

Інститут радіофізики та електроніки імені О. Я. Усикова
Національна академія наук України

Інститут радіофізики та електроніки імені О. Я. Усикова
Національна академія наук України

Кваліфікаційна наукова праця
на правах рукопису

Кривонос Олексій Петрович

УДК 537.874.37:550.388.2

ДИСЕРТАЦІЯ

Радіозондування області D нічної іоносфери з використанням
випромінювання розрядів блискавок

01.04.03 – радіофізика

Подається на здобуття наукового ступеня кандидата фізико-математичних наук

Дисертація містить результати власних досліджень. Використання ідей, результатів і текстів інших авторів мають посилання на відповідне джерело

_____ О. П. Кривонос

Науковий керівник

Швець Олександр Вячеславович, доктор фізико-математичних наук,

старший науковий співробітник

Харків - 2017

АНОТАЦІЯ

Кривонос О. П. Радіозондування області *D* нічної іоносфери з використанням випромінювання розрядів блискавок. – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня кандидата фізико-математичних наук за спеціальністю 01.04.03 "Радіофізика". – Інститут радіофізики та електроніки ім. О.Я. Усикова НАН України, Харків, 2017.

Дисертацію присвячено розробці методу для визначення ефективних висот хвильоводу Земля – іоносфера уздовж траси поширення для основної моди та мод вищого порядку, що дозволяє реалізувати автоматичну ідентифікацію твіків та їх аналіз для моніторингу стану нижньої іоносфери в режимі реального часу.

У роботі був проведений порівняльний аналіз фазового та частотного методів визначення ефективних висот хвильоводу Земля–іоносфера для основного та вищих типів нормальних хвиль (мод) і дальності до джерела випромінювання – блискавки на основі аналізу імпульсних сигналів у діапазоні наднизьких і дуже низьких частот – твік-атмосфериків. У числовому експерименті хвильові форми твіків синтезовані в моделі хвильоводу Земля – іоносфера з експоненціальним профілем провідності нижньої іоносфери. Для виділення й аналізу окремих мод у сигналі використовувалися динамічні спектри твіків. Обчислення проводилися з додаванням шуму. Відносна похибка частотного методу визначення ефективної висоти хвильоводу для різних хвильоводних мод дорівнювала 0,01 – 2,5%. Похибка фазового методу визначення ефективної висоти хвильоводу склала 0,15 – 3,5%. Систематичні похибки визначення дальності до блискавки дорівнювали 1 – 1,5% для фазового методу і 1 – 5% – для частотного методу в діапазоні дальностей 500 – 3000 км.

Була запропонована методика розв'язання оберненої задачі визначення ефективної висоти нижньої іоносфери та відстані до блискавки за сигналами твіків із урахуванням їх багатомодового складу. Для використання в числовому експерименті спрощеної моделі поширення радіохвиль наднизьких частот і дуже низьких частот у хвильоводі Земля – іоносфера було отримано часові форми твіків, що відображають основні особливості сигналів, які спостерігаються в експерименті. На основі числового моделювання досліджено похибки оцінки параметрів завдання, пов'язані зі стохастичним шумом у сигналі та сферичністю хвильоводу. Показано, що запропонована методика визначення ефективних висот відбиття від іоносфери для різних мод дозволяє оцінити параметри експоненціального профілю провідності іоносфери (початкову висоту та висотний масштаб) в діапазоні значень, характерних для нічних умов.

На прикладі створення трьохканального програмно-апаратного комплексу для вимірювань атмосферних електромагнітних завад у діапазоні

низьких частот описано й обґрунтовано вибір конструктивних параметрів датчиків магнітного й електричного поля та трактів підсилення із метою отримання необхідної чутливості та частотного діапазону зареєстрованих сигналів. Вимірювання параметрів приймальної частини комплексу показали досить гарне узгодження із розрахунком. Програмна частина комплексу, яка реалізована на персональному комп'ютері, в режимі реального часу дозволяє оцінювати абсолютний рівень, спектральний склад, а також поляризаційні характеристики зареєстрованих імпульсних, вузькосмугових і квазімонохроматичних полів і накопичувати отримані дані в цілодобовому режимі.

Протягом 2014 – 2015 рр. було проведено серії реєстрацій атмосфериків. У результаті роботи вимірювального комплексу в цілодобовому режимі було накопичено записи часових форм трьох компонент поля атмосфериків, що охоплюють практично всі сезони, разом – близько 215 діб.

Запропоновано новий метод автоматичної ідентифікації твік-атмосфериків і визначення дальності до розряду блискавки й ефективних висот нижньої іоносфери вздовж траси поширення для нормальних хвиль основного та більш високого порядку в хвилеводі Земля – іоносфера. Точність визначення дальності оцінюється шляхом порівняння з незалежними даними мережі локації блискавки Blitzortung. Оцінки склали менше 100 км за стандартним відхиленням і менше 200 км в діапазоні відстаней до блискавки від 500 до 1400 км. Застосування алгоритму кластеризації дозволило визначити зміни ефективної висоти нижньої іоносфери вздовж різних трас поширення, що є корисним для вивчення динаміки іоносферних неоднорідностей як у часі, так в і просторі.

У роботі наведено результати аналізу твік-атмосфериків, накопичених протягом серпня 2014 р. Для обробки застосовувався метод автоматичної ідентифікації й аналізу. Продемонстровані діагностичні можливості запропонованого методу, який дозволяє проводити локацію грозових осередків і виявляти варіації висоти хвилеводу Земля – іоносфера уздовж трас поширення ДНЧ радіохвиль, збуджених розрядами блискавок з різних осередків. Досліджено зв'язок регулярних варіацій висоти іоносфери зі зміною сонячного зенітного кута, який визначає основне джерело іонізації – випромінювання геокорони в нічний час. Показано, що при збільшенні висоти нижньої межі іоносфери збільшується потік твіків, що пов'язано із зменшенням втрат в іоносфері. Виявлено ефект підйому нижньої межі іоносфери під час геомагнітної бурі помірної інтенсивності, що відбувалася 19–20 серпня 2014 р.

Наукова новизна одержаних результатів

1) запропоновано й апробовано на основі числового моделювання новий однопозиційний метод визначення відстані до блискавки та висотного профілю нижньої іоносфери на основі аналізу багатомодових записів твіків;

2) вперше накопичено великий масив цілодобових одночасних записів трьох компонент поля атмосфериків у діапазоні частот 300 Гц – 24 кГц і ДНЧ (дуже низькі частоти) радіостанцій у діапазоні 12 – 23 кГц з використанням створеного вимірювального комплексу;

3) вперше за результатами аналізу твік-атмосфериків на основі розробленого алгоритму автоматичного виявлення й аналізу твік-атмосфериків показано зв'язок ефективної висоти нижньої іоносфери з величиною сонячного Zenітного кута в нічний час, що показує домінуючу роль випромінювання геокорони в формуванні нічної іоносфери;

4) вперше за результатами аналізу твік-атмосфериків виявлено ефект збільшення висоти нижньої іоносфери під час магнітної бурі помірної потужності.

Практичне значення одержаних результатів

Одержаний розв'язок оберненої задачі радіофізики для пасивної локації точкових імпульсних джерел в хвилеводі, принципи розробки приймача, датчиків магнітного та електричного полів, алгоритми та програми для автоматичного виявлення й аналізу твік-атмосфериків можуть бути використані для створення однопозиційних і багатопозиційних систем локації блискавок, автоматизованих систем моніторингу стану нижньої іоносфери в реальному часі.

Ключові слова: хвилевід Земля – іоносфера, твік-атмосферики, ННЧ – ДНЧ радіохвилі, нижня іоносфера, локація блискавок

ABSTRACT

Krivos A. P. Radio sounding of the D region of the nocturnal ionosphere using lightning discharge radiation. – Qualification scientific work on the manuscript.

Thesis for a degree of Candidate in Physics and Mathematics, speciality 01.04.03 “Radiophysics”. – O. Ya. Usikov Institute for Radiophysics and Electronics of National Academy of Sciences of Ukraine, Kharkiv, 2017.

The dissertation is devoted to the development of the method for determining the effective heights of the Earth-ionosphere waveguide along the propagation path for the main mode and higher-order modes, which allows automatic identification of tweeks and their analysis for monitoring the state of the lower ionosphere in real time.

In this work a comparative analysis of phase and frequency methods for determining the effective heights of the Earth-ionosphere waveguide for the main and higher types of normal waves (modes) and range to the source of radiation – lightning on the basis of the analysis of pulsed signals in the range of ultralow and very low frequencies – tweek-atmospherics. In a numerical experiment, the waveforms of the tweeks are synthesized in the Earth-ionosphere waveguide model with an exponential conductivity profile of the lower ionosphere. Dynamic spectra of tweeks were used to select and analyze individual mods in the signal. The calculations were carried out with the addition of noise. The error of the frequency method for determining the effective waveguide height for different waveguide modes was 0.01 ... 2.5%. The error in the phase method for determining the effective waveguide height was 0.15 ... 3.5%. The systematic errors in the determination of the range of lightning were 1 ... 1.5% for the phase method and 1 ... 5% for the frequency method in the range of distances of 500 ... 3000 km.

The method of solving the inverse problem of determining the effective height of the lower ionosphere and the distance to lightning on the tweeks signals, taking into account their multimode composition, was proposed. For use in the numerical experiment of a simplified model of the propagation of ELF – VLF radio waves in the waveguide of the Earth-ionosphere, the time forms of the tweeks reflecting the main features of the signals observed in the experiment are obtained. On the basis of numerical simulation, the errors of estimating the task parameters related to stochastic noise in the signal and the waveguide sphericity are investigated. It is shown that the proposed method of determining the effective reflection heights from the ionosphere for different modes allows us to estimate the parameters of the exponential conductivity profile of the ionosphere (initial height and altitude scale) in the range of values characteristic of night conditions.

