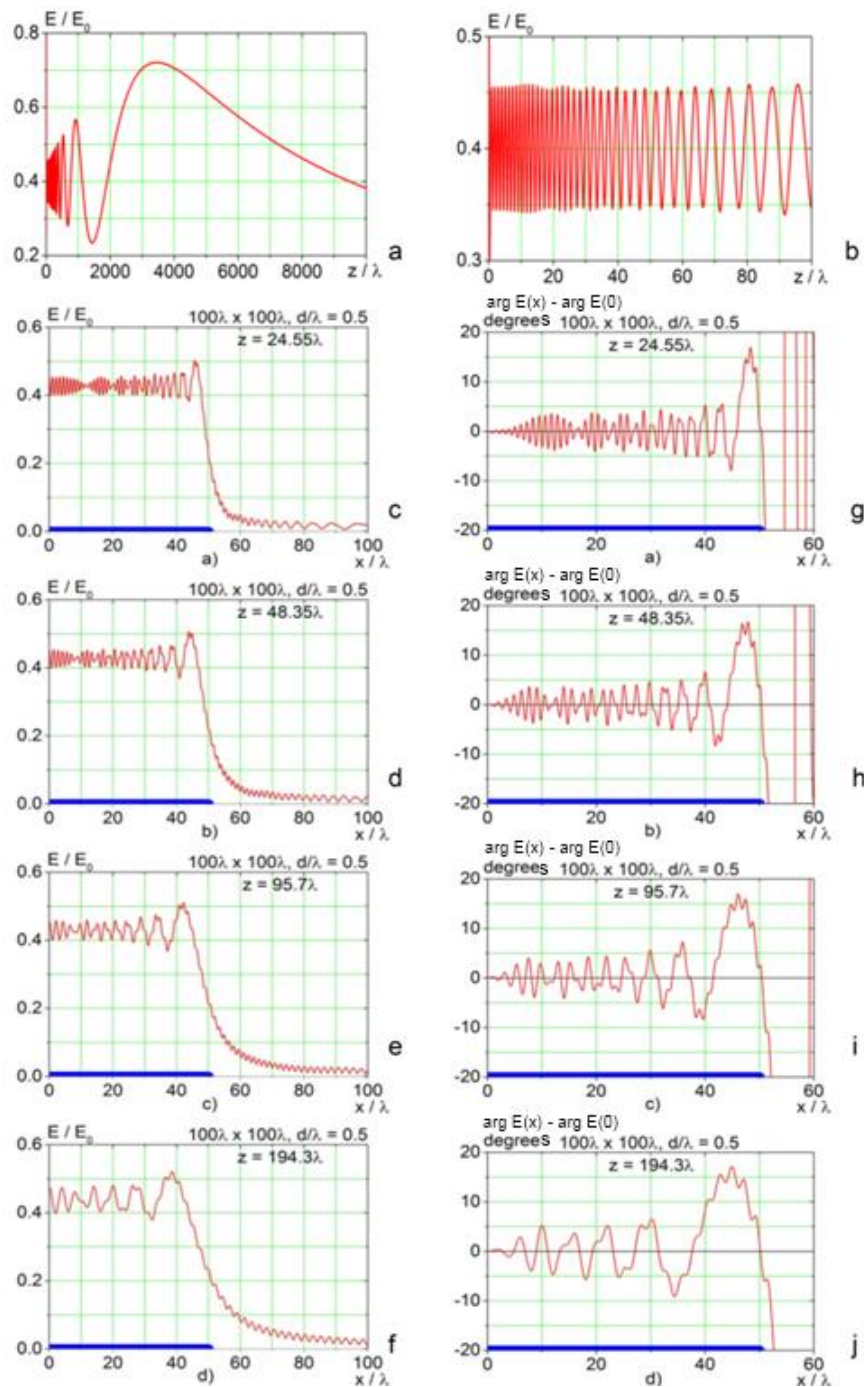


Рис. 2 – Залежність амплітуди й фази електричного поля квадратної решітки розміром $100\lambda \times 100\lambda$ від відстані при $d=0,5\lambda$: а – до відстані половини відстані дальньої зони у напрямку нормалі до розкриття; б – до відстані, рівній розміру розкриття; с-ф – залежність амплітуди поля від поперечної координати x/λ на відстанях $1/4$ розкриття (с); $1/2$ розкриття (д); одного розкриття (е); двох розкриттів (ф); г – залежність фази поля від поперечної координати x/λ при тих же відстанях.

Fig. 2. Dependence of the amplitude and phase of the electric field of a square array of size $100\lambda \times 100\lambda$ on the distance at $d=0.5\lambda$: а – to a distance of half the distance of the far zone in the direction normal to the opening; б – to a distance equal to the opening size; с-ф - dependence of the field amplitude on the transverse coordinate x/λ at distances of $1/4$ of the opening (с); $1/2$ opening (д); one opening (е); two opening (ф); г – dependence of the field phase on the transverse coordinate x/λ at the same distances

Таким чином, у ближній зоні апертурних антенних решіток з розкритвом квадратної форми з відстанями між випромінювачами, які не перевищують половину довжини хвилі, як і в безперервних апертурних антенах з таким же розкритвом, утворюється хвильова трубка, у якій середні амплітуди й фази

хвилі, що біжить, постійні в процесі поширення. Ця хвильова трубка звичайно називається прожекторним променем і хвиля в прожекторному промені являє собою слабо неоднорідну локально плоску електромагнітну хвилю, що біжить.

При збільшенні відстані між випромінювачами більше $0,5\lambda$ картина розподілу електромагнітного поля в просторі в ближній і проміжній зонах змінюється якісно. На Рис. 3 а – j представлені розрахунки амплітуди й фази електричного поля для антенної решітки із квадратним розкритом з розмірами 100×100 довжин хвиль і відстанню між випромінювачами $d = 0,9$ довжини хвилі. Видно з рисунка, що загалом картина просторового розподілу поля схожа на попередню: в напрямку нормалі до розкриття амплітуда поля змінюється по осцилюючій закономірності (Рис. 3а) і хвильова трубка (прожекторний промінь) також утворюється (Рис. 3 с - j). Однак з'явилися й істотні відмінності. Насамперед, змінився характер поведінки поля безпосередньо поблизу розкриття антенної решітки (Рис. 3b): середня амплітуда поля у всьому прожекторному промені зменшилось від $0,4E_0$ до $0,125E_0$; поздовжні градієнти поля $\Delta E/E_{\text{сеп}}$ на відстанях, менших $0,1L$, збільшилися до 1.6, а на відстанях більших L/λ , зменшилися до 0,05; глобальний максимум амплітуди поля поменшав до $0,225E_0$, а глобальний мінімум – до $0,075E_0$; збільшилися також і поперечні градієнти амплітуди й фази поля (Рис. 3 с - j).

При подальшому збільшенні відстані між випромінювачами ці ефекти підсилюються аж до появи нових якісних явищ. На Рис. 4 наведені розрахунки просторового розподілу амплітуди й фази електричного поля в ближній і проміжній зонах розрідженої квадратної антенної решітки з тим же розкритом 100×100 довжин хвиль при відстані між випромінювачами, рівній $1,1$ довжини хвилі. Нагадаємо, що в такій решітці значно зменшується коефіцієнт підсилення через появу в діаграмі напрямленості дифракційних пелюсток першого порядку в напрямках, близьких до $\pm 90^\circ$.

На Рис. 4 а,b видний новий прояв у формуванні прожекторного променя в ближній і проміжній зонах розріджених антенних решіток – двокаскадний розподіл амплітуди ближнього поля. Дійсно, з Рис. 4 видно, що на відстані, меншій $0,25L$, досліджувана антена в самій ближній зоні формує локальний прожекторний промінь із середньою амплітудою $E_{\text{сеп}} = 0,08E_0$ й протяжністю до $R_1 = 0,25L$. Далі зі збільшенням відстані z/λ всього на $0,1L$ амплітуда поля швидко зменшується по слабоосцилюючій залежності й на більших відстанях формується другий каскад прожекторного променя довжиною аж до відстані половини відстані дальньої зони. Характерно, що сумарна довжина області прожекторного променя така ж, як і в проаналізованих вище випадках $d = 0,5$ і $0,9$ довжини хвилі. Отже, протяжність області прожекторного променя, у якому середня амплітуда електричних і магнітних полів змінюється незначно, визначається електричними розмірами антенної решітки й не залежить від відстані між випромінювачами. Цей висновок підтверджують і розрахунки полів у ближній зоні антенних решіток інших зазначених вище електричних розмірів.

Другу якісну відмінність хвильових процесів в ближній зоні розріджених антенних решіток видно з Рис. 4 с – f. Це явище збільшення поперечних градієнтів амплітуди і фази електромагнітного поля в прожекторному промені безпосередньо біля апертури антенної решітки. З рисунка 4с видно, що значно збільшилась не тільки кількість осциляцій, але і їх розмах. В мінімумах амплітуда вектора $\vec{E}$ майже досягає нуля. Протяжність області великих осциляцій поля досягає половини розміру апертури. Таким чином, у випадку необхідності використання електромагнітних полів на малих відстанях від антени (наприклад, для безконтактної передачі електричної енергії мікрохвильовим променем) розріджені антенні решітки використовувати недоцільно.

Третю якісну відмінність, що не має аналога у випадку безперервних апертурних антен – особливість хвильових процесів у ближній зоні розріджених антенних решіток – видно з Рис. 4d – поява локальних сплесків амплітуди електричного й магнітного полів поза прожекторним променем. З Рис. 4 видно, що цей сплеск амплітуди поля локалізується на межі першого й другого каскаду прожекторного променя розрідженої антенної решітки й амплітуда його досягає $0,25E_0$, тобто в чотири рази менша середньої амплітуди поля поблизу розкриття антени й приблизно в три рази більша середньої амплітуди поля в другому каскаді прожекторного променя розрідженої антенної решітки.

З результатів розрахунків видно також, що відстань між випромінювачами не впливає на ширину області прожекторного променя. Цей висновок справедливий і для розріджених антенних решіток.

Відзначимо, що розроблене математичне забезпечення дозволяє розраховувати просторовий розподіл електричного й магнітного полів на кінцевих відстанях від плоских однорідних і неоднорідних антенних решіток реальних слабконаправлених випромінювачів у декартових і сферичних системах координат.

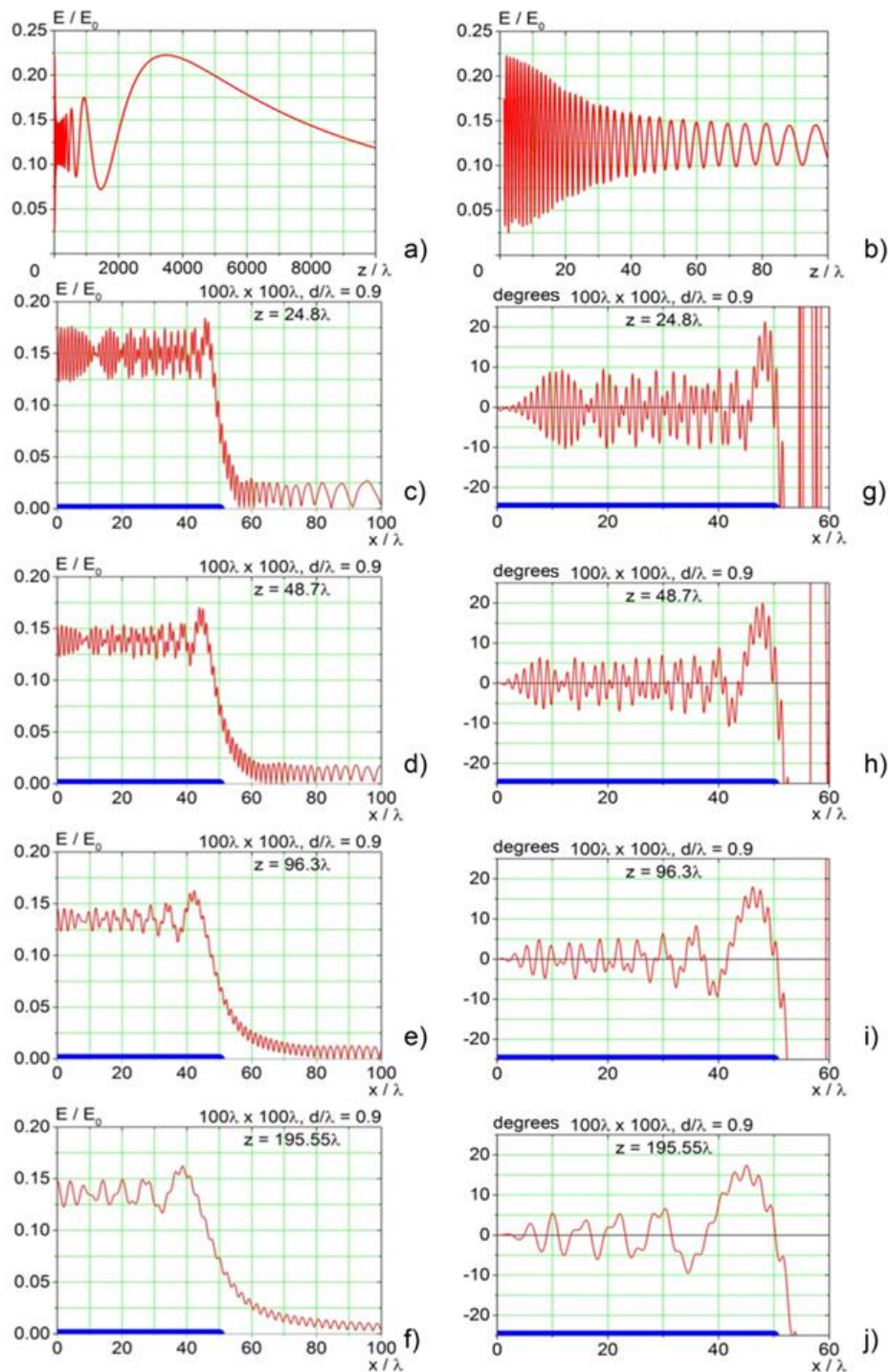


Рис. 3. Залежність амплітуди й фази електричного поля квадратної решітки розміром $100\lambda \times 100\lambda$ від відстані при $d=0,9\lambda$: а – до відстані половини відстані дальньої зони у напрямку нормалі до розкриття ; у напрямку нормалі до відстані половини відстані дальньої зони; б – до відстані, рівній розміру розкриття; с-ф - залежність амплітуди поля від поперечної координати x/λ на відстанях $1/4$ розкриття (с); $1/2$ розкриття (д); одного розкриття (е); двох розкриттів (ф); г – ж – залежність фази поля від поперечної координати x/λ при тих же відстанях

Fig. 3. Dependence of the amplitude and phase of the electric field of a square array of size $100\lambda \times 100\lambda$ on the distance at $d=0.9\lambda$: а – to a distance of half the distance of the far zone in the direction normal to the opening; in the direction of the normal to a distance of half the distance of the far zone; б – to a distance equal to the opening size; с-ф - dependence of the field amplitude on the transverse coordinate x/λ at distances of $1/4$ of the opening (с); $1/2$ opening (д); one opening (е); two opening (ф); г – ж is the dependence of the field phase on the transverse coordinate x/λ at the same distances