For example, the creation of a three-channel software and hardware complex

for measuring atmospheric electromagnetic disturbances in the low-frequency range, the choice and design of the parameters of the magnetic and electric field sensors and amplification paths has been described and substantiated in order to obtain the required sensitivity and frequency range of the registered signals. Measurement of the parameters of the receiving part of the complex showed quite good agreement with the calculation. The software part of the complex, which is realized on a personal computer, in real time mode allows us to estimate the absolute level, spectral composition, as well as the polarization characteristics of the registered pulsed, narrowband and quasi-monochromatic fields, and to accumulate the obtained data in the round-the-clock mode.

During 2014 – 2015, the series of atmospheric recordings had conducted. As a result of the operation of the measuring system in a round-the-clock mode, records of time forms of three components of the atmospheric field covering almost all seasons were accumulated, only about 215 days.

A new method for the automatic identification of tweek-atmospherics and the determination of the distance to the lightning discharge and effective heights of the lower ionosphere along the propagation path for normal ground and higher-order waves in the Earth-ionosphere waveguide was proposed. The accuracy of the distance measurement method is estimated by comparing with the independent Blitzortung lightning network data as less than 100 km with a standard deviation of less than 200 km in the range of distances to lightning from 500 to 1400 km. The application of the clustering algorithm allowed to determine the changes in the effective height of the lower ionosphere along different propagation tracks, which is useful for studying the dynamics of ionospheric inhomogeneities, both in time and in space.

The results of the analysis of tweek-atmospherics accumulated during August 2014 are presented in the work. For processing, the method of automatic identification and analysis, developed by the authors, was used. The diagnostic capabilities of the proposed method, which allows the location of thunderstorms and the variations in the height of the waveguide of the Earth-ionosphere along the paths of the propagation of the VLF radio waves excited by lightning discharge from different cells, are demonstrated. The relationship between the regular variations in the height of the ionosphere with the change in the solar zenith angle, which determines the main source of ionization - the radiation of the geocorona at night. It is shown that as the height of the lower boundary of the ionosphere increases, the flow of tweeks increases, which is associated with a decrease in losses in the ionosphere. The effect of rising the lower boundary of the ionosphere during a moderate-intensity geomagnetic storm on August 19–20, 2014 was discovered.

Scientific novelty of the results

1) the new one-position method for determining the distance to lightning and the altitude profile of the lower ionosphere which is based on the analysis of multimode tweek records was proposed and tested on the basis of numerical simulation;

2) for the first time, a large array of round-the-clock simultaneous recordings of three components of the atmosphere field in the frequency range 300 Hz – 24 kHz and VLF radio stations in the range 12 – 23 kHz was accumulated with the use of the created measuring complex;

3) based on the developed algorithm of automatic detection and analysis of tweek-atmospherics, the connection between the effective height of the lower ionosphere and the value of the solar zenith angle at night was shown for the first time, which shows the dominant role of the geocorona emission in the formation of the night ionosphere;

4) for the first time, the effect of an increase in the height of the lower ionosphere during a magnetic storm of moderate power was found from the analysis of tweek-atmospherics.

The practical value of the results.

The received solution of the inverse problem of radiophysics for the passive location of point pulsed sources in the waveguide, the principles of the development of the receiver, algorithms and programs for the automatic detection and analysis of tweek atmospherics can be used to create one-position and multipositional systems for locating lightning, automated systems for monitoring the state of the lower ionosphere.

Keywords: Earth-ionosphere waveguide, tweek-atmospherics, ELF – VLF radio waves, Lower ionosphere, lightning location.

Список публікацій за темою дисертації:

1. Оценка параметров профиля проводимости нижней ионосферы на основе анализа твик-атмосфериков / А.В. Швец, Т.Н. Сердюк, А. П. Кривонос, Ю.В. Горишня // Радиофизика и электроника. – 2015. – Т.6 (20), №1. – С. 40– 47.
2. Кривонос А. П. Сравнительный анализ методов оценки параметров нижней ионосферы с помощью твик-атмосфериков / А. П. Кривонос, А. В. Швец // Радиофизика и радиоастрономия. – 2016. – Т. 21, № 4. – С. 270–278.
3. Швец А.В. Комплекс для многокомпонентных измерений СНЧ–ОНЧ электромагнитных полей / А.В. Швец, А.П. Кривонос, В.К. Иванов // Радиофизика и электроника. – 2016. – Т.7(21), №4. – С. 49–55.
4. A technique for automatic monitoring the lower ionosphere and lightning location by tweek-atmospherics / A.V. Shvets, A.P. Krivonos, T.N. Serdiuk,

- M. Hayakawa // International Journal of Electronics and Applied Research (IJEAR). – 2017. – Vol.4, Issue 2. – P. 1 – 14.
5. Шве́ц А. В. Предварительные результаты мониторинга нижней ионосферы на основе анализа твик-атмосфериков / А. В. Шве́ц, А. П. Кривоно́с // Радиофизика и электроника. – 2017. – Т.8 (22), № 3. – С.49–57.
 6. Сердюк Т.Н. Комплекс для измерения и регистрации низкочастотных электромагнитных полей / Т.Н. Сердюк, А.В. Шве́ц, А.П. Кривоно́с // Енергозбереження на залізничному транспорті та в промисловості: Матеріали VI Міжнародної науково-практичної конференції. – Воловець, 10 червня – 13 червня 2015 р. – С. 106–107.
 7. Krivonos A. P. Comparative analysis of methods for solving the inverse problem of recovering the parameters of the Earth-ionosphere waveguide excited by lightning / A. P. Krivonos, A. V. Shvets // International Young Scientists Forum on Applied Physics. – Dnipropetrovsk, 29 Sept. – 2 Oct. 2015. - 1 електрон. опт. диск (CD-ROM).
 8. Krivonos A. P. Comparative analysis of methods for estimation of parameters of the ionosphere by tweek atmospherics / A. P. Krivonos // 9th International Kharkiv Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves. – Kharkov, June 21–24, 2016. – DOI: 10.1109 / MSMW.2016.7538022 10.1109 / MSMW.2016.7538022.
 9. Krivonos A. P. Comparison of single station methods for analysis of tweek atmospherics / A. P. Krivonos, V. A. Plakhtii // Proceedings of the 16th International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory (MMET). – Lviv, July 5–7, 2016. – P. 165–168.
 10. Serdiuk T. N Multimode tweek-atmospherics in the earth-ionosphere waveguide / T. N. Serdiuk, A. V. Shvets, A. P. Krivonos // Тези VII Міжнародної науково-практичної конференції «Безпека та електромагнітна сумісність на залізничному транспорті» (S&EMC). –Розлуч, 06 лютого – 19 лютого 2016. – С. 71–72.
 11. Shvets A. V. Analysis of Tweek-atmospherics, Synthesized Under the Quasi-longitudinal Propagation Model in Sharply Bounded Magnetized Ionosphere / A. V. Shvets, A.P. Krivonos // II International Young Scientists Forum On Applied Physics And Engineering. – Kharkiv, 10–14 Oct. 2016. - 1 електрон. опт. диск (CD-ROM).
 12. Метод расчета параметров индукционного датчика для согласования с входными шумами усилителя / Т. Н. Сердюк, А. В. Шве́ц, А. П. Кривоно́с, Ю.В. Гори́шня // Тези VIII Міжнародної науково-практичної конференції «Безпека та електромагнітна сумісність на залізничному транспорті». – Чернівці, 01 лютого – 03 лютого 2017. – С. 62–63.
 13. Обратная задача восстановления параметров волновода Земля-ионосфера, возбуждаемого разрядом молнии / А.В. Шве́ц, А. П. Кривоно́с,

- Т.Н. Сердюк, Ю. В. Горишня // Збірник наукових праць Харківського університету Повітряних Сил. – 2013. – Т.3(36). – С. 84 – 90.
14. Комплекс для измерения и регистрации электромагнитных полей в диапазоне СНЧ – ОНЧ / А.В. Швец, Т.Н. Сердюк, А.Ю. Щекотов, Г.Г. Беляев, А. П. Кривонос // Безпека та електромагнітна сумісність на залізничному транспорті. – 2014. – № 7. – С. 11–21.