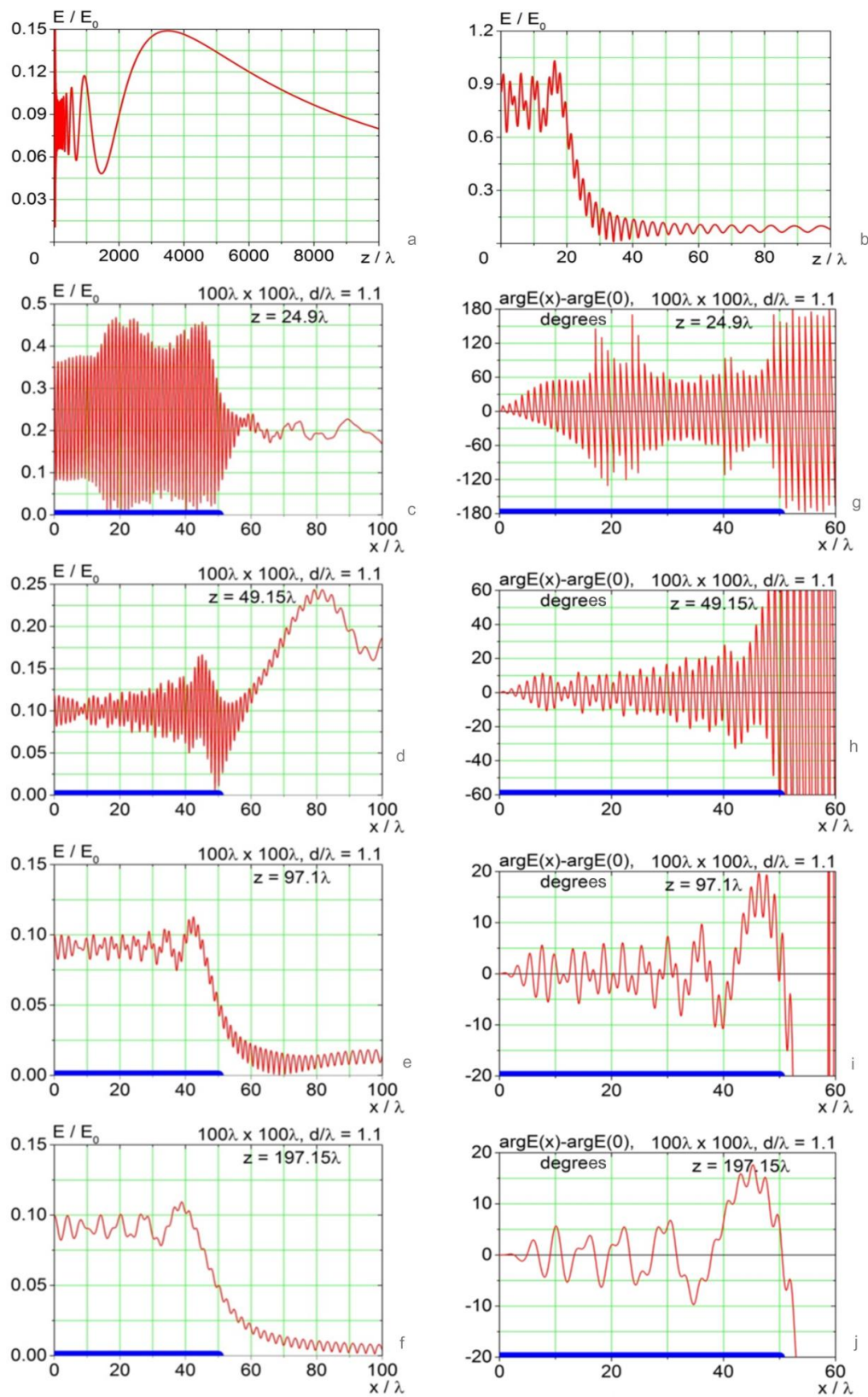


Рис. 4. Залежність амплітуди і фази електричного поля квадратної решітки розміром $100\lambda \times 100\lambda$ від відстані при $d=1,1\lambda$

Fig. 4. Dependence of the amplitude and phase of the electric field of a square array of size $100\lambda \times 100\lambda$ on the distance at $d=1,1\lambda$

ВИСНОВКИ

1. На підставі розв'язку зовнішньої векторної задачі електродинаміки про випромінювання антенних решіток слабконаправлених випромінювачів в ближній, проміжній і дальній зонах розроблене математичне забезпечення розрахунків просторового розподілу електричних і магнітних полів на кінцевій відстані від апертурних антенних решіток. На електричні розміри розкрива, число випромінювачів і відстань між ними не накладається ніяких обмежень. Показано, що у випадку однорідних решіток з розкритом квадратної форми прожекторний промінь формується при розмірах розкрива, більших $1,5 \div 2$ довжини хвилі. Прожекторний промінь являє собою слабо неоднорідну локально плоску електромагнітну хвилю, середня амплітуда якої не змінюється в процесі поширення до відстані половини відстані дальньої зони, тобто до $R = L^2/\lambda$.

2. Показано, що просторовий розподіл полів у ближній і проміжній зонах спостереження антенних решіток суттєво залежить від відстані між випромінювачами. При відстанях, менших або рівних половині довжини робочої хвилі, розподіл поля такий же, як і поблизу безперервних апертурних антен. При збільшенні відстані між випромінювачами зростають осциляції амплітуди й фази електричних і магнітних полів у прожекторному промені.

3. При збільшенні відстані між випромінювачами більше однієї довжини хвилі, коли в діаграмі напрямленості антенної решітки крім головної пелюстки формуються дифракційні пелюстки, у розподілі поля поблизу розкрива дискретної антени з'являються аномалії, що не мають аналогів у безперервних апертурних антенах:

- прожекторний промінь формується у вигляді двох каскадів; перший безпосередньо поблизу розкрива решітки великої амплітуди й довжиною до 0,2 розміру сторони розкрива; другий значно меншої амплітуди довжиною до половини відстані дальньої зони;

- безпосередньо біля антени і на відстанях до половини розміру її апертури спостерігається збільшення і кількості, і величини осциляцій амплітуди поля, причому в мінімумах амплітуда поля майже досягає нуля;

- поза прожекторним променем формуються локальні області зі збільшеною амплітудою хвилі, розташовані на відстані близько половини розміру розкрива й зміщені від осі прожекторного променя на 0,8 розміру розкрива, в яких амплітуда поля в чотири рази менша амплітуди поля в середині розкрива й приблизно в 3 рази більша середньої амплітуди поля в другому каскаді прожекторного променя.

4. Протяжність і ширина області прожекторного променя визначається електричними розмірами розкрива антени і не залежить від відстані між випромінювачами.

КОНФЛІКТ ІНТЕРЕСІВ

Автори повідомляють про відсутність конфлікту інтересів.

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Овсяннікова О. Є. Електромагнітні поля в ближній зоні апертурних антен. Дис... кандидата фізико-математичних наук. Харківськ. нац. ун-ту імені В.Н. Каразіна. 2019. -183 с.
2. Gorobets N. N., Ovsyannikova E. E. Electromagnetic fields and waves near aperture antennas of large electrical sizes // Telecommunications and Radio Engineering. 2016. Vol. 75. Issue 12. P. 1041-1050. DOI: [10.1615/TelecomRadEng.v75.i12.10](https://doi.org/10.1615/TelecomRadEng.v75.i12.10)
3. WEIMIN WANG, HUAQIANG GAO, YONGLE WU, YUANAN LIU. Impact on focal parameters for near-field-focused aperture antennas. Journal of Numerical Modelling. 2018; e2510. DOI:<https://doi.org/10.1002/jnm.2510>
4. Овсяніков В. В., Горобець М. М., Герасимов В. В. Дослідження точності визначення якості речовин радіохвильовими методами. Radio Physics and Radio Astronomy. Vol. 28, No.3, 2023. pp. 234 – 242 DOI:<https://doi.org/10.15407/rpra28.03.234>
5. Горобець М. М., Булгакова Г.О. Характеристики напрямленості розріджених антенних решіток. // Вісник Харківськ. нац. ун-ту імені В.Н. Каразіна. №834, Серія «Радіофізика та електроніка», 2008, Вип.13, с.89-94

REFERENCES

1. Ovsyannikova O. E. Electromagnetic fields in the near zone of aperture antennas. Dis.... candidate of physical and mathematical sciences. Kharkiv: V. N. Karazin Kharkiv National University. 2019. -183 p.
2. Gorobets N. N., Ovsyannikova E. E. Electromagnetic fields and waves near aperture antennas of large electrical sizes // Telecommunications and Radio Engineering. 2016. Vol. 75. Issue 12. P. 1041-1050. DOI: [10.1615/TelecomRadEng.v75.i12.10](https://doi.org/10.1615/TelecomRadEng.v75.i12.10)

3. WEIMIN WANG, HUAQIANG GAO, YONGLE WU, YUANAN LIU. Impact on focal parameters for near-field-focused aperture antennas. Journal of Numerical Modelling. 2018; e2510. <https://doi.org/10.1002/jnm.2510>
4. Ovsyanikov V. V., Gorobets M. M., Gerasimov V. V. Investigation of the accuracy of the measurement of speech bones using radio-frequency methods. Radio Physics and Radio Astronomy. Vol. 28, No.3, 2023. pp. 234 – 242 DOI:<https://doi.org/10.15407/rpra28.03.234>
5. Gorobets M. M., Bulgakova G. O. Characteristics of directivity of sparse antenna arrays. // Bulletin of Kharkiv V. N. Karazin Kharkiv National University. No. 834, Series “Radiophysics and Electronics”, 2008, V.13, p.89-94

Стаття надійшла до редакції: 25 жовтня 2024 р.
Рекомендовано до друку: 03 грудня 2024 р.

ELECTROMAGNETIC WAVES IN THE NEAR ZONE OF APERTURE ANTENNA GRIDS WITH A SQUARE-FORM OPENING

M.M. Horobets, A.S. Lebedev, O.M. Horobets

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

Relevance. The paper investigates wave phenomena in the near and intermediate zones of aperture equidistant flat antenna arrays with a square aperture with arbitrary electrical dimensions of the aperture and distances between the radiators.

Purpose - theoretical study of the behavior of the amplitude and phase of electromagnetic waves in the near and intermediate zones of aperture discrete antennas.

Materials and methods. The problem is solved by the method of superposition in electrodynamics. In the developed mathematical support, no restrictions are imposed on the shape of the opening, the geometric and electrical dimensions of the antenna, the amplitude and phase distributions of the field sources in the opening.

Results. It is shown that at distances between emitters not greater than half the working wavelength, the spatial distribution of the field in the near zone of aperture antenna arrays is close to the field distribution in the near zone of continuous aperture antennas of the optical and acoustic type. Aperture sizes that do not exceed two wavelengths, field amplitudes in the near observation zone is decrease uniformly as the distance increased. At medium ($L \approx 5 \div 10$ wavelengths) and large electrical dimensions of the opening in the near zone of the antenna, a spotlight beam is formed, which is a weakly inhomogeneous locally plane traveling wave, the average amplitude of which during propagation is constant up to a distance equal to half the distance of the far zone, i.e. to L^2/λ .

When the distance between the emitters is increased by more than one wavelength, the spatial distribution of the field takes on a cascade shape. In the first cascade with a length of up to 0.25 of the opening size, the average field amplitude is close to 0.8 of the field amplitude in the middle of the opening. The second cascade with an average field amplitude of about 0.08 is formed at distances from 0.3L to half the distance of the far zone. In sparsed antenna arrays, local bursts of field amplitude up to 0.25 are formed in the near zone outside the spotlight beam. They are located at one distance of the size of the opening and are offset from the axis of the spotlight beam by 0.8 of the size of the opening L.

Conclusions. The spatial distribution of electromagnetic fields near aperture antenna arrays of small electrical dimensions, which is typical for electric or magnetic field sensors in radio measuring equipment, is characterized by uniformly decreasing amplitudes of electric and magnetic fields in both the longitudinal and transverse directions. With large aperture sizes, which is typical for highly directional antennas, this distribution is characterized by the formation of a spotlight beam, which is a weakly inhomogeneous locally plane wave, the average amplitude of which during propagation is constant up to a distance equal to half the distance of the far zone. At distances between emitters greater than one wavelength, the spotlight beam has a cascade shape.

KEY WORDS: electromagnetic fields and waves, antenna arrays, near zone, spotlight beam.

The article was received by the editors: October 25 2024

The article is recommended for printing: December 03 2024

Оригінальна стаття

<https://doi.org/10.26565/2311-0872-2024-41-05>

УДК 537.876.23:537.877

М. М. ДУБІНІН, Ph.D., доц.

e-mail: mykola.dubinin@karazin.ua ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0002-7723-9592>

В. О. МАСЛОВ, д. ф.-м. наук, проф.

e-mail: v.a.maslov@karazin.ua ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0001-7743-7006>

К. І. МУНТЯН, н.с.

e-mail: k.i.muntean@karazin.ua ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0001-6479-3511>

Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна,

м. Свободи, 4, м. Харків, 61022, Україна

ВИЗНАЧЕННЯ ПОЛОЖЕННЯ ПЕРЕТЯЖКИ ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА

Актуальність. Розглядається інтерферометричний метод виміру положення перетяжки пучка лазерного випромінювання, яке визначає початок системи координат просторових параметрів пучка. Інформація про місцезнаходження перетяжки пучка відіграє важливу роль у лазерній балістичній гравіметрії, лазерній інтерферометрії довжин, оптичній метрології та прецизійній лазерній бариметрії.

Мета роботи. Підвищення точності місцезнаходження перетяжки при одночасному зниженні трудомісткості процесу вимірювання.

Матеріали та методи. Запропоновано метод, що реалізує залежність кривизни хвильового фронту пучка від відстані до перетяжки. Вихідний лазерний пучок розщеплюється інтерферометром зсуву на опорний та інформаційний пучки, що утворюють у відбитому світлі нелокалізоване в просторі інтерференційне поле. Період інтерференційних смуг, що спостерігаються в будь-якому перерізі інтерференційного поля, несе інформацію про місцезнаходження перетяжки вихідного лазерного пучка щодо цього перерізу. Відстань від перетяжки до площини реєстрації періоду інтерференційної картини обчислюється за формулами гаусової оптики.

Результати. Розроблено інтерферометричний метод визначення місця розташування перетяжки лазерного пучка, який реалізує відомий взаємозв'язок між кривизною хвильового фронту в якомусь поперечному перерізі пучка випромінювання та відстанню від цього перерізу до перетяжки пучка. Проведені дослідження підтвердили працездатність інтерферометричного методу визначення місця розташування перетяжки пучка лазерного випромінювання, а отримані результати дозволяють рекомендувати цей метод як найточніший з відомих на даний момент.

Висновки. Дослідження вимірювальних пристроїв показали, що для лазера ЛГ-56 з кутом розбіжності близько 10' обидва методи забезпечують збіжність результатів із точністю приблизно 2%. Однак зі зменшенням кута розбіжності, а саме при зміні розташування перетяжки, точність збігу результатів погіршується. Метод перерізів, рекомендований стандартом ISO 11146-1, доцільно використовувати для визначення місця розташування перетяжки пучків із кутами розбіжності понад 30", хоча похибка при цьому становить близько 10%. Обмеження цього методу пояснюються збільшенням похибки у визначенні перетяжки. Інтерференційний метод є ефективним для визначення перетяжок пучків із кутами розбіжності понад 5', забезпечуючи похибку не більше 5%.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: лазер, гаусовий пучок, розташування перетяжки, кривизна хвильового фронту, інтерферометр зсуву, двопроменева інтерференція, період інтерференційної картини

Як цитувати: Дубінін ММ, Маслов ВО, Мунтян КІ. Визначення положення перетяжки лазерного пучка. Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка». 2024;41:50-60. <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2024-41-05>

In cites: Dubinin MM, Maslov VA, Muntean KI. Determination of the laser beam waist. Visnyk of V.N. Karazin Kharkiv National University, series "Radio Physics and Electronics". 2024;41:50-60. (In Ukrainian). <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2024-41-05>

ВСТУП

Визначення просторових параметрів пучка лазерного випромінювання має фундаментальне значення в таких практичних застосуваннях: лазерна обробка матеріалів [1], зокрема лазерне зварювання [2] і різання [3], аерокосмічна та автомобільна промисловість, лазерно-порошкова металургія [4], лазерна терапія в медицині [5], оптична метрологія [6], розробка рефракційної [7], дифракційної [8] та відбивальної [9] оптики, просторові модулятори світла [10], акустооптичні дефлектори [11], оптичні фазовані решітки

© Dubinin MM, Maslov VA, Muntean KI., 2024

Open access. This article is licensed under a Creative Commons Attribution 4.0 <https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>

[12] та інші оптичні компоненти [13], узгодження власних мод оптичних приладів [14], ефективне введення лазерного випромінювання у волоконні системи [15], прецизійне лазерне трасування [16] тощо.