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ	13
ВСТУП.....	14
РОЗДІЛ 1 АНАЛІТИЧНИЙ ОГЛЯД МЕТОДІВ ДОСЛІДЖЕННЯ НИЖНЬОЇ ІОНОСФЕРИ.....	20
1.1 Джерела іонізації нічної <i>D</i> -області іоносфери.....	20
1.2 Способи діагностики нижньої іоносфери.....	24
1.2.1 Низькочастотний іонозонд.....	25
1.2.2 Середньочастотний радар	26
1.2.3 Радіолокатор некогерентного розсіяння.....	28
1.2.4 Ріометричні вимірювання	28
1.2.5 Метод крос-модуляції.....	29
1.2.6 Методи ДНЧ радіопросвічування хвилеводу Земля – іоносфера.....	30
1.2.7 Ракетні вимірювання	30
1.3 Методи радіозондування нижньої іоносфери з використанням випромінювання розрядів блискавок.....	33
1.3.1 Твік-атмосферики	34
1.3.2 Методи розв'язання оберненої задачі радіофізики за сигналами атмосфериків	36
Висновки до розділу 1	39
РОЗДІЛ 2 МЕТОД ОЦІНКИ ПАРАМЕТРІВ ПРОФІЛЮ ПРОВІДНОСТІ ІОНОСФЕРИ ПО БАГАТОМОДОВИМ ТВІК-АТМОСФЕРИКАМ.....	41
2.1 Модель хвильової форми твік-атмосферика	42

2.2 Порівняльний аналіз методів розв'язання оберненої задачі відновлення параметрів хвильоводу Земля – іоносфера, що збуджується розрядом блискавки	47
2.2.1 Фазовий і частотний методи аналізу твіків.....	47
2.2.2 Результати статистичного аналізу.....	52
2.3 Врахування сферичності хвильоводу Земля – іоносфера	57
2.4. Метод оцінки критичних частот і відстані до блискавки за багатомодовими твіками	61
2.5. Вплив шуму на точність визначення висоти відбиття від іоносфери і відстані до джерела.	63
Висновки до розділу 2	66
РОЗДІЛ 3. КОМПЛЕКС ДЛЯ ВИМІРЮВАННЯ ТА РЕЄСТРАЦІЇ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ПОЛІВ У ННЧ – ДНЧ ДІАПАЗОНІ.....	68
3.1 Розрахунок параметрів магнітної антени (Повітряна рамка).....	69
3.1.1 Розрахунок параметрів антени для забезпечення необхідної чутливості	69
3.1.2 Смуга пропускання магнітної антени й антенного підсилювача.....	72
3.2 Розрахунок параметрів ємнісної електричної антени й антенного підсилювача	75
3.3 Розрахунок параметрів приймача.....	77
3.3.1 Параметри індукційного датчика.....	77
3.3.2 Коефіцієнт посилення та динамічний діапазон каналу магнітної компоненти	78
3.3.3 Параметри каналу електричної компоненти.....	80

3.4 Калібровка магнітної антени за допомоги випромінювача - повітряної рамки	81
3.5 Апаратура та програмне забезпечення для вимірювань і збору даних ..	85
Висновки до розділу 3	89
РОЗДІЛ 4 МЕТОД АВТОМАТИЧНОГО МОНІТОРИНГУ НИЖНЬОЇ ІОНОСФЕРИ ТА ЛОКАЦІЇ БЛИСКАВКАВОК ЗА ДОПОМОГИ ТВІК-АТМОСФЕРИКІВ.....	91
4.1 Алгоритм для ідентифікації та аналізу твіків	93
4.1.1 Визначення піків в спектрограмі.....	94
4.1.2 Частотна інтерполяція	96
4.1.3. Початкова оцінка дальності до блискавки	97
4.1.4 Виділення гармонік твіка	99
4.2 Локація грозових осередків і варіації висоти іоносфери	101
4.3 Результати моніторингу нижньої іоносфери на основі аналізу твік-атмосфериків	106
4.3.1 Зв'язок варіацій висоти іоносфери та сонячного зенітного кута	106
4.3.2 Ефект геомагнітної бурі в варіаціях висоти іоносфери за результатами аналізу твіків.....	109
Висновки до розділу 4	113
ВИСНОВКИ	115
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ	118
ДОДАТОК А СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ.....	132

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ

WWLLN – *Worldwide Lightning Location Network* (глобальна мережа локації блискавок);

АЦП – аналого-цифровий перетворювач;

ДНЧ – дуже низькі частоти;

СКВ – середньоквадратичне відхилення;

ННЧ – наднизькі частоти;

ГКП – галактичні космічні промені;

СКП – сонячні космічні промені;

МДП – метод диференціального поглинання;

КМ – метод кросмодуляції;

ФМ – фазовий метод;

ЧМ – частотний метод;

SQUID – *Superconducting Quantum Interference Device* (надпровідний квантовий інтерферометр).

ВСТУП

Актуальність теми

В даний час з усіх областей іоносфери найменш вивченою є нижня іоносфера (область *D*). Висотний діапазон, низька концентрація заряджених частинок і великі втрати в іоносфері обмежують її дослідження із застосуванням радіозондів, аеростатів, ракет, супутників. Для досліджень іоносфери на висотах 60 – 100 км, де концентрація електронів є низькою ($10^6 - 10^9 \text{ м}^{-3}$) традиційно використовується метод радіозондування порожнини Земля – іоносфера електромагнітними хвилями в діапазонах наднизьких частот (ННЧ, 3 – 3000 Гц) і дуже низьких частот (ДНЧ, 3 – 30 кГц). У якості джерел зондуючого випромінювання в цьому випадку зазвичай використовуються радіопередавачі навігаційних і зв'язкових систем. У ДНЧ-діапазоні на трасах довжиною до 3000 – 4000 км за рахунок зменшення загасання в іоносфері в нічний час крім основної нормальної хвилі (моди) значний внесок до сумарного поля вносять хвилі вищих типів. Ця обставина істотно ускладнює розв'язання оберненої задачі визначення параметрів іоносферної границі за сигналами вузькосмугових радіостанцій.

Останнім часом відновився інтерес до використання «безкоштовних» джерел ННЧ – ДНЧ випромінювання — розрядів блискавок для дослідження нижньої іоносфери, про що свідчить зростання кількості публікацій, присвячених даній тематиці.

Як засіб діагностики нижньої іоносфери особливий інтерес представляють твік-атмосферики (твіки) — електромагнітні хвилі звукових частот, які є відгуком хвилеводу Земля—іоносфера на імпульсне збудження розрядами блискавок. Завдяки зменшенню загасання в іоносфері в нічний час у спектрі таких сигналів з'являються складові поблизу частот відсічення хвилеводу Земля – іоносфера. Твіки реєструються на відстанях, що сягають десяти тисяч кілометрів і несуть інформацію про середні властивості нижньої іоносфери вздовж шляху поширення між блискавкою та спостерігачем.

Викликає інтерес дослідження варіацій висоти нижньої границі іоносфери, які обумовлені динамікою параметрів плазми, пов'язаної з впливом різних регулярних і катастрофічних явищ атмосферного, космічного та земного походження.

Спектральний склад поля твіків та їх хвильова форма визначаються не тільки властивостями іоносферної границі хвилеводу, але також і відстанню до джерела. Тому для розв'язання оберненої задачі визначення параметрів іоносферної границі необхідне знання координат джерела зондуючого випромінювання — блискавки. Використання національних або глобальних мереж локації блискавок розв'язує дану задачу, проте, в даний час національні мережі охоплюють обмежені області окремих держав, а інформація надається, як правило, на комерційній основі або за умови партнерської участі в роботі мережі.

На сьогодні відомі однопозиційні методи аналізу, що дозволяють визначати одночасно відстань до блискавки й ефективну висоту хвилеводу вздовж траси поширення твіка. Вони використовують властивості хвилеводної дисперсії. Це фазовий, або «Харківський», метод, де використовується фазовий спектр нормальної хвилі першого порядку, та частотний метод, де використовується залежність миттєвої частоти сигналу твіка від часу. Однак в обох методах використовується лише діапазон в околі частоти відсічення основної моди сигналу твіка, що обмежує обсяг одержуваної інформації про іоносферу.

Процеси в нижній іоносфері відбуваються в широкому діапазоні часових масштабів. Тому для їх детального вивчення з використанням радіозондування випромінювання розрядів блискавок актуальною є розробка методу визначення ефективних висот хвилеводу Земля — іоносфера уздовж траси поширення для основної моди та мод вищих порядків, що дозволить реалізувати автоматичну ідентифікацію твіків та їх аналіз для моніторингу стану нижньої іоносфери в режимі реального часу.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами

Робота виконувалася в рамках досліджень, проведених відділом дистанційного зондування Землі ІРЕ ім. О. Я. Усикова НАН України за темами: «Розробка і удосконалення радіофізичних методів зондування поверхні і атмосфери Землі та біологічних об'єктів» (шифр «Індекс») 2012 – 2016 рр. (номер гос. реєстрації 0111U010477); «Розробка та застосування нових радіофізичних методів дистанційного зондування довкілля та біологічних об'єктів» (шифр «Інверсія») з 2017 р. по теперішній час (Державний реєстраційний номер роботи 0117U004040). У цих роботах автор був виконавцем.

Мета і задачі дослідження

Метою роботи є удосконалення й автоматизація методів оцінки параметрів нижньої іоносфери на основі аналізу твік-атмосфериків, дослідження ефективності методу визначення дистанції до блискавки та профілю провідності іоносфери за сигналами багатомодових твік-атмосфериків, конструювання та створення макета приймача для прийому трьох компонент поля природних імпульсних сигналів, оцінка параметрів траси поширення твіків.

Для досягнення поставленої мети в роботі розв'язано наступні завдання.

- Розрахунок моделі хвильових форм твіків у моделях з ізотропною неоднорідною іоносферною границею хвилеводу Земля – іоносфера.
- Розробка методу аналізу твіків для визначення параметрів хвилеводу Земля – іоносфера для мод вищих порядків.
- Дослідження впливу стохастичних шумів на точність визначення параметрів траси поширення.
- Розрахунок конструктивних параметрів приймача та датчиків поля на основі необхідних порогових значень чутливості та створення програмно-апаратного комплексу для вимірювань.

- Проведення вимірювань і накопичення масиву даних атмосфериків і сигналів ДНЧ радіостанцій.
- Аналіз експериментальних результатів для виявлення зв'язків варіацій параметрів нижньої іоносфери з регулярними та випадковими процесами в навколоземному просторі.

Об'єкти, предмет, методи дослідження

Об'єктом досліджень є регулярні та спорадичні процеси в нижній іоносфері, що викликані земним і космічним впливом.

Предметом досліджень є електромагнітні поля ННЧ – ДНЧ діапазонів природного походження, які поширюються в природному хвилеводі Земля – іоносфера.