Для опису процесу поширення випромінювання, як у різних оптичних системах, так і у вільному просторі, нині широко використовується гаусова модель лазерного пучка. Попри те, що ця модель не задовольняє рівнянням Максвелла, вона забезпечує прийнятну точність інженерних розрахунків для більшості типових оптичних систем і задовільну відповідність результатам експериментів. Найпростіша гаусова модель описує просторові характеристики стигматичного лазерного пучка, що має циліндричну симетрію. Місце розташування перетяжки лазерного пучка відіграє фундаментальну роль у гаусовій моделі, оскільки визначає початок системи координат, яку необхідно встановлювати з максимально можливою точністю. З принципової точки зору алгоритм визначення місця розташування перетяжки є повністю зрозумілим. Спершу, з урахуванням довжини лазерного резонатора та радіусів кривизни його дзеркал, необхідно обчислити просторові параметри пучка випромінювання, зокрема місце розташування перетяжки всередині резонатора, слідуючи класичній статті Когельника та Лі [17]. Далі послідовно обчислюють зміну місця розташування перетяжки пучка після проходження кожного елемента оптичної системи, використовуючи формулу тонкої лінзи та враховуючи товщину й коефіцієнт заломлення як фокусувальних, так і нефокусувальних оптичних елементів. Цей теоретично зрозумілий підхід на практиці виявляється малоприматним, оскільки пов'язаний із великими обсягами обчислень і з низки причин не забезпечує високої точності результатів. Тому фахівці з лазерної техніки віддають перевагу експериментальному визначенню місця розташування перетяжки.

На сьогоднішній день розроблено низку експериментальних методів визначення місця розташування перетяжки [18–36] для джерел лазерного випромінювання з різними просторовими, часовими, потужностними та спектральними характеристиками. Сам факт існування великої кількості таких методів свідчить про те, що всі вони є недостатньо задовільними через брак універсальності або відносно низьку точність результатів вимірювань.

Чинний міжнародний стандарт ISO 11146-1/2/3:2021 [37–39] рекомендує визначати місце розташування перетяжки шляхом вимірювання ширини пучка щонайменше в 10 різних перерізах, розташованих уздовж оптичної осі по обидві сторони від перетяжки. При цьому вимірювання розподілу щільності випромінювання в кожному перерізі повторюють не менш ніж п'ять разів. Отримані результати апроксимують гіперболічною залежністю, а вершина гіперболи вказує на місце розташування перетяжки. Однак такий метод зазвичай рідко реалізується, оскільки на практиці перетяжка часто недоступна для прямих вимірювань або фізично не існує. У такому випадку стандарт рекомендує сформулювати штучну перетяжку за допомогою безабераційного фокусувального елемента, провести згадану процедуру вимірювань і обчислити місце розташування штучної перетяжки. Далі, виходячи з параметрів фокусувального елемента та відстаней від його головних площин до штучної й початкової перетяжок, необхідно обчислити місце розташування початкової перетяжки відповідно до [17].

Стандарт ISO 11146 передбачає використання ПЗЗ-камери для вимірювання ширини пучка, яка визначається шляхом обчислення перших і других моментів розподілу щільності потужності випромінювання за формулами, наведеними у стандарті.

У разі недоступності ПЗЗ-камери або неможливості її використання з будь-якої причини стандарт передбачає такі альтернативні методи вимірювання ширини пучка:

- метод регульованої діафрагми;
- метод ножа Фуко;
- метод рухомої щілини.

Ці методи застосовують для широких пучків випромінювання, високої потужності пучків або у випадках, коли відсутні ПЗЗ-камери, що відповідають потрібному спектральному діапазону.

Таким чином, усі відомі методи визначення місця розташування перетяжки, за винятком дифракційних [23, 24] і специфічних іонізаційних методів [21, 32], які потребують прямого доступу до перетяжки, реалізують залежність між шириною лазерного пучка в певному перерізі та відстанню від цього перерізу до перетяжки пучка.

Основними недоліками відомих методів є такі:

— зниження точності вимірювання пучків випромінювання з малою розбіжністю, які становлять найбільший практичний інтерес. Як відомо, такі пучки мають велику ширину, яка мало змінюється від перерізу до перерізу. У цьому випадку навіть незначна похибка вимірювання ширини пучка призводить до значної похибки результату вимірювань. Крім того, широкоапертурні фокусувальні елементи мають підвищені аберації, що додатково погіршує точність результату;

— значна трудомісткість, оскільки для підвищення точності результату вимірювань необхідно багаторазово вимірювати ширину пучка в максимально можливій кількості його перерізів при максимально можливій відстані між перерізами.

Мета цієї роботи полягає у підвищенні точності визначення місця розташування перетяжки при одночасному зниженні трудомісткості процесу вимірювань.

ТЕОРЕТИЧНІ СПІВВІДНОШЕННЯ

Спираючись на залежність між кривизною $R(z)$ хвильового фронту в певній точці оптичної осі лазерного пучка та відстанню від цієї точки до перетяжки пучка, ми запропонували інтерферометричний метод визначення місця розташування перетяжки лазерного пучка, який не потребує прямого доступу до перетяжки. Згідно з цим методом, вихідний лазерний пучок, місце розташування перетяжки якого необхідно визначити, розділяється на інформаційний та опорний когерентні пучки, які формують у навколишньому просторі нелокалізовану двопробневу інтерференційну картину. Ця картина аналогічна просторовій інтерференційній картині від двох когерентних точкових джерел, тобто являє собою сімейство вкладених одне в одне двопорожнинних гіперболоїдів обертання з фокусами в місці розташування уявних перетяжок лазерних пучків. Як відомо, інтенсивність двопробневого інтерференційного поля в будь-якій точці простору залежить лише від довжини хвилі випромінювання, відстані між двома джерелами та відстані від точки спостереження до початку координат. Знаючи довжину хвилі випромінювання, відстань між двома уявними перетяжками у нашому випадку та період інтерференційної картини в певній площині реєстрації, ми можемо обчислити відстань від точки реєстрації періоду до початку координат, а отже, визначити місце розташування перетяжок. Таким чином, завдання визначення місця розташування вихідної перетяжки, яка недоступна або фізично не існує, зводиться до визначення параметрів інтерференційної картини, створеної парою уявних перетяжок.

Аналіз відомих способів формування двох інтерферуючих пучків із одного вихідного показує, що в нашому випадку придатною є лише система з двох паралельних площин, яка створює дві уявні перетяжки, відстань між якими визначається виключно параметрами самої системи формування. Будь-яка інша відома система (біпризма Френеля, білінза Біє, дзеркала Френеля і Ллойда тощо) формує джерела, відстань між якими залежить також від невідомої відстані між площиною перетяжки вихідного лазерного пучка і системою формування. Технічною реалізацією системи двох паралельних площин може бути прозора плоскопаралельна пластинка або інтерферометр Майкельсона, налаштований на нульовий порядок. У разі використання плоскопаралельної пластинки відстань $2C$ між уявними перетяжками інтерферуючих пучків визначається наступним чином (Рис. 1):

$$2C = \frac{2d \cos \alpha}{(n^2 - \sin^2 \alpha)^{\frac{1}{2}}}, \quad (1)$$

де d – товщина пластини; n – показник заломлення матеріалу пластини; α – кут падіння лазерного пучка на пластину.

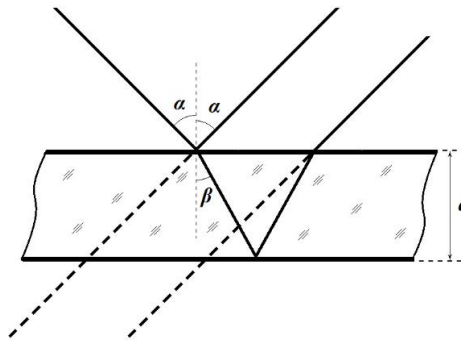


Рис. 1. Хід променів у плоскопаралельній пластині
Fig. 1. Ray path in a plane-parallel plate

З формули (1) випливає, що відстань між уявними перетяжками інтерферуючих пучків випромінювання, тобто положення фокусів сімейства двопорожнинних гіперболоїдів, залежить від кута падіння лазерного пучка на плоскопаралельну пластину. Таким чином, інтерференційна картина двох гаусових пучків, сформована системою двох паралельних площин, не є повним аналогом класичної інтерференційної картини від двох реальних точкових джерел. З Рис. 2 випливає, що повна аналогія інтерференційних картин повинна спостерігатися лише у дальній зоні лазерного пучка.

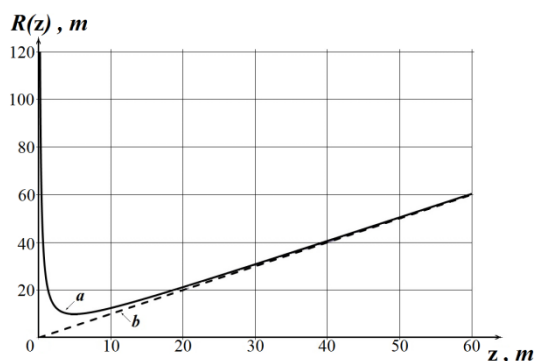


Рис. 2. Залежність кривизни хвильового фронту від відстані до центру випромінювання
 а) гауссовий пучок ($\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$, $\omega_0 = 1.0 \text{ mm}$), б) точкове джерело
 Fig. 2. Dependence of the wave front curvature on the distance to the radiation center
 а) Gaussian beam ($\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$, $\omega_0 = 1.0 \text{ mm}$), б) point source

При спостереженні інтерференційної картини в довільній площині реєстрації інтерференційні смуги можуть бути обчислені як лінії перетину цієї площини з сімейством гіперболоїдів. При цьому форма, ширина та напрямок смуг залежать виключно від обраної орієнтації площини реєстрації.

Розглянемо практичні випадки спостереження інтерференційної картини. Початок координат розміщуємо посередині між уявними перетяжками, вісь абсцис проводимо через центри обох перетяжок (Рис. 3). У всіх випадках площина спостереження розташована на відстані $l \gg 2C$ від початку координат. Можливі такі випадки розташування світлочутливої площадки фотореєстратора:

1) Вісь ординат проходить через центр світлочутливої площадки фотореєстратора перпендикулярно до нього. У цьому випадку спостерігається інтерференційна картина у вигляді ряду майже еквідистантних смуг, які з високою точністю можна вважати прямими.

2) Площадка фотореєстратора розташована під кутом до обох осей координат. Саме цей випадок найчастіше реалізується на практиці під час вимірювання просторових параметрів лазерного пучка. Інтерференційна картина виглядає як сімейство вигнутих нееквідистантних смуг.

3) Вісь абсцис проходить через центр світлочутливої площадки фотореєстратора перпендикулярно до нього. У цьому випадку інтерференційна картина набуває вигляду сімейства концентричних кілець.

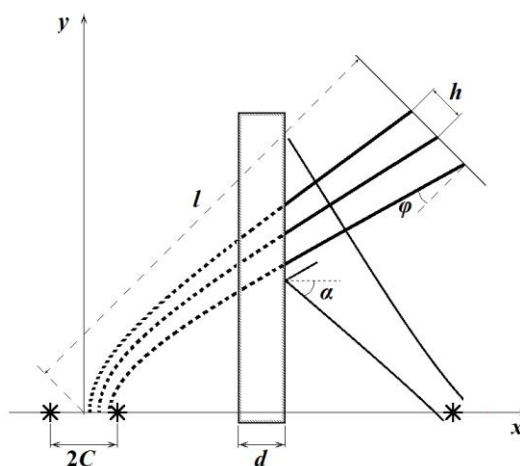


Рис. 3. Схема формування інтерферуючих пучків
 Fig. 3. Scheme of formation of interfering beams

Ці три випадки охоплюють всю сукупність спостережуваних інтерференційних картин. При формуванні інтерференційної картини за допомогою плоскопаралельної пластини можна отримати всі три положення площини реєстрації, змінюючи кут падіння пучка випромінювання на пластину. У разі формування інтерференційної картини за допомогою інтерферометра Майкельсона, налаштованого на нульовий порядок, реалізується третій випадок спостереження.

Період h інтерференційних смуг залежить від відстані l між площиною реєстрації та початком координат. Розв'язуючи спільно рівняння для оптичної різниці ходу між інтерферуючими променями та рівняння для площини реєстрації, з урахуванням (1) отримуємо розрахункову формулу для визначення відстані від площини реєстрації до початку координат за періодом інтерференційних смуг:

$$l = \frac{(hd \sin 2\alpha \cos^2 \alpha [\cos(\alpha + \varphi) + \operatorname{tg} \alpha \sin(\alpha + \varphi)])^2}{\lambda(n^2 - \sin^2 \alpha)^{\frac{1}{2}}},$$

де λ – довжина хвилі випромінювання; φ – кут падіння пучка випромінювання на площину реєстрації. Якщо розташувати площину реєстрації перпендикулярно до інтерферуючих пучків, що практично завжди можливо, то $\varphi = 0$ і розрахункова формула спрощується до:

$$l = \frac{hd \sin 2\alpha}{(n^2 - \sin^2 \alpha)^{\frac{1}{2}}}. \quad (3)$$

При використанні інтерферометра Майкельсона, замість вимірювання періоду смуг зручніше визначати діаметри концентричних кілець. У цьому випадку розрахункова формула набуває вигляду:

$$l = \left[\frac{d(D_{n+1}^2 - D_n^2)}{\lambda n} \right]^{\frac{1}{2}},$$

де d – товщина еквівалентної повітряної пластини інтерферометра Майкельсона; D_n і D_{n+1} – діаметри двох будь-яких сусідніх інтерференційних кілець.

Таким чином, задаючи кут падіння лазерного пучка на плоскопаралельну пластину та вимірюючи період інтерференційних смуг у площині реєстрації, можна за наведеною вище формулою визначити відстань від площини реєстрації до початку координат.

Похибку вимірювання місця розташування перетяжки можна оцінити, продиференціювавши

$$\text{формулу (3):} \quad \frac{\delta l}{l} \approx \left[\left(\frac{\delta h}{h} \right)^2 + \left(\frac{\delta d}{d} \right)^2 + \delta \alpha^2 + \left(\frac{\delta \lambda}{\lambda} \right)^2 + \delta n^2 \right]^{\frac{1}{2}}.$$

Типові значення складових похибки такі: $\delta h/h \approx 10^{-3}$; $\delta d/d \approx 10^{-4}$; $\delta \alpha \approx 10^{-4}$, $\delta \lambda/\lambda \approx 10^{-6}$; $\delta n \approx 10^{-4}$, що дозволяють оцінити $\delta l/l \approx 10^{-3}$.

Доцільно відзначити особливість вищеописаного інтерференційного методу вимірювання, яка відрізняє його від відомих методів визначення просторових параметрів лазерного пучка та робить його перспективним для вимірювання місця розташування перетяжки пучків з малими (порядку часток кутової секунди) кутами розбіжності. У відомих методах величина вимірюваного інформаційного параметра зменшується зі зменшенням кута розбіжності лазерного пучка. Наприклад, у цих методах мала різниця ширин пучка, яка навіть за великих кутів розбіжності вимірюється з великою похибкою, зі зменшенням кута розбіжності прямує до нуля, що призводить до повної втрати інформації.

В описаному інтерференційному методі величина інформаційного параметра – період інтерференційної картини – зі зменшенням кута розбіжності пучка, навпаки, збільшується. Це дозволяє, змінюючи параметри або конструкцію системи формування інтерференційної картини, досягти більшої точності у вимірюванні місця розташування перетяжки для пучків з малими кутами розбіжності, ніж за допомогою відомих методів.

ПЕРЕВІРКА ІНТЕРФЕРОМЕТРИЧНОГО МЕТОДУ

Під час перевірки працездатності та точності інтерферометричного методу використовувалася така апаратура: He-Ne лазер ЛГ-56 із резонатором типу "площина – сфера" та довжиною хвилі випромінювання 0,632816 мкм; плоскопаралельна пластинка з комплекту оптичної лави типу ОСК-2 завтовшки 20,75 мм з оптичного скла К8 із відносним показником заломлення $n = 1,514627$ для довжини хвилі 0,6328 мкм; коліматор від оптичної лави ОСК-2 із фокусною відстанню об'єктива 1600 мм; гоніометр ГС-5; два геодезичні жердини 1-го розряду з номінальною довжиною 1 метр; індикаторний нутромір НІ-50 18–50; мікроденситометр МФ-2; екрани, юстувальні столики, листова фотоплівка.

Дослідження проводилися наступним чином. Перетяжка початкового пучка випромінювання лазера ЛГ-56 збігається з поверхнею його вихідного плоского дзеркала. Місцезнаходження перетяжки початкового лазерного пучка вимірювалося методом перерізів і описаним вище інтерференційним методом. Потім розбіжність пучка випромінювання зменшувалася за допомогою коліматора, і змінене місцезнаходження перетяжки пучка знову вимірювалося обома методами. Послідовне застосування цієї процедури дозволило отримати та виміряти ряд значень положення перетяжки пучка в діапазоні кутів розбіжності від $10'$ до $3''$.

Вимірювання ширини лазерного пучка методом перерізів виконувалося за допомогою екранів з листовою фотоплівкою, які послідовно встановлювалися на різних відстанях від перетяжки з кроком 5 м. Максимальна відстань від вихідного плоского дзеркала лазера становила 75 м. Відстань від вихідного дзеркала лазера визначалося методом послідовного перекладання двох геодезичних жердин номінальною довжиною 1 м. На відміряній відстані розміщувався екран з фотоплівкою. Після обробки фотоплівки діаметр отриманої на ній плями випромінювання на рівні половинної інтенсивності вимірювався за допомогою мікроденситометра МФ-2. Місцезнаходження перетяжки визначалося відповідно до стандарту ISO 11146-1 шляхом апроксимації результатів вимірювань гіперболічною функцією.

Вимірювання місцезнаходження перетяжки інтерференційним методом здійснювалося за допомогою штатної плоскопаралельної пластини від оптичної лави ОСК-2 завтовшки $20,75$ мм. Пластина встановлювалася на поворотний столик гоніометра таким чином, щоб фронтальна відбивна поверхня пластини збігалася з віссю повороту столика. Кут падіння лазерного пучка на пластину варіювався в межах $0^\circ \div 45^\circ$. Початкова відстань від вихідного дзеркала лазера до фронтальної поверхні плоскопаралельної пластини становила 75 м і визначалася, як і в попередньому випадку, методом перекладання геодезичних жердин.

У відбитому від пластини пучку випромінювання на відстані 1 м встановлювався екран з листовою фотоплівкою для реєстрації інтерференційної картини. Типовий вигляд отриманих інтерференційних картин наведено на Рис. 4. Обробка та фотометрія фотоплівок проводилися так само, як і в попередньому випадку. Місцезнаходження перетяжки відносно площини реєстрації інтерференційної картини визначалося розрахунковим шляхом за наведеною вище формулою (3).

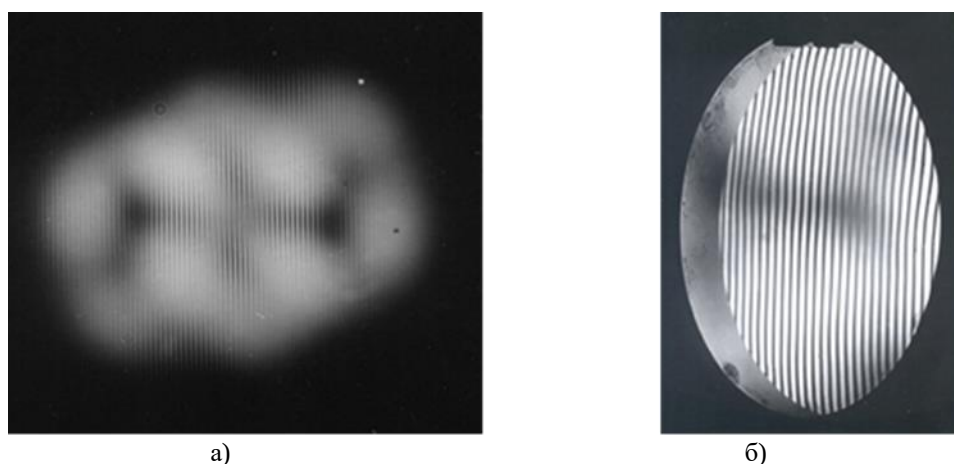


Рис. 4. Інтерференційні картини для пучків із різною розбіжністю θ
а) $\theta = 8'15''$; б) $\theta = 1'48''$ (зменшено в 3 рази)

Fig. 4. Interference patterns for beams with different divergence θ
а) $\theta = 8'15''$; б) $\theta = 1'48''$ (reduced by 3 times)

ПОРІВНЯННЯ РЕЗУЛЬТАТІВ РОЗРАХУНКІВ ТА ЕКСПЕРИМЕНТІВ

В результаті досліджень описаних вище вимірювальних пристроїв встановлено наступне:

- для початкового пучка випромінювання лазера ЛГ-56 з кутом розбіжності $\sim 10'$ обидва методи дають результати, що збігаються один з одним з точністю близько 2% ;
- зі зменшенням кута розбіжності, тобто при зміні місцезнаходження перетяжки, точність збігу результатів зменшується;
- рекомендований стандартом ISO 11146-1 метод січень доцільно використовувати для визначення місцезнаходження перетяжки пучків з кутами розбіжності, що перевищують $30''$, при цьому похибка вимірювань складає близько 10% . Причиною обмеження діапазону вимірювань є збільшення похибки визначення місцезнаходження перетяжки;

- інтерференційний метод доцільно використовувати для визначення місцезнаходження перетяжок пучків з кутами розбіжності, що перевищують 5', при цьому похибка вимірювання не більше 5%. Причиною обмеження діапазону вимірювань є зменшення до двох кількості інтерференційних смуг, що спостерігаються в відбитому від пластини пучку випромінювання. Передбачається, що діапазон вимірювань можна розширити, змінивши розміри плоскопаралельної пластини.

ВИСНОВКИ

Розроблено інтерферометричний метод визначення місцезнаходження перетяжки лазерного пучка, що реалізує відому взаємозалежність між кривизною хвильового фронту в певному поперечному перерізі пучка випромінювання та відстанню від цього перерізу до перетяжки пучка.

Проведені дослідження підтвердили працездатність інтерферометричного методу визначення місцезнаходження перетяжки лазерного випромінювання, а отримані результати дозволяють рекомендувати цей метод як найбільш точний серед відомих на даний час.

Процес лабораторних досліджень проводився із залученням досить складних і громіздких універсальних оптичних приладів та прецизійних вимірювальних інструментів. Розробка спеціалізованого приладу, керованого мікроконтролером, дозволить суттєво скоротити час одиничного вимірювання завдяки спрощенню операцій оптичного юстування, встановлення кута вимірювання, процесу сканування інтерференційної картини та обробки отриманих даних.

Також слід зазначити, що через значно більшу складність експлуатації інтерферометр Майкельсона доцільно застосовувати для унікальних вимірювань у тих випадках, коли використання ширококутних плоскопаралельних пластин великої товщини та ваги обмежується технологічними можливостями їх виготовлення. Застосування інтерферометра Майкельсона орієнтоване на перспективні потреби, тоді як існуючий рівень потреб цілком може бути задоволений використанням тих плоскопаралельних пластин, промислове виробництво яких уже освоєно на цей час.

КОНФЛІКТ ІНТЕРЕСІВ

Автори повідомляють про відсутність конфлікту інтересів.

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Mohl, S. Kaldun, C. Kunz, F. A. Muller, U. Fuchs, and S. Graf, "Tailored focal beam shaping and its application in laser material processing", J. Laser Appl. **31**, 042019 (2019). <https://doi.org/10.2351/1.5123051>
2. Y. Mi, S. Mahade, F. Sikstrom, I. Choquet, S. Joshi, and A. Ancona, "Conduction mode laser welding with beam shaping using a deformable mirror", Opt. Laser Technol. **148**, 107718 (2022). <https://doi.org/10.1016/j.optlastec.2021.107718>
3. N. Levichev, P. Herwig, A. Wetzig, and J. R. Duffou, "Towards robust dynamic beam shaping for laser cutting applications", Proc. CIRP, **111**, 746 (2022). <https://doi.org/10.1016/j.procir.2022.08.116>
4. A. R. Bakhtari, H. K. Sezer, O. E. Canyurt, O. Eren, M. Shah, and S. Marimuthu, "A Review on Laser Beam Shaping Application in Laser-Powder Bed Fusion", Adv. Eng. Mater., **26**, 2302013 (2024). <https://doi.org/10.1002/adem.202302013>
5. O. Savchenko, in: Laser technologies in orthodontic practice – Achievements and prospects, Conference proceedings of the International scientific and practical conference (Seoul, Republic of Korea, 2019), pp. 109-114. <https://doi.org/10.36074/22.12.2019.v1.35>
6. K. J. Gasvik, Optical Metrology, 3rd ed., (John Wiley & Sons, Ltd, 2002), 359 p.
7. H. Le, P. Penchev, A. Henrottin, D. Bruneel, V. Nasrollahi, J. A. Ramos-de-Campos, and S. Dimov, "Effects of Top-hat Laser Beam Processing and Scanning Strategies in Laser Micro-Structuring", Micromachines, **11**, 221 (2020). <https://doi.org/10.3390/mi11020221>
8. A. Forbes, F. Dickey, M. DeGama, and A. du Plessis, "Wavelength tunable laser beam shaping", Opt. Lett., **37**, 49 (2012). <https://doi.org/10.1364/OL.37.000049>
9. M.A. Moiseev, E.V. Byzov, S.V. Kravchenko, and L. L. Doskolovich, "Design of LED refractive optics with predetermined balance of ray deflection angles between inner and outer surfaces", Optics Express, **23**, A1140 (2015). <https://doi.org/10.1364/OE.23.0A1140>
10. C. Rosales-Guzmán, and A Forbes, How to Shape Light with Spatial Light Modulators, SPIE. **30**, 57 (2017).
11. T. Häfner, J. Strauß, C. Roider, J. Heberle, and M. Schmidt, "Tailored laser beam shaping for efficient and accurate microstructuring", Applied Physics A, **124**, 111 (2018). <https://doi.org/10.1007/s00339-017-1530-0>
12. C. Halbhuber, "Heat conduction joining with the multispot focusing lens: Joining plastics and metal", PhotonicsViews, **19**, 60 (2022). <https://doi.org/10.1002/phvs.202200044>

13. A. G. Nalimov, V. V. Kotlyar, S. S. Stafeev, and E. S. Kozlova, "Metalens for Detection of a Topological Charge", Optical Memory and Neural Networks, 32(S1), S187 (2023). <https://doi.org/10.3103/S1060992X23050144>
14. I. V. Petrusenko, and Yu. K. Sirenko, "Generalized Mode-Matching Technique in the Theory of Guided Wave Diffraction. Part 3: Wave Scattering by Resonant Discontinuities", Telecommunications and Radio Engineering, 72, 555 (2013). <https://www.dl.begellhouse.com/journals/0632a9d54950b268,3ec7deeb5e01313f,2b55c8e851151bf6.html?sgstd=1>
15. A. E. Mandel, and A. S. Perin, "Study of the efficiency of radiation input and losses at the joints of optical fiber", Tomsk: TUSUR, 2018. – 54 p. <https://studfile.net/preview/16874330>
16. O. B. Kovalev, I. O. Kovaleva, and V. V. Belyaev, "Ray tracing method for simulation of laser beam interaction with random packings of powders", AIP Conf. Proc., 1939, 020028 (2018). <https://doi.org/10.1063/1.5027340>
17. H. Kogelnik and T. Li, "Laser beams and Resonators", Appl. Opt., 5, 1550 (1966). <https://doi.org/10.1364/AO.5.001550>
18. J. A. Arnaud, "Gaussian laser beam-waist radius measuring apparatus", Patent United States No. 13,612,885 (10 Dec. 1969).
19. J. A. Arnaud, "Apparatus for locating and measuring the beam waist radius of a Gaussian laser beam", Patent United States No. 3617755A (11 Febr., 1971).
20. E. H. A. Granneman and M. J. van der Wiel, "Laser beam waist determination by means of multiphoton ionization", Rev. Sci. Instrum., 46, 332 (1975). <https://doi.org/10.1063/1.1134202>
21. Y. Suzaki and A. Tachibana, "Measurement of the Gaussian laser beam divergence", Appl. Opt., 16, 1481 (1975). <https://doi.org/10.1364/AO.16.001481>
22. G. N. Vinokurov, V. A. Gorbunov, V. P. Dyatlov, V. N. Sizov and A. D. Starikov, "Method for the determination of the position of the focal plane of converging laser beams", Quantum Electronics, 6, 364 (1976). <https://doi.org/10.1070/QE1976v006n03ABEH011092>
23. E. Stijns, "Measuring the spot size of a Gaussian beam with an oscillating wire", IEEE J. Quantum Electron., QE-16, 1298 (1980). <https://doi.org/10.1109/JQE.1980.1070431>
24. Y. C. Kiang and R. W. Lang, "Measuring focused Gaussian beam spot sizes: a practical method", Appl. Opt., 22, 1296 (1983). <https://doi.org/10.1364/AO.22.001296>
25. J. T. Luxon, D. E. Parker, and J. Karkheck, "Waist location and Rayleigh range for higher-order mode laser beams", Appl. Opt., 23, 2088 (1984). <https://doi.org/10.1364/AO.22.001296>
26. S. Nemoto, "Determination of waist parameters of a Gaussian beam", Appl. Opt., 25, 3859 (1986). <https://doi.org/10.1364/AO.25.003859>
27. S. Nemoto, "Waist shift of a Gaussian beam by plane dielectric interfaces", Appl. Opt., 27, 1833 (1988). <https://doi.org/10.1364/AO.27.001833>
28. P. D. Gupta and S. Bhargava, "An experiment with Gaussian laser beam", Am. J. Phys., 56, 563 (1988). <https://doi.org/10.1119/1.15555>
29. S. Nemoto, "Waist shift of a Gaussian beam by a dielectric plate", Appl. Opt., 28, 1643 (1989). <https://doi.org/10.1364/AO.28.001643>
30. P. B. Chipple, "Beam waist and M2 measurement using a finite slit", Opt. Eng., 33, 461 (1994). <https://doi.org/10.1117/12.169739>
31. C. R. C. Wang, C. C. Hsu, W. Y. Liu, W. C. Tsai, and W. B. Tzeng, "Determination of laser beam waist using photoionization time-of-flight", Rev. Sci. Instrum., 65, 2776 (1994). <https://doi.org/10.1063/1.1144615>
32. J. P. Landry, "Optical oblique-incidence reflectivity difference microscopy: Application to label-free detection of reactions in biomolecular microarrays, (University of California, Davis 2008).
33. J. Wang and J. P. Barton, "Actual focal length of a symmetric biconvex microlens and its application in determining the transmitted beam waist position", Appl. Opt., 49, 5828 (2010). <https://doi.org/10.1364/AO.49.005828>
34. A. Balbuena Ortega, M. L. Arroyo Carrasco, J. A. Dávila Pintle, M. M. Méndez Otero, and M. D. Iturbe Castillo, "New Method to characterize Gaussian beams", Proc. SPIE 8011, 22nd Congress of the International Commission for Optics: Light for the Development of the World, 80114X (25 October 2011). <https://doi.org/10.1117/12.902192>
35. Y. You, J. Urakawa, A. Rawankar, A. Aryshev, H. Shimizu, Y. Honda, L. Yan, W. Huang, and C. Tang, "Measurement of beam waist for an optical cavity based on Gouy phase", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, 694, 6 (2012). <https://doi.org/10.1016/j.nima.2012.07.022>
36. E. A. Bibikova, N. Al-wassiti, and N. D. Kundikova, "Diffraction of a Gaussian beam near the beam waist, J. Eur. Opt. Soc.-Rapid Publ., 15, 17 (2019). <https://doi.org/10.1186/s41476-019-0113-4>