Методи досліджень базуються на вимірюваннях електричної та двох магнітних компонент електромагнітного поля в ННЧ – ДНЧ діапазонах, теорії поширення ННЧ – ДНЧ електромагнітних хвиль в порожнині Земля – іоносфера, теорії оптимізації при розв'язанні зворотних задач, методах математичної статистики щодо обробки результатів експерименту, структурному програмуванні, методах кластеризації.

Наукова новизна отриманих результатів

1) запропоновано й апробовано на основі числового моделювання новий однопозиційний метод визначення відстані до блискавки та висотного профілю нижньої іоносфери на основі аналізу багатомодових записів твіків;

2) вперше накопичено великий масив цілодобових одночасних записів трьох компонент поля атмосфериків у діапазоні частот 300 Гц – 24 кГц і ДНЧ радіостанцій в діапазоні 12 – 23 кГц з використанням створеного вимірювального комплексу;

3) вперше за результатами аналізу твік-атмосфериків на основі розробленого алгоритму автоматичного виявлення й аналізу твік-атмосфериків показано зв'язок ефективної висоти нижньої іоносфери з

величиною сонячного Zenітного кута в нічний час, що демонструє домінуючу роль випромінювання геокорони в формуванні нічної іоносфери;

4) вперше за результатами аналізу твік-атмосфериків виявлено ефект збільшення висоти нижньої іоносфери під час магнітної бурі помірної потужності.

Практичне значення отриманих результатів

Одержаний розв'язок оберненої задачі радіофізики для пасивної локації точкових імпульсних джерел у хвилеводі, принципи розробки приймача, датчиків магнітного й електричного полів, алгоритми та програми для автоматичного виявлення й аналізу твік-атмосфериків можуть бути використані для створення однопозиційних і багатопозиційних систем локації блискавок, автоматизованих систем моніторингу стану нижньої іоносфери в реальному часі.

Особистий внесок здобувача

У дисертації викладено результати досліджень, виконаних здобувачем самостійно [93] та в співавторстві [89–95, 102–104, 111–113]. В опублікованих в співавторстві працях здобувач брав участь у розробці нових методів розв'язання оберненої задачі радіофізики з визначення відстані до блискавки й ефективної висоти іоносфери для вищих типів нормальних хвиль хвилеводу Земля – іоносфера за записами твіків, виконував дослідження кореляційних зв'язків параметрів твіків із варіаціями геомагнітної активності та варіаціями регулярних джерел іонізації нижньої іоносфери та аналіз одержаних результатів. Здобувачем було виконано програмну реалізацію суттєвої частини алгоритмів, що використовувалися в дослідженнях.

Апробація результатів дисертації

Матеріали дисертації доповідалися й обговорювалися на наступних семінарах, конференціях і симпозіумах: наукові семінари ІРЕ ім. О. Я. Усикова НАН України; International Conference on Mathematical Methods

in Electromagnetic Theory, MMET-2016 (Львів, Україна, 2016); 9th Int. Kharkov Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves and Workshop on Terahertz Technologies, (Харків, Україна, 2016); YSF – 2015, (Дніпропетровськ, Україна, 2015); YSF – 2016 (Харків, Україна, 2016); VI Міжнародна науково-практична конференція «Енергозбереження на залізничному транспорті та в промисловості», (Воловець, 10 червня – 13 червня 2015 р.); VII Міжнародна науково-практична конференція «Безпека та електромагнітна сумісність на залізничному транспорті» (S&EMC), (Розлуч, Україна, 2016 р.); VIII Міжнародна науково-практична конференція «Безпека та електромагнітна сумісність на залізничному транспорті». – (Чернівці, Україна, 2017).

Публікації

За темою дисертації опубліковано 14 наукових робіт, з них 5 статей у фахових виданнях, 7 тез доповідей у збірниках праць міжнародних наукових конференцій (з них 1 без співавторів) та 2 статті, які додатково відображають наукові результати дисертації.

Структура та обсяг дисертації

Дисертаційна робота складається з вступу, чотирьох розділів і висновку. Повний обсяг дисертаційної роботи становить 134 сторінок, з них 14 сторінок - список використаних джерел (119 найменувань), робота містить 5 рисунків на окремих сторінках та додаток.

РОЗДІЛ 1

АНАЛІТИЧНИЙ ОГЛЯД МЕТОДІВ ДОСЛІДЖЕННЯ НИЖНЬОЇ ІОНОСФЕРИ

У цьому розділі наведено огляд літератури і розглянуто сучасний стан досліджень нижньої іоносфери радіофізичними методами. Обговорюються поширення ННЧ–ДНЧ радіохвиль в хвилеводі Земля – іоносфера і методи досліджень нижньої іоносфери з використанням природних джерел випромінювання – розрядів блискавок.

1.1 Джерела іонізації нічної D -області іоносфери

У 1902 р. Кеннеллі і Хевісайд припустили, що вільні електричні заряди в верхній атмосфері можуть відбивати радіохвилі [1]. Перші грубі вимірювання висоти відбиваючого прошарку були зроблені Форестом і Фуллером в Сан-Франциско (Каліфорнія, США) в 1912 – 1914 р. [2]. Використовуючи радіосигнали передавача, висота відбиваючого шару оцінювалася приблизно в 500 км [3]. Однак результати Фореста і Фуллера не стали відомі. Більш широко відомі результати вимірювання висоти відбиваючого шару були зроблені Брейтом і Туве (1925 р., [4]) і Еплтона і Барнеттом (1925р., [5]). У 1926 р. назва «іоносфера» була вперше запропонована Уотсоном-Ваттом в листі до Ради з радіодосліджень Сполученого Королівства, але з'явилося воно в літературі тільки три роки по тому [6]. Вперше область E виявив Еплтон, він і дав таку назву. Пізніше, коли він виявив другий шар на більшій висоті, він назвав його область « F », для підтримки алфавітного порядку. Згодом він виявив, що на більш низьких висотах може бути ще один шар, який він назвав « D »-областю [7].

На сьогодні добре відомо, що висота D -, E - та F - областей іоносфери становить приблизно 60 – 90 км, 90 – 130 км і 130 – 1000 км відповідно[8]. Області поділяються за концентрацією електронів. На рис. 1.1 показано

профілі концентрації електронів іоносфери [2]. Концентрація електронів вночі в областях D , E і F складають приблизно $N_e \sim 10^9 \text{ м}^{-3}$, $N_e \sim 10^9 - 10^{10} \text{ м}^{-3}$ і $N_e \sim 10^{11} \text{ м}^{-3}$ відповідно.

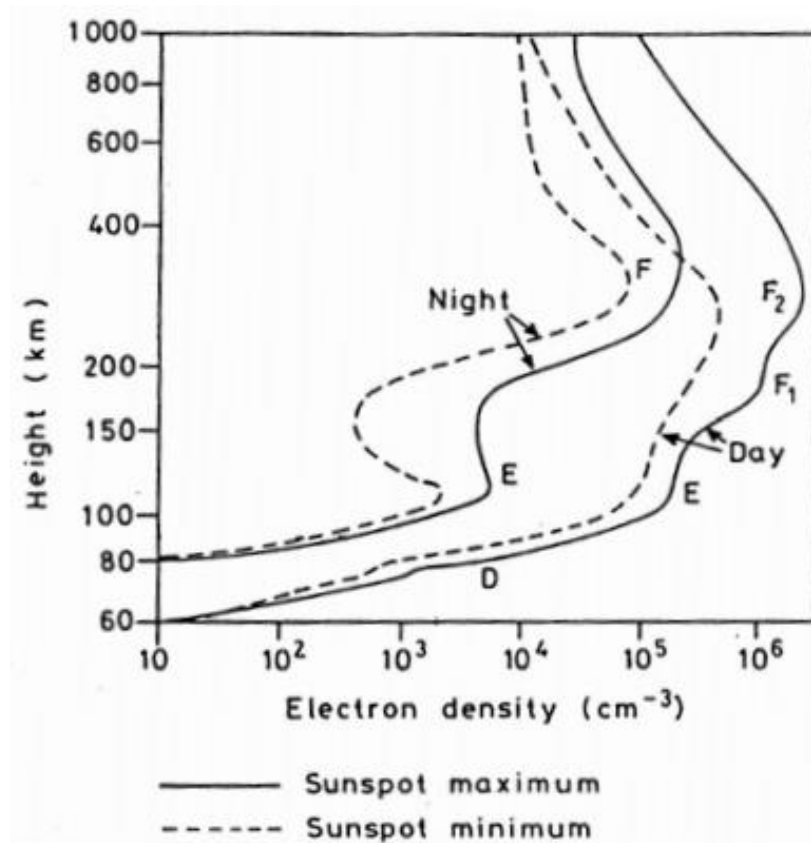


Рисунок 1.1 – Профілі концентрації електронів в іоносфері [8]

В іоносфері безперервно й одночасно протікають процеси іонізації та рекомбінації. Спостережувані в іоносфері концентрації іонів та електронів є результатом балансу між швидкістю їх утворення в процесі іонізації та швидкістю знищення за рахунок рекомбінації та інших процесів. Джерела іонізації та процеси рекомбінації є різними в різних областях іоносфери [9].

Відомо, що іоносфера в D - і нижній E -областях підтримується декількома джерелами іонізації навіть у нічний час, коли сонячної радіації немає (наприклад, [9, 10]). Після заходу сонця електронна концентрація в іоносфері різко зменшується. Однак це зниження зупиняється на певному рівні, а слабка іонізація підтримується протягом всієї ночі.