37. ISO 11146-1:2021 “Lasers and laser-related equipment: – Test methods for laser beam widths, divergence angles and beam propagation ratios – Part 1: Stigmatic and simple astigmatic beams”. <https://www.iso.org/obp/ui/#iso:std:iso:11146:-1:ed-2:v1:en>
38. ISO 11146-2:2021 “Lasers and laser-related equipment: – Test methods for laser beam widths, divergence angles and beam propagation ratios – Part 2: General astigmatic beams”. <https://www.iso.org/obp/ui/#iso:std:iso:11146:-2:ed-2:v1:en>
39. ISO/TR 11146-3:2004 “Lasers and laser-related equipment: – Test methods for laser beam widths, divergence angles and beam propagation ratios – Part 3: Intrinsic and geometrical laser beam classification, propagation and details of test methods”. <https://www.iso.org/obp/ui/#iso:std:iso:tr:11146:-3:ed-1:v1:en>

REFERENCES

1. Mohl, S. Kaldun, C. Kunz, F. A. Muller, U. Fuchs, and S. Graf, “Tailored focal beam shaping and its application in laser material processing”, J. Laser Appl. **31**, 042019 (2019). <https://doi.org/10.2351/1.5123051>
2. Y. Mi, S. Mahade, F. Sikstrom, I. Choquet, S. Joshi, and A. Ancona, “Conduction mode laser welding with beam shaping using a deformable mirror”, Opt. Laser Technol. **148**, 107718 (2022). <https://doi.org/10.1016/j.optlastec.2021.107718>
3. N. Levichev, P. Herwig, A. Wetzig, and J. R. Dufloy, “Towards robust dynamic beam shaping for laser cutting applications”, Proc. CIRP, **111**, 746 (2022). <https://doi.org/10.1016/j.procir.2022.08.116>
4. A. R. Bakhtari, H. K. Sezer, O. E. Canyurt, O. Eren, M. Shah, and S. Marimuthu, “A Review on Laser Beam Shaping Application in Laser-Powder Bed Fusion”, Adv. Eng. Mater., **26**, 2302013 (2024). <https://doi.org/10.1002/adem.202302013>
5. O. Savchenko, in: Laser technologies in orthodontic practice – Achievements and prospects, Conference proceedings of the International scientific and practical conference (Seoul, Republic of Korea, 2019), pp. 109-114. <https://doi.org/10.36074/22.12.2019.v1.35>
6. K. J. Gasvik, Optical Metrology, 3rd ed., (John Wiley & Sons, Ltd, 2002), 359 p.
7. H. Le, P. Penchev, A. Henrottin, D. Bruneel, V. Nasrollahi, J. A. Ramos-de-Campos, and S. Dimov, “Effects of Top-hat Laser Beam Processing and Scanning Strategies in Laser Micro-Structuring”, Micromachines, **11**, 221 (2020). <https://doi.org/10.3390/mi11020221>
8. A. Forbes, F. Dickey, M. DeGama, and A. du Plessis, “Wavelength tunable laser beam shaping”, Opt. Lett., **37**, 49 (2012). <https://doi.org/10.1364/OL.37.000049>
9. M.A. Moiseev, E.V. Byzov, S.V. Kravchenko, and L. L. Doskolovich, “Design of LED refractive optics with predetermined balance of ray deflection angles between inner and outer surfaces”, Optics Express, **23**, A1140 (2015). <https://doi.org/10.1364/OE.23.0A1140>
10. C. Rosales-Guzmán, and A Forbes, How to Shape Light with Spatial Light Modulators, SPIE. **30**, 57 (2017).
11. T. Häfner¹, J. Strauß, C. Roider, J. Heberle, and M. Schmidt, “Tailored laser beam shaping for efficient and accurate microstructuring”, Applied Physics A, **124**, 111 (2018). <https://doi.org/10.1007/s00339-017-1530-0>
12. C. Halbhauer, “Heat conduction joining with the multispot focusing lens: Joining plastics and metal”, PhotonicsViews, **19**, 60 (2022). <https://doi.org/10.1002/phvs.202200044>
13. A. G. Nalimov, V. V. Kotlyar, S. S. Stafeyev, and E. S. Kozlova, “Metalens for Detection of a Topological Charge”, Optical Memory and Neural Networks, **32**(S1), S187 (2023). <https://doi.org/10.3103/S1060992X23050144>
14. I. V. Petrusenko, and Yu. K. Sirenko, “Generalized Mode-Matching Technique in the Theory of Guided Wave Diffraction. Part 3: Wave Scattering by Resonant Discontinuities”, Telecommunications and Radio Engineering, **72**, 555 (2013). <https://www.dl.begellhouse.com/journals/0632a9d54950b268,3ec7deeb5e01313f,2b55c8e851151bf6.html?sgstd=1>
15. A. E. Mandel, and A. S. Perin, “Study of the efficiency of radiation input and losses at the joints of optical fiber”, Tomsk: TUSUR, 2018. – 54 p. <https://studfile.net/preview/16874330>
16. O. B. Kovalev, I. O. Kovaleva, and V. V. Belyaev, “Ray tracing method for simulation of laser beam interaction with random packings of powders”, AIP Conf. Proc., **1939**, 020028 (2018), <https://doi.org/10.1063/1.5027340>
17. H. Kogelnik and T. Li, “Laser beams and Resonators”, Appl. Opt., **5**, 1550 (1966). <https://doi.org/10.1364/AO.5.001550>
18. J. A. Arnaud, “Gaussian laser beam-waist radius measuring apparatus”, Patent United States No. 13,612,885 (10 Dec. 1969).
19. J. A. Arnaud, “Apparatus for locating and measuring the beam waist radius of a Gaussian laser beam”, Patent United States No. 3617755A (11 Febr., 1971).

20. E. H. A. Granneman and M. J. van der Wiel, "Laser beam waist determination by means of multiphoton ionization", *Rev. Sci. Instrum.*, **46**, 332 (1975). <https://doi.org/10.1063/1.1134202>
21. Y. Suzaki and A. Tachibana, "Measurement of the Gaussian laser beam divergence", *Appl. Opt.*, **16**, 1481 (1975). <https://doi.org/10.1364/AO.16.001481>
22. G. N. Vinokurov, V. A. Gorbunov, V. P. Dyatlov, V. N. Sizov and A. D. Starikov, "Method for the determination of the position of the focal plane of converging laser beams", *Quantum Electronics*, **6**, 364 (1976). <https://doi.org/10.1070/QE1976v006n03ABEH011092>
23. E. Stijns, "Measuring the spot size of a Gaussian beam with an oscillating wire", *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-16**, 1298 (1980). <https://doi.org/10.1109/JQE.1980.1070431>
24. Y. C. Kiang and R. W. Lang, "Measuring focused Gaussian beam spot sizes: a practical method", *Appl. Opt.*, **22**, 1296 (1983). <https://doi.org/10.1364/AO.22.001296>
25. J. T. Luxon, D. E. Parker, and J. Karkheck, "Waist location and Rayleigh range for higher-order mode laser beams", *Appl. Opt.*, **23**, 2088 (1984). <https://doi.org/10.1364/AO.22.001296>
26. S. Nemoto, "Determination of waist parameters of a Gaussian beam", *Appl. Opt.*, **25**, 3859 (1986). <https://doi.org/10.1364/AO.25.003859>
27. S. Nemoto, "Waist shift of a Gaussian beam by plane dielectric interfaces", *Appl. Opt.*, **27**, 1833 (1988). <https://doi.org/10.1364/AO.27.001833>
28. P. D. Gupta and S. Bhargava, "An experiment with Gaussian laser beam", *Am. J. Phys.*, **56**, 563 (1988). <https://doi.org/10.1119/1.15555>
29. S. Nemoto, "Waist shift of a Gaussian beam by a dielectric plate", *Appl. Opt.*, **28**, 1643 (1989). <https://doi.org/10.1364/AO.28.001643>
30. P. B. Chipple, "Beam waist and M2 measurement using a finite slit", *Opt. Eng.*, **33**, 461 (1994). <https://doi.org/10.1117/12.169739>
31. C. R. C. Wang, C. C. Hsu, W. Y. Liu, W. C. Tsai, and W. B. Tzeng, "Determination of laser beam waist using photoionization time-of-flight", *Rev. Sci. Instrum.*, **65**, 2776 (1994). <https://doi.org/10.1063/1.1144615>
32. J. P. Landry, "Optical oblique-incidence reflectivity difference microscopy: Application to label-free detection of reactions in biomolecular microarrays, (University of California, Davis 2008).
33. J. Wang and J. P. Barton, "Actual focal length of a symmetric biconvex microlens and its application in determining the transmitted beam waist position", *Appl. Opt.*, **49**, 5828 (2010). <https://doi.org/10.1364/AO.49.005828>
34. A. Balbuena Ortega, M. L. Arroyo Carrasco, J. A. Dávila Pintle, M. M. Méndez Otero, and M. D. Iturbe Castillo, "New Method to characterize Gaussian beams", *Proc. SPIE 8011, 22nd Congress of the International Commission for Optics: Light for the Development of the World, 80114X (25 October 2011)*. <https://doi.org/10.1117/12.902192>
35. Y. You, J. Urakawa, A. Rawankar, A. Aryshev, H. Shimizu, Y. Honda, L. Yan, W. Huang, and C. Tang, "Measurement of beam waist for an optical cavity based on Gouy phase", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, **694**, 6 (2012). <https://doi.org/10.1016/j.nima.2012.07.022>
36. E. A. Bibikova, N. Al-wassiti, and N. D. Kundikova, "Diffraction of a Gaussian beam near the beam waist", *J. Eur. Opt. Soc.-Rapid Publ.*, **15**, 17 (2019). <https://doi.org/10.1186/s41476-019-0113-4>
37. ISO 11146-1:2021 "Lasers and laser-related equipment: – Test methods for laser beam widths, divergence angles and beam propagation ratios – Part 1: Stigmatic and simple astigmatic beams". <https://www.iso.org/obp/ui/#iso:std:iso:11146:-1:ed-2:v1:en>
38. ISO 11146-2:2021 "Lasers and laser-related equipment: – Test methods for laser beam widths, divergence angles and beam propagation ratios – Part 2: General astigmatic beams". <https://www.iso.org/obp/ui/#iso:std:iso:11146:-2:ed-2:v1:en>
39. ISO/TR 11146-3:2004 "Lasers and laser-related equipment: – Test methods for laser beam widths, divergence angles and beam propagation ratios – Part 3: Intrinsic and geometrical laser beam classification, propagation and details of test methods". <https://www.iso.org/obp/ui/#iso:std:iso:tr:11146:-3:ed-1:v1:en>

Стаття надійшла до редакції: 22 жовтня 2024 р.

Рекомендовано до друку: 03 грудня 2024 р.

DETERMINATION OF THE LASER BEAM WAIST

М. М. Dubinin, V. A. Maslov, K. I. Muntean

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

Background: An interferometric method for measuring the position of the beam waist of laser radiation, which defines the origin of the coordinate system for the spatial parameters of the beam, is considered. Information about the location of the beam waist plays a crucial role in laser ballistic gravimetry, laser interferometry of

lengths, optical metrology, and precision laser barometry.

The aim of the work: Improving the accuracy of beam waist location while simultaneously reducing the complexity of the measurement process.

Materials and methods: A method has been proposed that leverages the dependence of the wavefront curvature of the beam on the distance to the beam waist. The initial laser beam is split into a reference and an information beam using a shear interferometer, forming a nonlocalized interference field in the reflected light. The period of the interference fringes, observed at any cross-section of the interference field, contains information about the position of the beam waist relative to this cross-section. The distance from the beam waist to the plane where the fringe period is registered is calculated using Gaussian optics formulas.

Results: An interferometric method for determining the position of the laser beam waist has been developed, implementing the known relationship between the wavefront curvature in a given cross-section of the radiation beam and the distance from this cross-section to the beam waist. Experimental studies confirmed the viability of the interferometric method for determining the position of the laser beam waist. The obtained results allow recommending this method as the most accurate currently available.

Conclusion: Studies of measurement devices revealed that for the LG-56 laser with a divergence angle of about 10', both methods ensure result consistency with an accuracy of approximately 2%. However, as the divergence angle decreases, particularly with changes in the beam waist position, the accuracy of result consistency diminishes. The cross-section method, recommended by ISO 11146-1 standards, is appropriate for determining the beam waist position for beams with divergence angles exceeding 30", though it involves an error of about 10%. The limitations of this method arise from increased errors in determining the waist position. The interferometric method is effective for identifying beam waists with divergence angles exceeding 5', providing an error of no more than 5%.

KEYWORDS: laser, Gaussian beam, waist location, wavefront curvature, shear interferometer, two-beam interference, period of the interference fringes.

The article was received by the editors: October 22 2024

The article is recommended for printing: December 03 2024

Оригінальна стаття

<https://doi.org/10.26565/2311-0872-2024-41-06>

УДК 550.388

Л. Ф. ЧОРНОГОР, д.ф.-м.н., проф., член-кор. НАН України

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

М.Б. ШЕВЕЛЕВ, доктор філософії, старший науковий співробітник, доцент

e-mail: mykyta.b.shevelev@karazin.ua

Р.М. КОВАЛЬОВ, студент

факультету радіофізики, біомедичної електроніки та комп'ютерних систем

e-mail: ruvym.kovalov@student.karazin.ua

Д.Р. НОВИЦЬКА, студентка

факультету радіофізики, біомедичної електроніки та комп'ютерних систем

e-mail: daria.novytska@student.karazin.ua

Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна,

м. Свободи, 4, м. Харків, 61022, Україна

СТАТИСТИЧНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВУЛКАНОГЕННИХ ХВИЛЬ ЦУНАМІ В ПІВНІЧНО-ЗАХІДНОМУ РЕГІОНІ ТИХОГО ОКЕАНУ

Актуальність. Атмосфера й іоносфера є основним каналом для функціонування систем телекомунікації, радіонавігації, радіолокації, дистанційного радіозондування та радіоастрономії. На стан атмосферно-іоносферного радіоканалу суттєво впливає низка високоенергетичних природних і техногенних джерел. Вулкани є одним із таких джерел. Вибух вулкану Тонга 15 січня 2022 р. призвів до значного збурення всіх підсистем у системі Земля (літосфера, Світовий океан) - атмосфера - іоносфера - магнітосфера і, відповідно, параметрів радіоканалу. Зокрема, вибух згенерував потужні атмосферні хвилі та цунамі. Детальне дослідження поширення цих хвиль є актуальною задачею.

Мета роботи – статистичний аналіз характеристик атмосферних і океанічних хвиль цунамі в північно-західній частині Тихого океану, згенерованих вибухом підводного надпотужного вулкану Тонга 15 січня 2022 р.

Методи і методологія. Статистичний аналіз головних характеристик хвиль цунамі атмосферного та океанічного походження. Порівняння результатів спостережень із результатами обчислень.

Результати. Виявлено дві групи хвиль цунамі. Перша із них мала атмосферне походження, генерувалася хвилею Лемба та поширювалася зі швидкістю близько 312 м/с. Ця швидкість була однаковою для станцій, розміщених як у відкритому океані, так і у внутрішньому морі. Друга група хвиль цунамі мала океанічне походження, генерувалася безпосередньо підводним вибухом вулкану Тонга та поширювалася зі швидкістю близько 203 м/с для станцій у відкритому океані та зі швидкістю близько 180 м/с для станцій у внутрішньому морі. Висота та амплітуда цунамі змінювалася в широких межах (~1-100 см) і визначалася топологією дна водойми та береговою лінією, а не відстанню від вулкану. Відношення висоти до амплітуди цунамі у середньому складало 2.07 ± 0.32 , 1.98 ± 0.60 для атмосферної та океанічної хвиль відповідно для станцій, розміщених у відкритому океані. Це відношення для станцій, розташованих у внутрішньому морі, були близькими відповідно до 2.24 ± 0.55 і 2.08 ± 0.34 .

Висновки. Визначено головні статистичні характеристики атмосферних і океанічних хвиль цунамі у північно-західній частині Тихого океану, згенерованих вибухом вулкану Тонга 15 січня 2022 р.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: вулкан Тонга, цунамі, статистичні характеристики, час запізнювання, швидкість цунамі, амплітуда цунамі, висота цунамі, результати обчислень

Як цитувати: Черногор Л.Ф., Шевелев М.Б., Ковальов Р.М., Новицька Д.Р. Статистичні характеристики вулканогенних хвиль цунамі в Північно-західному регіоні Тихого океану. Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка». 2024;41:61-69. <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2024-41-06>

In cites: Chernogor L.F., Shevelev M.B., Kovalov R.M., Novytska D.R. Statistical Characteristics of Volcanogenic Tsunami Waves in the Northwest Pacific Ocean Region. Visnyk of V.N. Karazin Kharkiv National University, Series "Radio Physics and Electronics". 2024;41:61-69. (In Ukrainian). <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2024-41-06>.

ВСТУП

Стан атмосферного радіоканалу, що використовується системами радіозв'язку, радіонавігації, радіолокації, дистанційного радіозондування та радіоастрономії, залежить від стану систем Сонце – міжпланетне середовище – магнітосфера – іоносфера – атмосфера – Земля (літосфера, Світовий океан) –

(ЗАІМ). На стан цих систем суттєво впливає ціла низка високоенергетичних джерел природного та техногенного походження. До природних джерел відносять геокосмічні бурі, падіння великих космічних тіл (метеороїдів, комет), сонячні затемнення, грози, погодні фронти, вулкани, землетруси тощо. Техногенними джерелами є потужні вибухи, пуски великих ракет, потужне радіо- й акустичне випромінювання, інжекція активних хімічних реагентів тощо.

Вулкан є одним із найбільш потужних джерел збурення системи ЗАІМ, а значить, і атмосферно-іоносферного радіоканалу. Вибух підводного вулкану Тонга (географічні координати: 20.54° пд.ш., 175.38° зх.д.) 15 січня 2022 р. відноситься до унікальних подій. В інтервалі часу 04:00-05:00 UT (UT - тут і надалі всесвітній час) мало місце п'ять вибухів. Найпотужніший із них зареєстровано о 04:15. За нашими оцінками енергія вибуху складала 17.6 ± 2.7 Мт ТНТ [1, 2]. В атмосферу було інжектровано 2.9 Гт продуктів виверження об'ємом 1.9 км^3 . Теплова енергія складала $3.9 \cdot 10^{18}$ Дж [1, 2]. Це означає, що мало місце виверження надпотужного вулкану.

Виверження вулкану Тонга призвело до землетрусу магнітудою 5.8 [3-5], генерації сейсмічних хвиль [1-6], цунамі [7-17], хвиль Лемба [15, 18, 19], інфразвуку та звуку в атмосфері [4, 5, 20, 21], квазіперіодичних і аперіодичних збурень в іоносфері [22-25], магнітному полі [26, 27] та магнітосфері [1, 2].

Генерації цунамі під впливом вулкана Тонга присвячено низку робіт [7-17]. Висота хвилі над вулканом сягала 90 м [1, 2, 11]. Цунамі поширювалося в Тихому, Індійському та Атлантичному океанах і навіть у Середземному морі [3-17].

Цунамі Тихого океану на відстанях $r \approx 0.37\text{--}2.53$ Мм від вулкану вивчалися у роботах [17]. Виявлено два типи цунамі [15, 17]. Перший тип цунамі мав швидкість, близьку до 310 м/с. Він мав атмосферне походження. При цьому цунамі було згенероване атмосферою хвилею Лемба. Другий тип цунамі мав швидкість, близьку до 200 м/с. Цей тип мав океанічне походження.

Тихий океан – найбільший за площею (близько $1.79 \cdot 10^8 \text{ км}^2$) та глибиною (до 10994 м). Роботи [12, 16] присвячено дослідженню цунамі в Тихому океані на відстанях $r \approx 7\text{--}8$ Мм. Статистичні характеристики цунамі на відстанях $r \approx 0.37\text{--}2.53$ Мм описано в роботі [17].

Актуальною задачею є отримання статистичних характеристик атмосферних і океанічних хвиль цунамі в найбільш віддаленій (до 8–9 Мм) частині Тихого океану.

Мета роботи є статистичний аналіз характеристик атмосферних і океанічних хвиль цунамі в північно-західній частині Тихого океану, згенерованих вибухом підводного надпотужного вулкану Тонга 15 січня 2022 р.

МЕТОДИ ТА ЗАСОБИ

Дані вимірювань варіацій рівня води глибоководною системою DART представлені на сайті [https://www.ndbc.noaa.gov/to_station.shtml].

Перелік станцій спостережень і параметрів цунамі представлено у Табл. 1 і Табл. 2. Табл. 1 відноситься до станцій, розміщених у відкритому океані, а Табл. 2 – у внутрішньому морі.

Для аналізу використано відомі методи математичної статистики.

РЕЗУЛЬТАТИ АНАЛІЗУ

За даними Табл. 1 і Табл. 2 будувалися гістограми для наступних параметрів: відстані r від вулкану до станції спостереження, азимута A приходу цунамі, часів запізнювання атмосферної (Δt_a) та океанічної (Δt_o) хвиль цунамі, швидкостей v_a і v_o , амплітуд A_a і A_o , висот h_a і h_o цих хвиль. Додатково побудовано гістограми для відношень h_a/A_a та h_o/A_o . При цьому під амплітудою $A_{a,o}$ розуміється максимальна висота хвилі по відношенню до незбуреного рівня води. Висотою $h_{a,o}$ називається різниця між максимальним рівнем води та його мінімальним значенням (тобто розмах коливання). За такого значення $h_{a,o} \approx 2A_{a,o}$.

Варіації відстані. Гістограма для відстані всіх станцій від вулкану показана на Рис. 1,а. Із Рис. 1,а видно, що найбільше станцій знаходилося на відстані $r \approx 8.6\text{--}8.9$ Мм. Для станцій у відкритому океані середнє значення $\bar{r} \approx 8.40 \pm 0.32$ Мм, для станцій у внутрішньому морі – $\bar{r} \approx 8.79 \pm 0.09$ Мм.

Варіації азимуту. Відповідна гістограма наведена на Рис. 1,б. Із Рис. 1,б можна бачити, що є два інтервали значень азимуту: від 107° до 143° та від 143° до 189° . Для станцій у відкритому океані середнє значення $\bar{A} \approx 150.42^\circ \pm 12.78^\circ$, а для станцій у внутрішньому морі $\bar{A} \approx 134.53^\circ \pm 4.71^\circ$.

Час запізнювання атмосферної хвилі цунамі. Гістограма для Δt_a показана на Рис. 1,в. Із Рис. 1,в випливає, що частіше за все, $\Delta t_a \approx 7.7\text{--}7.9$ год. Для відкритого океану $\bar{\Delta t}_a \approx 7.48 \pm 0.29$ год, а для внутрішнього моря – $\bar{\Delta t}_a \approx 7.82 \pm 0.08$ год.

Час запізнювання океанічної хвилі цунамі. Гістограма для Δt_o наведена на Рис. 1,г. Із Рис. 1,г можна бачити, що частіше за все Δt_o приймало значення приблизно від 10.7 до 11.4 год, дещо рідше - від 13.6 до 14.3 год. Для відкритого океану $\overline{\Delta t_o} \approx 11.48 \pm 0.84$ год, а для внутрішнього моря - $\overline{\Delta t_o} \approx 13.58 \pm 0.55$ год

Швидкість атмосферної хвилі цунамі. Відповідна гістограма для v_a показана на Рис. 2,а. Із Рис. 2,а випливає, що частіше за все спостерігалися хвилі зі швидкістю 312.05 - 312.14 м/с та 312.23 - 312.31 м/с. Для цунамі у відкритому океані середнє значення $\overline{v_a} \approx 312.22 \pm 0.13$ м/с, а у внутрішньому морі - 312.26 ± 0.12 м/с.

Швидкість океанічної хвилі цунамі. Із гістограми видно, що найчастіше швидкість v_o океанічної хвилі цунамі змінювалася в межах 206 - 214 м/с та у межах 171 - 180 м/с (Рис. 2,б). Для відкритого океану середнє значення $\overline{v_o} \approx 203.80 \pm 8.59$ м/с. Для внутрішнього моря - $\overline{v_o} \approx 180.14 \pm 6.98$ м/с.

Амплітуда атмосферної хвилі цунамі. Гістограма для A_a показана на Рис. 2,в. Можна бачити, що частіше за все A_a варіювала у межах 2-14 см, але на деяких станціях амплітуда A_a сягала 14-25 см та навіть 48-60 см. Для відкритого океану середня амплітуда $\overline{A_a} \approx 23.03 \pm 24.02$ см, а для внутрішнього моря $\overline{A_a} \approx 7.96 \pm 6.16$ см.

Амплітуда океанічної хвилі цунамі. Відповідна гістограма наведена на Рис. 2,г. Із Рис. 2,г можна бачити, що A_o найчастіше змінювалася у межах 3 - 21 см, але могла сягати 56 - 91 см. Середнє значення для відкритого океану складало 37.29 ± 29.28 см, а для внутрішнього моря - 10.24 ± 6.68 см.

Висота атмосферної хвилі цунамі. Із гістограми видно, що висота цунамі h_a частіше за все варіювала у межах від приблизно 5 до 30 см, але могла сягати 80-130 см (Рис. 3, а). Середнє значення сильно флюктувало: в відкритому океані $\overline{h_a} \approx 45.22 \pm 46.05$ см, а у внутрішньому морі $\overline{h_a} \approx 16.67 \pm 10.81$ см.

Висота океанічної хвилі цунамі. Гістограма для h_o показана на Рис. 3,б. Найчастіше висота h_o складала приблизно 9-45 см, але могла сягати 118-191 см. У відкритому океані середнє значення $\overline{h_o} \approx 67.02 \pm 59.63$ см, а у внутрішньому морі $\overline{h_o} \approx 20.78 \pm 11.95$ см. В обох випадках висота h_o сильно флюктувала.

Відношення h_a/A_a для атмосферної хвилі цунамі. Гістограма для цього відношення наведена на Рис. 3,в. Величина h_a/A_a змінюється, як правило, в межах 1.7-2.6. Для відкритого океану в середньому $\overline{h_a/A_a} \approx 2.07 \pm 0.32$, а для внутрішнього моря $\overline{h_a/A_a} \approx 2.24 \pm 0.55$.

Відношення h_o/A_o для океанічної хвилі цунамі. Відповідна гістограма показана на Рис. 3,г. Відношення h_o/A_o , частіше за все, складало 1.4-2.6. У відкритому океані середнє значення $\overline{h_o/A_o} \approx 1.98 \pm 0.60$, а у внутрішньому морі $\overline{h_o/A_o} \approx 2.08 \pm 0.34$.

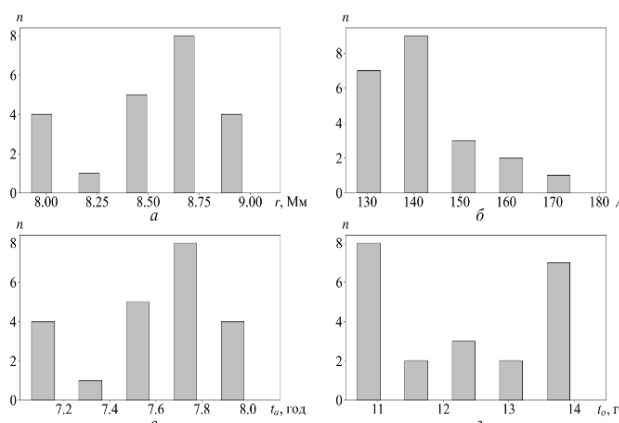


Рис. 1. Кількість подій: а – відстань станції від вулкана; б – азимут приходу цунамі; в – час запізнювання атмосферної хвилі цунамі; г – час запізнювання океанічної хвилі цунамі.

Fig. 1. Number of events: a - distance of the station from the volcano; b - azimuth of tsunami arrival; c - lag time of the atmospheric tsunami wave; d - lag time of the oceanic tsunami wave.

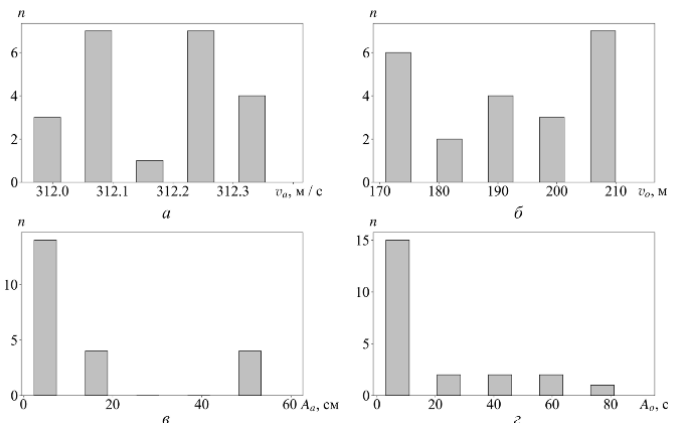


Рис. 2. Кількість подій: а – швидкість атмосферної хвилі цунамі; б – швидкість океанічної хвилі цунамі; в – амплітуда атмосферної хвилі цунамі; г – амплітуда океанічної хвилі цунамі.

Fig. 2. Number of events: a - atmospheric tsunami wave velocity; b - oceanic tsunami wave velocity; c - atmospheric tsunami wave amplitude; d - oceanic tsunami wave amplitude.