Існує п'ять основних нічних джерел іонізації в D -області і в E -області нижче 100-кілометрової висоти:

1. магнітосферні частинки (швидкість іонізації: $10^5 - 10^6 \text{ м}^{-3} \text{ с}^{-1}$);
2. випромінювання водню геокорони на лініях $Lyman-\alpha$ ($\lambda = 1216 \text{ Å}$) і $Lyman-\beta$ ($\lambda = 1027 \text{ Å}$) ($10^3 - 10^6 \text{ м}^{-3} \text{ с}^{-1}$);
3. первинні космічні промені ($10^3 - 10^5 \text{ м}^{-3} \text{ с}^{-1}$);
4. *Scorpius X-1* (джерело рентгенівського випромінювання, яке розташоване в сузір'ї Скорпіона) ($10^3 - 10^4 \text{ м}^{-3} \text{ с}^{-1}$);
5. галактичні рентгенівські промені ($10^3 \text{ м}^{-3} \text{ с}^{-1}$).

На рис. 1.2 показана швидкість іонізації в нічний час для кожного із заданих джерел [11].

Для першого джерела, швидкість іонізації, багато в чому залежить від геомагнітної широти та магнітної активності. Основним джерелом іонізації в нічний час є геокорональна емісія (друге джерело), яка становить близько 1% відносно рівня швидкості іонізації у денний час. $H\gamma-\alpha$ ($\lambda=1216 \text{ Å}$) і $-\beta$ ($\lambda=1027 \text{ Å}$) геокорони фотоіонізують NO і O_2 відповідно [11]. Для третього джерела, як правило, двома основними типами космічних променів є галактичні космічні промені (ГКП) і сонячні космічні промені (СКП). ГКП є домінуючим джерелом в нічний час, тому що СКП не можуть досягти нічного боку Землі. Відомо, що ГКП мають антикореляцію з сонячною активністю [12]. Різниця в швидкості іонізації, обумовленої ГКП між максимумом і мінімумом сонячної активності, як показано на рис. 1.2.

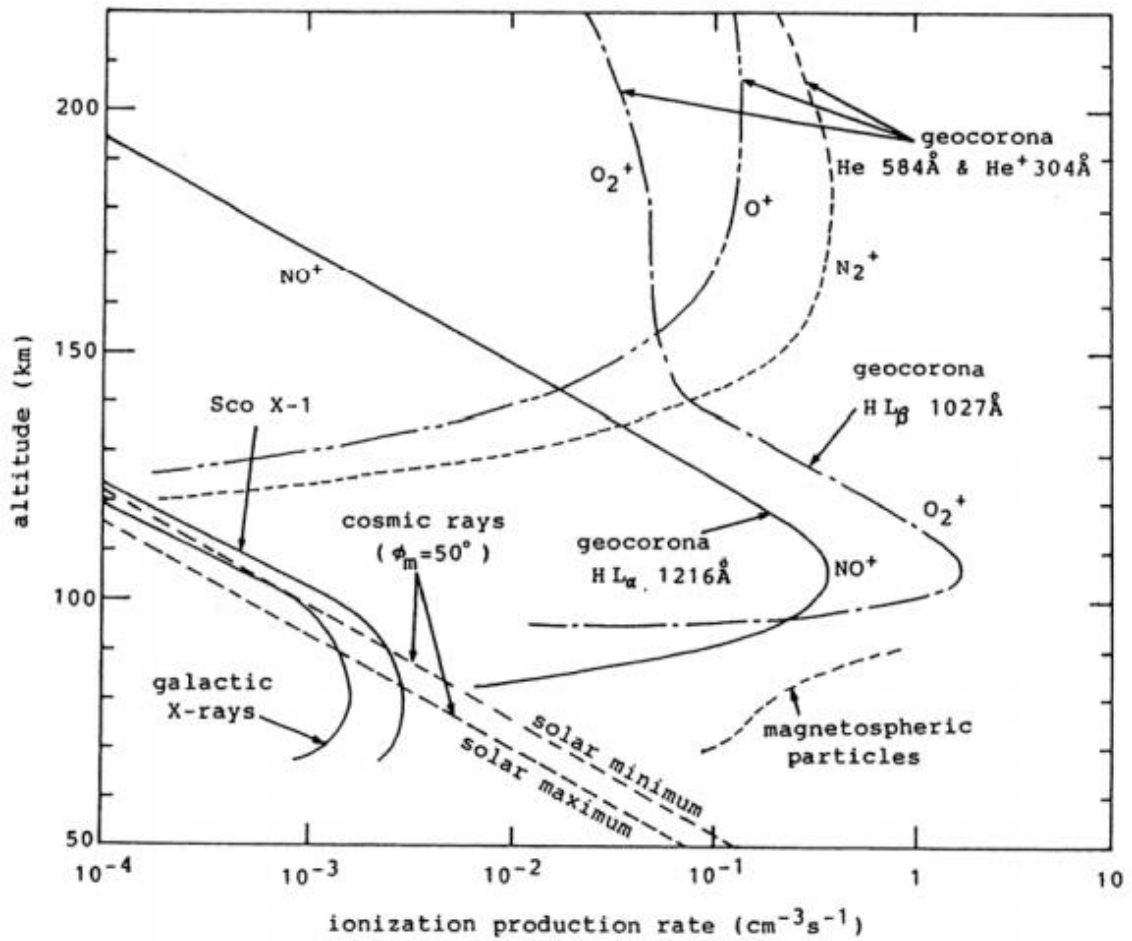


Рисунок 1.2 – Джерела іонізації в нічний час [11]

Згідно [11] нічна швидкість фотоіонізації Q шляхом геокорональної емісії для NO^+ складає $\sim 2.0 \times 10^5 \text{ м}^{-3} \text{ с}^{-1}$ на 95 км з піком $\sim 10^{-6} \text{ м}^3 \text{ с}^{-1}$ на 105 км. Для O_2^+ q становить $\sim 10^5 \text{ м}^{-3} \text{ с}^{-1}$ на 95 км, з піком $\sim 10^7 \text{ м}^{-3} \text{ с}^{-1}$ на 105 км. Швидкості рекомбінації α_{eff} для $NO^+ + e^-$ і $O_2^+ + e^-$ при 176 К (нічна температура нейтралів для 95 км по моделі *Mass Spectrometer Incoherent Scatter 90*) складають $\sim 5,1 \times 10^{-13} \text{ м}^3 \text{ с}^{-1}$ і $\sim 2,8 \times 10^{-13} \text{ м}^3 \text{ с}^{-1}$, відповідно [13]. Таким чином, концентрація електронів від цієї фотоіонізації NO^+ і O_2 при 95 км визначається як [14, 15]

$$N_e = \sqrt{\frac{Q}{(1+\lambda_n)\alpha_{\text{eff}}}}, \quad (1.1)$$

де $\lambda_n = (N^- / N_e)$ - відношення концентрації негативних іонів до концентрації електронів. Значення λ_n можна вважати рівним $\sim 3.0 \times 10^{-1}$ на 95 км в нічний час [14]. На підставі рівняння (1.1) розрахункова концентрація електронів в нічний час на висоті 95 км для іонів NO^+ і O_2^+ складає $5,5 \times 10^8 \text{ м}^{-3}$ і $5,2 \times 10^8 \text{ м}^{-3}$ відповідно. Використовуючи модель Міжнародної довідкової іоносфери 2007 (IRI-2007), нічна концентрація електронів на 95 км складає $1,6 \times 10^9 \text{ м}^{-3}$. Відповідно, близько 67% загальної концентрації електронів на висоті 95 км вночі утворюються випромінюванням $HL\alpha$ і $-\beta$ геокорони.

1.2 Способи діагностики нижньої іоносфери

Нарівні з ракетами і супутниками успішний розвиток отримали нові наземні методи дослідження такі як: метод часткових відбиттів та перехресної модуляції, вимірювання поглинання космічного радіовипромінювання за допомогою ріометров на різних частотах, дослідження поля довгих і наддовгих радіохвиль, а також метод похилого і зворотно-похилого зондування [10]. Велике значення має метод зворотного некогерентного розсіювання, заснований на принципі радіолокації, коли посиляють в іоносферу короткий потужний імпульс радіовипромінювання, а потім приймають слабкий розсіяний сигнал, розтягнутий у часі в залежності від відстані до точки розсіювання. Цей метод дозволяє вимірювати не тільки розподіл N_e до дуже великих висот (1000 км і вище), але дає також температуру електронів та іонів, іонний склад та ін. параметри іоносфери [9].

Розглянемо методи вимірювання концентрації електронів в D - і E -областях іоносфери, які використовують: НЧ- іонозонд (нижче 1 МГц), середньочастотний (СЧ) радар, радар некогерентного розсіювання (РНР), ріометр, метод хвильової взаємодії або метод крос-модуляції, методи зондування ДНЧ і НЧ і ракетні вимірювання.

1.2.1 Низькочастотний іонозонд

У даний час іонозонди використовують діапазон частот від $f \sim 1 - 30$ МГц. Однак в 1950-х роках нижча частота (50 – 2000 кГц) використовувалася іонозондом поблизу м. Боулдер (Колорадо, США) [16, 17]. Принцип роботи іонозонда є наступним [9].

Радіохвилі випромінюються вертикально рамковою антеною. Формується послідовність імпульсів тривалістю близько 10 мкс і частотою повторення декілька десятків герц. Приймач реєструє хвильове відлуння, відбите від іоносфери. Набір передавальних і приймальних пристроїв називається «іонозондом».