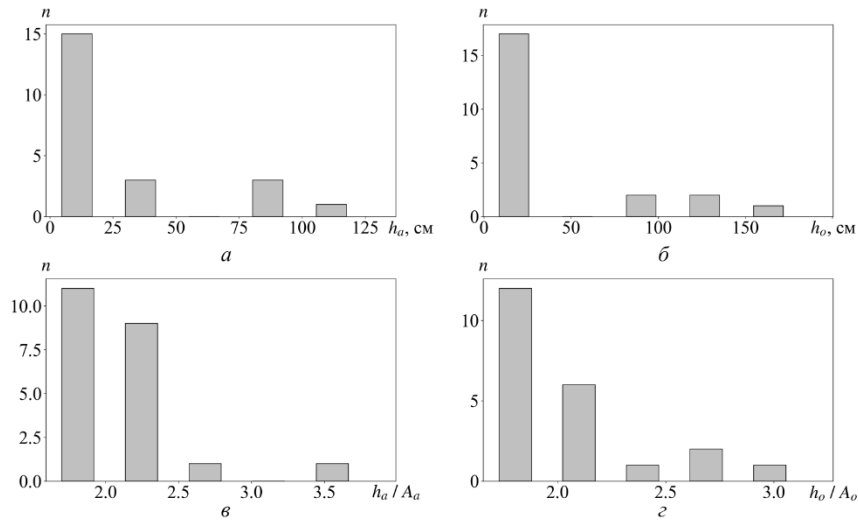


Рис. 3. Кількість подій: а – висота атмосферної хвилі цунамі; б – висота океанічної хвилі цунамі; в – відношення h_a/A_a для атмосферної хвилі цунамі; г – відношення h_o/A_o для океанічної хвилі цунамі.

Fig. 3. Number of events: a - height of the atmospheric tsunami wave; б - height of the oceanic tsunami wave; c - h_a/A_a ratio for the atmospheric tsunami wave; d - h_o/A_o ratio for the oceanic tsunami wave.

ОБГОВОРЕННЯ

Особливістю цієї роботи є дослідження характеристик цунамі на максимальній відстані від вулкану, яка сягала 8-9 Мм. Відстань між станціями була відносно невеликою. Так, для станцій у відкритому океані $\bar{r} \approx 8.40 \pm 0.32$ Мм, тобто відносне середнє квадратичне відхилення (СКВ) не перевищувало 3.8%. Для станцій у внутрішньому морі $\bar{r} \approx 8.79 \pm 0.09$ Мм, а відносне СКВ було близьким до 1%. Це означає, що залежність від відстані r певних параметрів цунамі була другорядною.

Другорядною була також залежність і від азимуту. Так, для станцій у відкритому океані $\bar{A} \approx 150.42^\circ \pm 12.78^\circ$ або відносне СКВ складало 8.5%. Для станцій у внутрішньому морі $\bar{A} \approx 134.53^\circ \pm 4.71^\circ$, а відносне СКВ було близьким до 3.5%.

Залежність часу запізнювання від відстані. Із Табл. 1 і 2 видно, що Δt_a та Δt_o збільшувались при зростанні r . Ця залежність близька до лінійної. Кореляційні поля $\Delta t_a - r$ і $\Delta t_o - r$ дозволили побудувати такі регресії:

$$\Delta t_a \approx 0.8898r, R^2 \approx 0.9999, \sigma \approx 0.0031 \text{ год}, \quad (1)$$

$$\Delta t_o \approx 1.4513r, R^2 \approx 0.4776, \sigma \approx 0.9248 \text{ год}, \quad (2)$$

де Δt_a та Δt_o вимірюються в годинах, а r – в мегаметрах. R^2 – коефіцієнт достовірності апроксимації, σ – СКВ часу запізнювання. Для Δt_a коефіцієнт R^2 близький до граничного значення (1), а для $\Delta t_o \approx 0.4776$ є прийнятним. Із (1) та (2) випливає, що швидкість поширення цунамі

$$(d\Delta t_a / dr)^{-1} = v_{av} \approx 312.18 \text{ м/с}, \quad (3)$$

$$(d\Delta t_o / dr)^{-1} = v_{ov} \approx 191.40 \text{ м/с}. \quad (4)$$

Швидкість поширення атмосферних хвиль цунамі. Отримана із (3) швидкість $v_a \approx 312.18$ м/с дуже близька до середньої швидкості $\bar{v}_a \approx 312.22 \pm 0.13$ м/с та $\bar{v}_a \approx 312.16 \pm 0.12$ м/с, отриманих для станцій у відкритому океані та у внутрішньому морі. Таку швидкість мають атмосферні хвилі Лемба, для яких швидкість [1, 2]

$$v_L = \sqrt{\frac{\gamma k T}{M}}, \quad (5)$$

де $\gamma \approx 1.4$ – показник адіабати, k – стала Больцмана, T – середня температура повітря в тропосфері, M – середня маса молекули. Для $T \approx 230$ К, $M \approx 4.6 \cdot 10^{-26}$ кг маємо $v_L \approx 311$ м/с. Дійсно, $v_a \approx \bar{v}_a = v_L$. Це означає, що потужна атмосферна хвиля Лемба, якій властива відсутність загасання та дисперсії, поширюючись в повітрі

періодично тисне на водну поверхню, генеруючи цунамі. Дійсно, такі атмосферні хвилі цунамі були виявлені та описані й іншими авторами [12, 15, 16].

Швидкість поширення океанічних хвиль цунамі. Із (4) маємо $v_o \approx 191.40$ м/с. Ця швидкість близька до середньої швидкості у відкритому океані (203.80 ± 8.59 м/с) та в внутрішньому морі (180.14 ± 6.98 м/с). Значення $v_o \approx 191.40$ м/с є середнім між цими двома швидкостями. Різниця між $\bar{v}_o \approx 203.80 \pm 8.59$ м/с та $\bar{v}_0 \approx 180.14 \pm 6.98$ м/с пояснює, чому $R^2 \approx 0.4746$, тобто суттєво відрізняється від 1. Швидкість цунамі океанічного походження дається відомим співвідношенням для довгих хвиль гравітаційного походження [18]:

$$v_{ts} = \sqrt{gH}, \quad (6)$$

де $g \approx 9.8$ м/с² - прискорення вільного падіння, H - глибина водоймища. Для Тихого океану середня глибина $\bar{H} \approx 3984$ м. Тоді із (6) маємо $v_{ts} \approx 198$ м/с. Середня глибина Японського моря площею близько 1 млн км² складає 1753 м. При цьому $v_{ts} \approx 131$ м/с. Видно, що для цунамі у відкритому океані значення $v_o \approx 191.40$ м/с, $\bar{v}_o \approx 203.80 \pm 8.59$ м/с, $v_{ts} \approx 198$ м/с є дуже близькими. Для цунамі в внутрішньому морі $v_o \approx 180.14 \pm 6.98$ м/с дещо менше за $v_{ts} \approx 198$ м/с, оскільки частину шляху цунамі поширюється у Японському морі, де його швидкість зменшується в порівнянні з $v_{ts} \approx 198$ м/с. Швидкість v_o та $\bar{v}_o$ близькі до швидкостей, описаних у роботах [3-17].

Амплітуда та висота цунамі. Залежність амплітуди цунамі від відстані r досліджена авторами [17]. Вони встановили, що

$$A = 8.556r^{-0.8915}, \quad R^2 \approx 0.9048, \quad \sigma \approx 1.762 \text{ см},$$

де A – в см, а r – в Мм.

У цій роботі значення r змінюються несуттєво. Тому амплітуда та висота цунамі визначалася не значенням r , а конфігурацією дна та берегової лінії та змінювалася в широких межах (A_a від 2-14 до 48-60 см, A_o від 3-21 до 56-91 см).

Відношення h_a/A_a для атмосферних хвиль цунамі було близьким до 2.07 ± 0.32 для відкритого океана та до 2.44 ± 0.55 для внутрішнього моря. Для океанічної хвилі цунамі це відношення складало 1.98 ± 0.60 для відкритого океана та 2.08 ± 0.34 для внутрішнього моря.

ГОЛОВНІ РЕЗУЛЬТАТИ

Статистичний аналіз характеристик цунамі на станціях, віддалених від вулкану Тонга на 8-9 Мм, показав наступне.

1. Статистичні характеристики для станцій, розташованих у відкритому океані та у внутрішньому морі, помітно відрізнялися.
2. Час запізнювання приходу хвилі лінійно збільшувався зі збільшенням відстані від вулкану до місця реєстрації.
3. Виявлено дві швидкості поширення цунамі. Перша із них була однаковою для станцій у відкритому океані та у внутрішньому морі та складала близько 312 м/с. При цьому цунамі генерувалися атмосферою хвилею Лемба. Друга швидкість для станцій у відкритому океані складала близько 203 м/с, а для станцій у внутрішньому морі - 180 м/с. Це цунамі було океанічного походження, згенероване безпосередньо підводним вибухом вулкану Тонга.
4. Спостережувані та обчислені значення швидкостей хвилі Лемба та океанічних хвиль добре узгоджуються між собою.
5. Значення амплітуди та висоти цунамі для різних станцій змінювалися у широких (від ~ 1 см до ~ 1 м) межах і визначалися не відстанню до вулкана, а топологією дна та береговою лінією у місці розташування станції.
6. Середнє відношення висоти до амплітуди цунамі складало для станцій, розміщених у відкритому океані 2.07 ± 0.32 та 1.98 ± 0.60 відповідно для атмосферної та океанічної хвиль цунамі. Для цих же хвиль і станцій, розміщених у внутрішньому морі, ці відношення складали 2.24 ± 0.55 і 2.08 ± 0.34 .

ФІНАНСУВАННЯ РОБОТИ

Робота Л. Ф. Черногора та М. Б. Шевелева частково підтримана фінансуванням держбюджетних НДР, заданих МОН України (номери держреєстрації 0124U000461 і 0124U000478).

КОНФЛІКТ ІНТЕРЕСІВ

Автори повідомляють про відсутність конфлікту інтересів.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Chernogor L.F. Physical effects of the January 15, 2022, powerful Tonga volcano explosion in the Earth-atmosphere-ionosphere-magnetosphere system. Space: Science & Technology. 2023;29(2):54-77. <https://doi.org/10.15407/knit2023.02.054>

2. Chernogor LF. Physical effects from the powerful Tonga volcanic eruption of January 15, 2022, in the earth–atmosphere–ionosphere–magnetosphere system. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*. 2023;253: 106157. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2023.106157>
3. Poli P, Shapiro NM. Rapid characterization of large volcanic eruptions: Measuring the impulse of the Hunga Tonga Ha'apai explosion from teleseismic waves. *Geophysical Research Letters*. 2022;49(8):1-9. <https://doi.org/10.1029/2022GL098123>
4. Matoza R. S., Fee D., Assink J. D., Iezzi A. M., Green D. N., Kim K., Toney L., Lecocq T., Krishnamoorthy S., Lalande J. M., Nishida K., Gee K. L., Haney M. M., Ortiz H. D., Brissaud Q., Martire L., Rolland L., Vergados P., Nippres A., Park J., Shani-Kadmiel S., Witsil A., Arrowsmith S., Caudron C., Watada S., Perttu A. B., Taisne B., Mialle P., Le Pichon A., Vergoz J., Hupe P., Blom P. S., Waxler R., De Angelis S., Snively J. B., Ringler A. T., Anthony R. E., Jolly A. D., Kilgour G., Averbuch G., Ripepe M., Ichihara M., Arciniega-Ceballos A., Astafyeva E., Ceranna L., Cevuard S., Che I.-Y., De Negri R., Ebeling C. W., Evers L. G., Franco-Marin L. E., Gabrielson T. B., Hafner K., Harrison R. G., Komjathy A., Lacanna G., Lyons J., Macpherson K. A., Marchetti E., McKee K. F., Mellors R. J., Mendo-Pérez G., Mikesell T. D., Munaibari E., Oyola-Merced M., Park I., Pilger C., Ramos C., Ruiz M. C., Sabatini R., Schwaiger H. F., Tailpied D., Talmadge C., Vidot J., Webster J., Wilson D. C. (2022). Atmospheric waves and global seismoacoustic observations of the January 2022 Hunga eruption, Tonga. *Science*.377(6601). P. 95—100. <https://doi.org/10.1126/science.abo7063>
5. Matoza R. S., Fee D., Assink J. D., Iezzi A. M., Green D. N., Kim K., Toney L., Lecocq T., Krishnamoorthy S., Lalande J. M., Nishida K., Gee K. L., Haney M. M., Ortiz H. D., Brissaud Q., Martire L., Rolland L., Vergados P., Nippres A., Park J., Shani-Kadmiel S., Witsil A., Arrowsmith S., Caudron C., Watada S., Perttu A. B., Taisne B., Mialle P., Le Pichon A., Vergoz J., Hupe P., Blom P. S., Waxler R., De Angelis S., Snively J. B., Ringler A. T., Anthony R. E., Jolly A. D., Kilgour G., Averbuch G., Ripepe M., Ichihara M., Arciniega-Ceballos A., Astafyeva E., Ceranna L., Cevuard S., Che I.-Y., De Negri R., Ebeling C. W., Evers L. G., Franco-Marin L. E., Gabrielson T. B., Hafner K., Harrison R. G., Komjathy A., Lacanna G., Lyons J., Macpherson K. A., Marchetti E., McKee K. F., Mellors R. J., Mendo-Pérez G., Mikesell T. D., Munaibari E., Oyola-Merced M., Park I., Pilger C., Ramos C., Ruiz M. C., Sabatini R., Schwaiger H. F., Tailpied D., Talmadge C., Vidot J., Webster J., Wilson D. C. (2022). Supplementary Materials for Atmospheric waves and global seismoacoustic observations of the January 2022 Hunga eruption, Tonga. *Science*.377(6601). <https://doi.org/10.1126/science.abo7063>
6. Tarumi K, Yoshizawa K. Eruption sequence of the 2022 Hunga Tonga-Hunga Ha'apai explosion from back-projection of teleseismic P waves. *Earth and Planetary Science Letters*. 2023;602: 117966. <https://doi.org/10.1016/j.epsl.2022.117966>
7. Pakoksung K, Suppasri A, Imamura F. The near-field tsunami generated by the 15 January 2022 eruption of the Hunga Tonga-Hunga Ha'apai volcano and its impact on Tongatapu, Tonga. *Scientific Reports*. 2022;12:15187. <https://doi.org/10.1038/s41598-022-19486-w>
8. Terry JP, Goff J, Winspear N, Bongolan VP, Fisher S. Tonga volcanic eruption and tsunami, January 2022: Globally the most significant opportunity to observe an explosive and tsunamigenic submarine eruption since AD 1883 Krakatau. *Geoscience Letter*. 2022;9:24. <https://doi.org/10.1186/s40562-022-232-z>
9. Ramírez-Herrera MT, Coca O, Vargas-Espinosa V. Tsunami effects on the coast of Mexico by the Hunga Tonga-Hunga Ha'apai volcano eruption, Tonga. *Pure and Applied Geophysics*. 2022;179: 1117-1137. <https://doi.org/10.1007/s00024-022-03017-9>
10. Carvajal M, Sepúlveda I, Gubler A, Garreaud R. Worldwide signature of the 2022 Tonga volcanic tsunami. *Geophysical Research Letters*. 2022;49 (6):1-4. <https://doi.org/10.1029/2022GL098153>
11. Heidarzadeh M, Gusman AR, Ishibe T, Sabeti R, Šepić J. Estimating the eruption-induced water displacement source of the 15 January 2022 Tonga volcanic tsunami from tsunami spectra and numerical modelling. *Ocean Engineering*. 2022;261:112165. <https://doi.org/10.1016/j.oceaneng.2022.112165>
12. Imamura F, Suppasri A, Arikawa T, Koshimura S, Satake K, Tanioka Y. Preliminary observations and impact in Japan of the tsunami caused by the Tonga volcanic eruption on January 15, 2022. *Pure and Applied Geophysics*. 2022;179:1549-1560. <https://doi.org/10.17/s024-022-03058-0>
13. Lynett P. The tsunamis generated by the Hunga Tonga-Hunga Ha'apai volcano on January 15, 2022. Preprint available at Research Square. <https://doi.org/10.21203/rs.3.rs-1377508/v1>
14. Lynett P, McCann M, Zhou Z, et al. Diverse tsunamigenesis triggered by the Hunga Tonga-Hunga Ha'apai eruption. *Nature*. 2022;609:728-733. <https://doi.org/10.1038/s41586-022-05170-6>
15. Kubota T, Saito T, Nishida K. Global fast-traveling tsunamis driven by atmospheric Lamb waves on the 2022 Tonga eruption. *Science*. 2022; 377(6601):91-94. <https://doi.org/10.1126/science.abo4364>
16. Tanioka Y., Yamanaka Y., Nakagaki T. (2022). Characteristics of the deep sea tsunami excited offshore Japan due to the air wave from the 2022 Tonga eruption. *Earth, Planets and Space*.74, 61. DOI:10.1186/s40623-022-01614-5
17. Chernogor L, Luo Y. Statistical Analysis of Seismic and Tsunami Waves Generated by the 2022 Tonga Volcano's Eruption [Internet]. *A Comprehensive Study of Volcanic Phenomena [Working Title]*. IntechOpen; 2024. <http://dx.doi.org/10.5772/intechopen.1006881>