Враховуючи, що передається імпульс, що поширюється в іоносфері з груповою швидкістю $V_r = c \sqrt{1 - \frac{f_p^2}{f^2}}$, віртуальна висота h' визначається як

$$h' \equiv \frac{1}{2} c t_3 = \int_0^{h_0} \frac{cdz}{V_r} = \int_0^{h_0} \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{f_p^2}{f^2}}} dz, \quad (1.2)$$

де c – швидкість світла, t_3 – часова затримка між передачею та прийомом хвилі, h_0 – справжня висота точки відбиття, f_p – плазмова частота, f – частота хвилі. Разом із зміною частоти хвилі, що передається, змінюються точка відбиття h_0 і віртуальна висота h' . Плазмова частота f_p пов'язана із концентрацією електронів N_e співвідношенням:

$$f_p = \sqrt{\frac{e^2 N_e}{4\pi^2 m_e \epsilon_0}} = 8.98 \times 10^{-3} \sqrt{N_e} \quad (1.3)$$

де $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл – заряд електрона, $m_e = 9,1 \cdot 10^{-31}$ кг – маса електрона і $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м – електрична стала. h' розраховується по t_3 і залежить від розподілу концентрації електронів нижче h_0 .

Використовуючи спостереження НЧ-іонозонда ($f \sim 50 - 2000$ кГц) в Боулдері, в роботі [17] показано, що нічна частота f_oE в період мінімальної

кількості сонячних плям була нижчою приблизно на 0,3 МГц, ніж у період максимальної сонячної активності. Оцінене значення f_oE відповідало концентрації електронів на висотах між $z = 105$ км і $z = 120$ км. Автор [17] також отримав наступне емпіричне співвідношення між піковою концентрацією електронів, $\tilde{N}_e$ та відносним числом плям R_s для віртуальних висот E -області $h'_E < 100$ км:

$$\tilde{N}_e = 1.62 \times 10^9 (1 + 0.0098 R_s), \quad (1.4)$$

Однак ці результати було отримано для сонячного циклу 19 і, отже, вони не містять у собі інформації про недавні сонячні цикли.

1.2.2 Середньочастотний радар

Відомо, що радіохвилі при СЧ близько 2 МГц частково відбиваються крутим вертикальним градієнтом щільності електронів в області D . У радіолокаційних вимірах СЧ концентрація електронів в D - області оцінюється за співвідношенням амплітуд незвичайної (A_x) та звичайної (A_o) хвиль на основі методу диференціального поглинання (МДП) [18]. Відношення A_x/A_o , може бути представлене в такий спосіб [19, 20]:

$$\frac{A_x}{A_o} = \frac{R_x}{R_o} \exp \left[-2 \int_0^h (k_x - k_o) dz \right], \quad (1.5)$$

де R_o і R_x – коефіцієнти відбиття звичайної та незвичайної хвиль, k_o і k_x – коефіцієнти поглинання звичайної та незвичайної хвиль відповідно. Концентрація електронів N_e залежить від зміни висоти відношення амплітуд A_x/A_o :

$$N_e = \frac{\ln\left(\frac{R_x}{R_o}\right)_2 - \ln\left(\frac{R_x}{R_o}\right)_1 - \left[\ln\left(\frac{A_x}{A_o}\right)_2 - \ln\left(\frac{A_x}{A_o}\right)_1 \right]}{\frac{2(k_x - k_o)(h_2 - h_1)}{N_e}}, \quad (1.6)$$

де символи “1” і “2” позначають відповідні параметри на двох висотах h_1 та h_2 , розділені, наприклад, приблизно на 2 км. Поглинання на цих двох висотах вважається однаковим [18, 20]. У знаменнику величина $(k_x - k_0)/N_e$ є функцією частоти зіткнень між електронами і нейтралами ν [19, 21]:

$$\begin{aligned}\frac{k_x - k_0}{N_e} &= \frac{5}{4} \frac{e^2}{m_e \varepsilon_0 c \nu} \left[C_{\frac{5}{2}} \left(\frac{\omega - \omega_L}{\nu} \right) - C_{\frac{5}{2}} \left(\frac{\omega + \omega_L}{\nu} \right) \right], \\ C_p(x) &= \frac{1}{p!} \int_0^\infty \frac{\varepsilon^p \exp(-\varepsilon) d\varepsilon}{\varepsilon^2 + x^2}, \\ \varepsilon &= \frac{m_e v^2}{2kT},\end{aligned}\tag{1.7}$$

де ω – кутова частота радіохвилі, $\omega_L = 2\pi f_H \cos\theta$, f_H – гірочастота електронів, θ – кут хвильової нормалі, ν – швидкість електронів, k – постійна Больцмана, T – температура електронів. R_x / R_0 також є функцією частоти зіткнень:

$$\left| \frac{R_x}{R_0} \right| = \sqrt{\frac{\left\{ \frac{\omega - \omega_L}{\nu} C_{\frac{3}{2}} \left(\frac{\omega - \omega_L}{\nu} \right) \right\}^2 + \left\{ \frac{5}{2} C_{\frac{5}{2}} \left(\frac{\omega - \omega_L}{\nu} \right) \right\}^2}{\left\{ \frac{\omega + \omega_L}{\nu} C_{\frac{3}{2}} \left(\frac{\omega + \omega_L}{\nu} \right) \right\}^2 + \left\{ \frac{5}{2} C_{\frac{5}{2}} \left(\frac{\omega + \omega_L}{\nu} \right) \right\}^2}},\tag{1.8}$$

Хоча значення $(k_x - k_0)/N_e$ і $|R_x/R_0|$ повинні залежати від частоти зіткнень, в методі МДП вважається, що ці залежності не впливають на оцінку концентрації електронів.

Використовуючи радіолокатор СЧ встановлено, що концентрація електронів опівночі складає $N_e \sim 10^8 - 10^9 \text{ м}^{-3}$ на висотах 93 – 99 км [22]. Однак добре відомо [23], що оцінки концентрації електронів методом МДП зазвичай мають велику похибку, оскільки величина $(k_x - k_0)/N_e$ фактично залежить від концентрації електронів. У даний час обговорюються способи поліпшення таких оцінок.

1.2.3 Радіолокатор некогерентного розсіяння

Якщо в іоносфері передаються потужні радіохвилі від наземної радіолокаційної системи, на поверхні Землі можуть спостерігатися хвилі, розсіяні вільними електронами (томпсоновське розсіювання). Концентрація електронів оцінюється по повній потужності, яка повертається з області розсіювання. Спостереження зворотного некогерентного розсіювання виконуються з використанням хвиль дуже високої частоти (50 – 1000 МГц) для вимірювання концентрації електронів на висотах 60 – 700 км [9].

Концентрація електронів N_e можна оцінити за густиною потоку потужності розсіяних хвиль P :

$$N_e(z) = \frac{4\pi z^2 P}{P_0 \sigma_0 V}, \quad (1.9)$$

де P_0 – густина потоку потужності випромінюваних радіохвиль, σ_0 – переріз розсіювання радара, V – об'єм розсіювання.

На сьогодні функціонують нечисленні установки некогерентного зворотнього розсіювання, включаючи Аресібо (Пуерто-Ріко), *EISCAT* (Тромсе і Свальбард, Норвегія), Іркутськ (Росія), Джікамарка (Перу), Харків (Україна), Міллстоун Хілл (Массачусетс, США), *MU* (*Shigaraki*, Японія) і *Sondrestrom* (Гренландія). Ці радари є корисними для іоносферних досліджень. Однак їм потрібні великі передавальні / приймальні пристрої. Крім того, необхідно дотримуватися певних правил безпеки, щоб уникнути створення перешкод радіозв'язку і радіомовленню.

1.2.4 Ріометричні вимірювання

Добре відомо, що ріометр вимірює ступінь поглинання космічного шуму (див., наприклад [9]). Радіохвилі від джерел космічного шуму можна спостерігати на поверхні Землі. Інтенсивність шуму модулюється іоносферним поглинанням, а також розподілом космічних джерел.

Моніторинг інтенсивності шуму дозволяє спостерігати зміну концентрації електронів в D - області. Відношення інтенсивності шуму на поверхні Землі до його величини над іоносферою характеризує повне поглинання. У іоносфері повне поглинання A (дБ) радіохвиль з кутовою частотою ω виражається наступним чином[9]:

$$A = 20 \lg[\exp\{\int \chi \cdot dl\}] = 4,6 \times 10^{-5} \int \frac{n_e v_{en}}{\omega^2 + v_{en}^2} dl, \quad (1.10)$$

де $\chi = K\omega / c$ – коефіцієнт поглинання радіохвиль (K – уявна частина показника заломлення у формулі Епплтона-Хартрі), $\int dl$ – інтеграл уздовж шляху поширення космічного шуму, v_{en} – частота зіткнень електронів з нейтралами.

Ріометри зазвичай працюють в смузі частот $f \simeq 20 - 60$ МГц і використовуються для спостереження за іонізацією D -області через висипання частинок і сонячних протонів у приполярних областях. У низьких широтах використання ріометров для спостереження змін концентрації електронів D - області є ускладненим через малу амплітуду зміни рівня шумів.

1.2.5 Метод крос-модуляції

Фізичні основи методу кросмодуляції (КМ) полягають у наступному: потрапляючи до іоносфери, потужна радіохвиля викликає збільшення температури електронів в D - області. Якщо інша радіохвиля поширюється в тій самій області, то ця хвиля модулюється першою хвилею. Відбудеться взаємодія двох хвиль, тобто зміна коефіцієнта загасання синхронізується з амплітудою першої радіохвилі. Концентрація електронів може бути отримана з того, що величина модуляції другої хвилі пропорційна швидкості загасання, яка в свою чергу, пов'язана з N_e . Цей метод використовується для діапазону висот $z = 65 - 85$ км [11].

1.2.6 Методи ДНЧ радіопросвічування хвилеводу Земля – іоносфера

У багатьох дослідженнях використовувалися радіохвилі ДНЧ і НЧ діапазонів від передавачів як на крутих, так і пологих кутах падіння на іоносферу разом з методом повнохвильового аналізу для отримання профілів концентрації електронів N_e щільності в нижній іоносфері [24 – 30]. Цей метод, по суті, використовує метод інверсії для отримання N_e з вимірів коефіцієнтів відбиття і перетворення на декількох частотах [31, 32].

1.2.7 Ракетні вимірювання

Зондувальні ракети можуть безпосередньо вимірювати концентрацію електронів в D - і нижньої E -областях іоносфери. На сьогодні існують три різні підходи: диференціальний метод Доплера, метод зондування і метод обертання Фарадея.

1.2.7.1 Диференціальний метод Доплера

Коли на ракеті приймаються радіохвилі, які передаються з наземних станцій, виникає Доплерівський зсув частоти Δf , який дорівнює [33]:

$$\Delta f = -\frac{f}{c}(V_x \cos \beta \sin \rho_0 + V_z \sqrt{\mu^2 - \sin^2 \rho_0}), \quad (1.11)$$

де V_x і V_z являють собою компоненти швидкості ракети в орбітальній площині (осі Ox та Oy розташовані у горизонтальній площині, а вісь спрямована вертикально вгору), β – кут між горизонтально проєктованим напрямком вектора поширення і позитивний x -напрямок, ρ_0 – початкове значення кута падіння радіохвиль з передавача, μ – показник заломлення, описуваний формулою Епплтон-Хартрі. Величина μ розраховується з рівняння (1.11). Закон Снеллиуса призводить до наступної рівності:

$$\mu \sin \rho = \sin \rho_0, \quad (1.12)$$

де ρ – кут між напрямком поширення хвилі і позитивним z -напрямком, а ρ обчислюється з рівняння (1.12) з використанням μ , отриманого з рівняння (1.11). Хвильовий нормальний кут θ , який є кутом між вектором поширення і вектором зовнішнього магнітного поля, представлений як:

$$\cos\theta = \sin\rho\cos\delta\sin\phi + \cos\rho\cos\phi, \quad (1.13)$$

де δ – кут між горизонтальною складовою вектора поширення і площиною магнітного меридіана, а ϕ – кут між вектором зовнішнього магнітного поля і віссю z . Якщо θ обчислюється з рівняння (1.13), плазмова частота електронів розраховується з μ і θ на основі формули Епплтона-Хартрі, а концентрація електронів може бути обчислена з рівняння (1.3).

1.2.7.2 Метод вимірювання за допомогою ракетного зонда

Якщо на зонд, що перебуває у плазмі, подається пряма напруга, яка змінюється від негативного до позитивного значень, зв'язок між прикладеною напругою і силою струму, що протікає через зонд, є різним для трьох областей: область іонного струму, експоненціальна область й область електронного струму [11]:

$$1) \text{ область іонного струму: } i = eN_e S e^{-\frac{1}{2} \sqrt{\frac{kT}{m_i}}}, \quad (1.14)$$

$$2) \text{ експоненціальна область: } i = eN_e S \sqrt{\frac{kT}{2\pi m_e}} e^{\left(\frac{eV_p}{kT}\right)}, \quad (1.15)$$

$$3) \text{ область струму електронів: } i = eN_e S \sqrt{\frac{kT}{2\pi m_e}}, \quad (1.16)$$

де i – електричний струм від зонда, T – температура плазми, S – ефективна площа поверхні зонда, m_i – маса іонна, а V_p – напруга між зондом і плазмою. Для області 2 T_e можна оцінити за допомогою експериментальної залежності $\ln(i)$ від V_p в точці де градієнт цієї функції дорівнює $e / (kT_e)$. Далі N_e

розраховується з T_e і виміряного електричного струму з використанням рівняння (1.15).

1.2.7.3 Метод фарадеївського обертання

Коли лінійно поляризована електромагнітна хвиля потрапляє до області з скінченим магнітним полем, вона розщеплюється на звичайну та незвичайну хвилю, які є еліптично поляризованими, а напрямки обертання векторів поляризації є протилежними один одному. Якщо напрямок поширення співпадає з лінією магнітного поля, швидкість обертання вектора електричного поля уздовж шляху поширення визначається [11]:

$$\begin{aligned}\frac{d\psi}{ds} &= \frac{\omega}{2c} (\mu_0 - \mu_x) \cong \frac{\omega}{2c} \frac{XY}{1-Y^2}, \\ X &= \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2, \\ Y &= \frac{\omega_H}{\omega},\end{aligned}\tag{1.17}$$

де ψ – кут поляризації, s – довжина шляху, $\omega_p = 2\pi f_p$ (рівня 1.3), ω_H – гірочастота електрона. Концентрація електронів розраховується за допомогою плазмової частоти f_p на основі формули Епплтона-Хартрі. Сміт і Гилкріст [34] оцінили точність визначення електронної концентрації за допомогою методу фарадеевського обертання, яка склала 10^8 м^{-3} .

Вищевказані прямі вимірювання за допомогою ракет-зондів забезпечили отримання найбільш точних профілів концентрації електронів в D - і E -областях. Однак ракети є відносно дорогими та мають обмеження за часом запуску і розташуванням. Наприклад, в даних, отриманих під час запусків ракет та узагальнених Фрідріхом і Торкаром [35], нічні запуски становили лише близько 14% від їх загального числа. У п'ятнадцять разів більше запусків виконувалося в період спокійного Сонця, коли число сонячних плям було менш за 50, ніж коли воно перевищувало 150. Крім того, в діапазоні широт від

30° до 60° було зроблено вдвічі більше запусків, ніж в широтному діапазоні від 0° до 30° [35]. Таким чином, важко визначити довгострокові зміни концентрації електронів *D*-області з ракетних вимірювань.

1.3 Методи радіозондування нижньої іоносфери з використанням випромінювання розрядів блискавок

Як було показано в попередньому підрозділі, застосування традиційних методів дослідження іоносфери для діагностики *D*- області стикається з певними труднощами внаслідок її специфічного висотного діапазону z (60 – 100 км), низькій концентрації заряджених частинок N_e ($10^6 - 10^9 \text{ м}^{-3}$) і великих втрат. Нижня іоносфера є хорошим відбивачем для радіохвиль в діапазонах наднизьких частот (ННЧ, $f = 3 - 3000 \text{ Гц}$) і дуже низьких частот (ДНЧ, $f = 3 - 30 \text{ кГц}$). Тому для дослідження іоносфери на висотах $z = 60 - 100 \text{ км}$ де, концентрація електронів є низькою ефективно використовується метод ННЧ–ДНЧ радіозондування порожнини Земля – іоносфера. Джерелами зондуючого випромінювання зазвичай є вузькосмугові радіопередавачі навігаційних і зв'язкових систем. Однак у ДНЧ-діапазоні на трасах довжиною до $\rho = 3000 - 4000 \text{ км}$, де спостерігається зменшення загасання в іоносфері в нічний час, крім основної нормальної хвилі (моди), значний внесок в поле вносять хвилі вищих типів. Дана обставина ускладнює розв'язання зворотної радіофізичної задачі по відновленню параметрів траси поширення ДНЧ–радіохвиль [15].

Останнім часом відновлюється інтерес до використання широкосмугових «безкоштовних» джерел ННЧ – ДНЧ випромінювання – розрядів блискавок для дослідження нижньої іоносфери, про що свідчить зростання кількості публікацій, присвячених даній тематиці [36 – 52]. Далі розглянемо методи радіозондування нижньої іоносфери з використанням їх випромінювання.

1.3.1 Твік-атмосферики

Особливий інтерес як засіб діагностики представляють твік-атмосферики (твіки) [53] – електромагнітні хвилі звукових частот, які є відгуком хвильоводу Земля – іоносфера на імпульсне збудження розрядами блискавок. Завдяки слабкому затуханню в іоносфері в нічний час в спектрі таких сигналів з'являються складові поблизу частот відсічення хвильоводу Земля – іоносфера [54]. Дана обставина дозволяє отримувати більш детальну інформацію про властивості границь хвильоводу. Твіки реєструються на відстанях, що сягають десяти тисяч кілометрів, і несуть інформацію про середні властивості нижньої іоносфери вздовж траєкторії поширення між блискавкою та спостерігачем.

Хвильові форми твіків пояснюються за допомоги теорії хвелевідного поширення в просторі Земля – іоносфера електромагнітних хвиль, що збуджуються точковими джерелами [54 – 64]. Результатом розв'язання оберненої задачі радіофізики за сигналами твіків можуть бути отримані такі параметри іоносфери, як висота нижньої границі, висотний профіль концентрації носіїв заряду в плазмі і їх динаміка, пов'язана з впливом різних регулярних і катастрофічних явищ атмосферного, космічного та земного походження.

Інформація про параметри іоносфери може бути отримана безпосередньо шляхом визначення частот відсічення хвильоводу для різних мод. Частота відсічення пов'язана з висотою відбиття хвиль від іоносфери [65, 66], параметрами вертикального профілю провідності іоносфери [65 – 67]. За певних метеорологічних або іоносферних умов, можливо відстежити зміни в висоті іоносфери при переході через границю день – ніч, а також ефекти сонячного затемнення [69, 70].

Вперше твіки було виділено серед так званих «музичних атмосферних збурень» [71] як окреме явище в роботі Бертоне і Бордмена [53], де автори вивчали завади в підводних кабелях трансатлантичного зв'язку. Маючи

тривалість менш $1/8$ с, ці дискретні музичні атмосферіки отримали своє звуконаслідувальне ім'я [53]. Приклад запису твіков представлений на рис. 1.3.



Рисунок 1.3 – Ранні записи твіків (осцилограма). Показані імпульси синхронізації з частотою 1000 Гц [53]

Автори пояснили частотну дисперсію на основі теорії багатократних відбиттів імпульсу, який випромінює блискавка, від поверхні Землі й іоносфери. Даний підхід (рис.1.4) був спочатку запропонований Баркгаузенем [72] під час спроби пояснити утворення «свистячих» атмосферіків – «вістлеров».