18. Amores A, Monserrat S, Marcos M, Argüeso D, Villalonga J, Jordà G, et al. Numerical simulation of atmospheric Lamb waves generated by the 2022 Hunga-Tonga volcanic eruption. *Geophysical Research Letters*. 2022;49 (6):1-8. <https://doi.org/10.1029/2022GL098240>
19. Otsuka S. Visualizing Lamb waves from a volcanic eruption using meteorological satellite Himawari-8. *Geophysical Research Letters*. 2022;49 (8):1-9. <https://doi.org/10.1029/2022GL098324>
20. Chernogor LF, Shevelev MB. Statistical characteristics of explosive waves in the atmosphere generated by the Tonga supervolcano on January 15, 2022. *Space: Science & Technology*. 2024;30(1):66-79. <https://doi.org/10.15407/knit2024.01.066>
21. Shinbori A, Otsuka Y, Sori T, et al. New aspects of the upper atmospheric disturbances caused by the explosive eruption of the 2022 Hunga Tonga–Hunga Ha’apai volcano. *Earth, Planets and Space*. 2023;75:175. <https://doi.org/10.1186/s40623-023-01930-4>
22. Astafyeva E, Maletckii B, Mikesell TD, Munaibari E, Ravanelli M, Coisson P, et al. The 15 January 2022 Hunga Tonga eruption history as inferred from ionospheric observations. *Geophysical Research Letters*. 2022;49 (10):1-10. <https://doi.org/10.1029/2022GL098827>
23. Чорногор Л. Ф. Варіації повного електронного вмісту в іоносфері, викликані вибухом вулкану Тонга 15 січня 2022 року / Л. Ф. Чорногор // Космічна наука і технологія. 2023;29(3):67–87. <https://doi.org/10.15407/knit2023.03.067>
24. Chernogor L. F., Mylovanov Yu. B. Electron Density Reduction Caused by the Tonga Volcano Eruption on January 15, 2022 // *Kinemat. Phys. Celest. Bodies*. 2023;39(4):204–216. <https://doi.org/10.3103/S0884591323040037>
25. Чорногор Л.Ф., Милованов Ю.Б. Іоносферні збурення у ближній зоні, викликані експлозивним виверженням вулкана Тонга 15 січня 2022 р. *Радіофізика і радіоастрономія*. 2023;28(3): 212—223. <https://doi.org/10.15407/rpra27.03.212>
26. Chernogor L. F., Holub M. Yu. Bay-Shaped Variations in the Geomagnetic Field that Accompanied the Catastrophic Explosion of the Tonga Volcano on January 15, 2022 // *Kinematics and Physics of Celestial Bodies*. 2023;39(5):247–260. <https://doi.org/10.3103/S0884591323050033>
27. Чорногор Л. Ф. Глобальні варіації геомагнітного поля, викликані вибухом вулкану Тонга 15 січня 2022 р. / Л. Ф. Чорногор // Космічна наука і технологія. 2023; 29(4):78—105. <https://doi.org/10.15407/knit2023.04.006>

REFERENCES

1. Chernogor LF. Physical effects of the January 15, 2022, powerful Tonga volcano explosion in the Earth-atmosphere-ionosphere-magnetosphere system. *Space: Science & Technology*. 2023;29(2):54-77. <https://doi.org/10.15407/knit2023.02.054>
2. Chernogor LF. Physical effects from the powerful Tonga volcanic eruption of January 15, 2022, in the earth–atmosphere–ionosphere–magnetosphere system. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*. 2023;253: 106157. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2023.106157>
3. Poli P, Shapiro NM. Rapid characterization of large volcanic eruptions: Measuring the impulse of the Hunga Tonga Ha'apai explosion from teleseismic waves. *Geophysical Research Letters*. 2022;49(8):1-9. <https://doi.org/10.1029/2022GL098123>
4. Matoza R. S., Fee D., Assink J. D., Iezzi A. M., et al (2022). Atmospheric waves and global seismoacoustic observations of the January 2022 Hunga eruption, Tonga. *Science*. 377(6601). P. 95—100. DOI:10.1126/science.abo7063
5. Matoza R. S., Fee D., Assink J. D., Iezzi A. M., et al (2022). Supplementary Materials for Atmospheric waves and global seismoacoustic observations of the January 2022 Hunga eruption, Tonga. *Science*. 377(6601). DOI:10.1126/science.abo7063
6. Tarumi K, Yoshizawa K. Eruption sequence of the 2022 Hunga Tonga-Hunga Ha'apai explosion from back-projection of teleseismic P waves. *Earth and Planetary Science Letters*. 2023;602: 117966. <https://doi.org/10.1016/j.epsl.2022.117966>
7. Pakoksung K, Suppasri A, Imamura F. The near-field tsunami generated by the 15 January 2022 eruption of the Hunga Tonga-Hunga Ha’apai volcano and its impact on Tongatapu, Tonga. *Scientific Reports*. 2022;12:15187. <https://doi.org/10.1038/s41598-022-19486-w>
8. Terry JP, Goff J, Winspear N, Bongolan VP, Fisher S. Tonga volcanic eruption and tsunami, January 2022: Globally the most significant opportunity to observe an explosive and tsunamigenic submarine eruption since AD 1883 Krakatau. *Geoscience Letter*. 2022;9:24. <https://doi.org/10.1186/s40562-022-232-z>
9. Ramírez-Herrera MT, Coca O, Vargas-Espinosa V. Tsunami effects on the coast of Mexico by the Hunga Tonga-Hunga Ha’apai volcano eruption, Tonga. *Pure and Applied Geophysics*. 2022;179: 1117-1137. <https://doi.org/10.1007/s00024-022-03017-9>

10. Carvajal M, Sepúlveda I, Gubler A, Garreaud R. Worldwide signature of the 2022 Tonga volcanic tsunami. *Geophysical Research Letters*. 2022;49 (6):1-4. <https://doi.org/10.1029/2022GL098153>
11. Heidarzadeh M, Gusman AR, Ishibe T, Sabeti R, Šepić J. Estimating the eruption-induced water displacement source of the 15 January 2022 Tonga volcanic tsunami from tsunami spectra and numerical modelling. *Ocean Engineering*. 2022;261:112165. <https://doi.org/10.1016/j.oceaneng.2022.112165>
12. Imamura F, Suppasri A, Arikawa T, Koshimura S, Satake K, Tanioka Y. Preliminary observations and impact in Japan of the tsunami caused by the Tonga volcanic eruption on January 15, 2022. *Pure and Applied Geophysics*. 2022;179:1549-1560. <https://doi.org/10.17/s024-022-03058-0>
13. Lynett P. The tsunamis generated by the Hunga Tonga-Hunga Ha'apai volcano on January 15, 2022. Preprint available at Research Square. <https://doi.org/10.21203/rs.3.rs-1377508/v1>
14. Lynett P, McCann M, Zhou Z, et al. Diverse tsunamigenesis triggered by the Hunga Tonga-Hunga Ha'apai eruption. *Nature*. 2022;609:728-733. <https://doi.org/10.1038/s41586-022-05170-6>
15. Kubota T, Saito T, Nishida K. Global fast-traveling tsunamis driven by atmospheric Lamb waves on the 2022 Tonga eruption. *Science*. 2022; 377(6601):91-94. <https://doi.org/10.1126/science.abo4364>
16. Tanioka Y., Yamanaka Y., Nakagaki T. (2022). Characteristics of the deep sea tsunami excited offshore Japan due to the air wave from the 2022 Tonga eruption. *Earth, Planets and Space*. 74, 61. DOI:10.1186/s40623-022-01614-5
17. Chernogor L, Luo Y. Statistical Analysis of Seismic and Tsunami Waves Generated by the 2022 Tonga Volcano's Eruption [Internet]. A Comprehensive Study of Volcanic Phenomena [Working Title]. IntechOpen; 2024. <http://dx.doi.org/10.5772/intechopen.1006881>
18. Amores A, Monserrat S, Marcos M, Argüeso D, Villalonga J, Jordà G, et al. Numerical simulation of atmospheric Lamb waves generated by the 2022 Hunga-Tonga volcanic eruption. *Geophysical Research Letters*. 2022;49 (6):1-8. <https://doi.org/10.1029/2022GL098240>
19. Otsuka S. Visualizing Lamb waves from a volcanic eruption using meteorological satellite Himawari-8. *Geophysical Research Letters*. 2022;49 (8):1-9. <https://doi.org/10.1029/2022GL098324>
20. Chernogor LF, Shevelev MB. Statistical characteristics of explosive waves in the atmosphere generated by the Tonga supervolcano on January 15, 2022. *Space: Science & Technology*. 2024;30(1):66-79. <https://doi.org/10.15407/knit2024.01.066>
21. Shinbori A, Otsuka Y, Sori T, et al. New aspects of the upper atmospheric disturbances caused by the explosive eruption of the 2022 Hunga Tonga–Hunga Ha'apai volcano. *Earth, Planets and Space*. 2023;75:175. <https://doi.org/10.1186/s40623-023-01930-4>
22. Astafyeva E, Maletckii B, Mikesell TD, Munaibari E, Ravanelli M, Coisson P, et al. The 15 January 2022 Hunga Tonga eruption history as inferred from ionospheric observations. *Geophysical Research Letters*. 2022;49 (10):1-10. <https://doi.org/10.1029/2022GL098827>
23. Chornogor, L. F. Ionospheric total electron content variations caused by the Tonga volcano explosion of January 15, 2022/ L. F. Chornogor. *Space Science and Technology*. 2023;29(3):67–87. [in Ukrainian]
24. Chernogor L. F., Mylovanov Yu. B. Electron Density Reduction Caused by the Tonga Volcano Eruption on January 15, 2022. *Kinemat. Phys. Celest. Bodies* 2023;39(4):204–216. <https://doi.org/10.3103/S0884591323040037>
25. Chernogor, L.F., Mylovanov, Yu.B., 2023. Near-zone ionospheric disturbances caused by explosive eruption of Tonga volcano on 15 January 2022. *Radio Physics and Radio Astronomy*. 2023;28(3): 212—223.[in Ukrainian]
26. Chernogor L. F., Holub M. Yu. Bay-Shaped Variations in the Geomagnetic Field that Accompanied the Catastrophic Explosion of the Tonga Volcano on January 15, 2022. *Kinematics and Physics of Celestial Bodies*. 2023;39(5):247–260. <https://doi.org/10.3103/S0884591323050033>
27. Chornogor, L. F. Global Variations in the Geomagnetic Field Caused by the explosion of the Tonga volcano on January 15, 2022/ L. F. Chornogor. *Space Science and Technology*. 2023; 29(4):78—105. [in Ukrainian].

Стаття надійшла до редакції: 21 жовтня 2024 р.

Рекомендовано до друку: 02 грудня 2024 р.

STATISTICAL CHARACTERISTICS OF VOLCANOGENIC TSUNAMI WAVES IN THE NORTHWESTERN PACIFIC REGION

L.F. Chernogor, M.B. Shevelev, R.M. Kovalov, D.R. Novytska

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

Relevance. The atmosphere and ionosphere serve as critical pathways for telecommunication systems, radionavigation, radar operations, remote radio sensing, and radio astronomy. The stability of these atmospheric and ionospheric channels is profoundly influenced by various high-energy natural and anthropogenic phenomena. Among these, volcanic activity stands out as a significant contributor.

The eruption of the Tonga volcano on January 15, 2022, caused notable disturbances across all subsystems of the Earth's lithosphere, oceans, atmosphere, ionosphere, and magnetosphere, thereby affecting the parameters of radio

communication channels. In particular, the eruption generated intense atmospheric waves and tsunami events. An in-depth study of these wave propagation phenomena is a pressing scientific challenge.

Objective The study aims to perform a statistical analysis of the characteristics of atmospheric and oceanic tsunami waves in the northwestern Pacific Ocean induced by the explosive eruption of the Tonga submarine volcano on January 15, 2022.

Methods. Statistical analysis of key parameters of tsunami waves of atmospheric and oceanic origin. Comparative evaluation of observational data with theoretical calculations.

Results. The analysis identified two groups of tsunami waves. The first group was of atmospheric origin, generated by the Lamb wave and propagating at a speed of about 312 m/s. This speed was consistent for stations located both in the open ocean and inland sea. The second group of tsunami waves was of oceanic origin, generated directly by the underwater explosion of the Tonga volcano and propagating at a speed of about 203 m/s for stations in the open ocean and about 180 m/s for stations in the inland sea. The height and amplitude of the tsunami varied widely (~1-100 cm) and were determined by the topology of the reservoir bottom and coastline, rather than the distance from the volcano. The ratio of tsunami height to amplitude averaged 2.07 ± 0.32 and 1.98 ± 0.60 for atmospheric and ocean waves, respectively, for stations located in the open ocean. For stations in the inland sea, these ratios were close to 2.24 ± 0.55 and 2.08 ± 0.34 , respectively.

Conclusions. The study presents the main statistical characteristics of atmospheric and oceanic tsunami waves in the Northwest Pacific Ocean generated by the explosion of the Tonga volcano on January 15, 2022.

KEY WORDS: *Tonga volcano, tsunami, statistical characteristics, lag time, tsunami speed, tsunami amplitude, tsunami height, calculation results.*

he article was received by the editors: October 21 2024

The article is recommended for printing: December 02 2024

Наукове видання

ВІСНИК ХАРКІВСЬКОГО НАЦІОНАЛЬНОГО УНІВЕРСИТЕТУ
імені В.Н. Каразіна

Серія
“Радіофізика та електроніка”

Випуск 41

Збірник наукових праць
Українською та англійською мовами

Підписано до друку 26.12. 2024. Формат 60х84/8.
Папір офсетний. Друк цифровий.
Ум. друк. арк. 5,22. Обл.-вид. арк. 6,53. Наклад 50 пр. Зам.№ 67/24.

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.