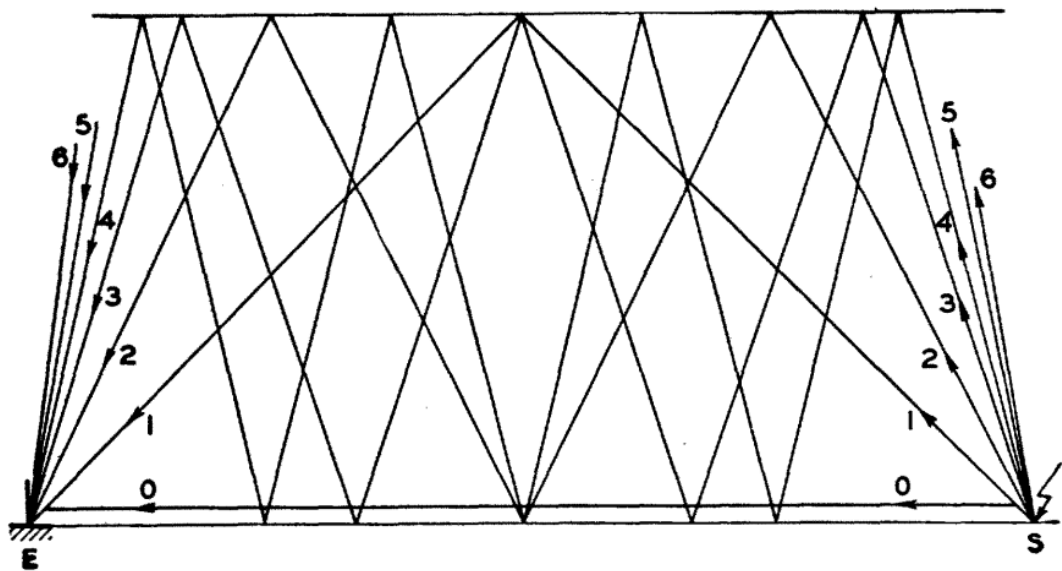


Рисунок 1.4 – Багаторазові відбиття імпульсу, що збуджується ударом блискавки, в хвилеводі Земля – іоносфера [72]

Автори [53] показали, що в «свистячих» атмосферах не виявляється нижня «гранична» частота, яка впливає з теорії, тоді як в сигналах твіків аналіз показав її наявність.

Аналіз магнітофонних записів твіків [53], який був виконаний з використанням сонографії, виявив наявність мінімум трьох добре помітних гармонік у сигналах [73].

Лінн і Краучлі [74] показали, що твіки з декількома гармоніками спостерігаються з відстаней аж до 3000 км.

У роботі [75] вперше було показано, що частоти відсічення хвильоводу Земля – іоносфера, отримані за допомогою вищих гармонік твіка, неточно кратні частоті відсічення першої (фундаментальної) гармоніці. Так, коефіцієнти кратності частот відсічення для мод другого і третього порядку виявилися на кілька відсотків більшими за відповідні цілі числа. Це означає, що ефективна висота відбивання від іоносфери зменшується із зростанням порядку моди, і отже, нижня іоносфера не може розглядатися строго як різка межа під час інтерпретації поширення ННЧ–ДНЧ радіохвиль у широкій смузі частот.

У свою чергу, вимір частот відсічення для кількох мод за сигналами твіків відкриває можливість оцінки не тільки ефективної висоти відбивання, але і крутизни наростання профілю провідності нижньої іоносфери. Діагностичні можливості твіків також вивчалися в роботах [54, 65 – 67, 70, 76, 77, 79,80].

1.3.2 Методи розв'язання оберненої задачі радіофізики за сигналами атмосфериків

1.3.2.1 Спектральний метод

Застосовуючи різні моделі іоносфери, можна розрахувати спектр атмосфера для різних відстаней між блискавкою та спостерігачем. Порівняння з експериментальними записами дозволяє оцінити параметри

реальної траси поширення атмосферики [36, 38, 39]. За цих умов виникають значні обчислювальні складності при використанні методу «повного поля» для врахування неоднорідності та гіротропії границі іоносфери, що робить такий підхід проблематичним для цілей моніторингу.

1.3.2.2 Метод вимірювання затримок іоносферних відбиттів

За невеликих відстаней до блискавки (до декількох сотень кілометрів) пряма (земна) хвиля і хвиля, що відбилася від іоносфери, залишаються такими, що їх можна розрізнити в сигналі атмосферики як окремі імпульси. У такому випадку застосовують методи, що ґрунтуються на вимірюванні затримок між послідовними відбиттями (див. напр. [81]). Для моніторингу варіацій висоти нижньої іоносфери використовувалися короткі двохполярні події (*Narrow Bipolar Events, NBE*) – імпульси, що випромінюються в результаті потужних внутрішньохмарних *K*-процесів [82], а також прямі й одноразово відбиті від іоносфери імпульси, що генеруються негативними розрядами блискавок «хмара – земля» [40, 83].

1.3.2.3 «Сонограмний» або частотний метод

Сильна частотна дисперсія в сигналі твіка пов'язана з різким зменшенням групової швидкості хвиль у хвилеводі Земля – іоносфера за умов наближення до частот відсічення (критичних частот) хвилеводу.

Вперше дослідження залежності миттєвої частоти від часу було виконано в [53] для оцінки дальності до блискавки та ефективної висоти відбиваючого шару в іоносфері. Миттєва частота сигналу визначалася як обернена часова затримка між двома послідовними піками в сигналі, зафіксованому осциллографом. Результати визначення миттєвих частот двох твіків (криві *A* і *B*) представлено на рис. 1.5, де також показана крива *C*,

розрахована на основі теорії багаторазових відбиттів [72], для відстані 1770 км і висоти іоносфери 83,5 км.

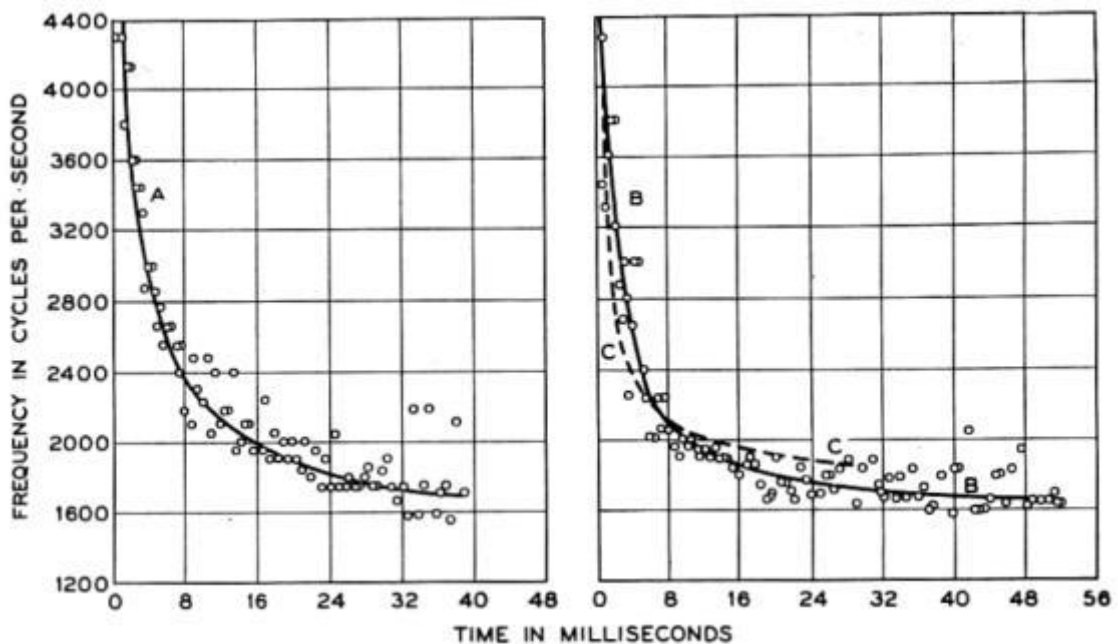


Рисунок 1.5 – Експериментальні частотні залежності двох твіків (криві A і B) та відповідна розрахункова залежність (крива C) [53]

Зазначимо, що в одному з перших методів аналізу твіків використовувався звуковий спектрограф – «сонограф» – прилад для візуалізації звуку на «сонограмах» [55, 73]. Тому метод, що ґрунтується на аналізі залежності миттєвої частоти сигналу твіка від часу, можна умовно назвати «сонограмним» або частотним.

1.3.2.4 Фазовий або «харківський» метод

У роботах [79, 80] запропоновано однопозиційний метод на основі аналізу фазового спектра поздовжньої компоненти магнітного поля, який згодом був названий «харківським» [84]. Поздовжня компонента магнітного поля в діапазоні між частотами відсічення нормальних хвиль 1-го і 2-го порядку формується єдиною квазі- TE_1 хвилею, що використовується для

спільного визначення висоти хвильоводу та дальності до джерела. Експериментальна перевірка «харківського» методу показала, що помилка визначення дальності до джерела є меншою за 5% [84].

1.3.2.5 Метод модової інтерференції

Точність фазового методу залежить від точності визначення моменту приходу сигналу до точки спостереження. Щоб виключити цей параметр (момент приходу сигналу) був запропонований метод, що ґрунтується на вимірюванні положення екстремумів в амплітудному спектрі твіка, що утворюються в результаті інтерференції мод нульового (*TEM*) і першого порядків (приблизно $f \sim 1,6 - 3,2$ кГц) [46, 77]. Подібна методика використовувалася в роботах [37, 85, 86], де за рахунок накопичення спектрів з компактного осередка було виявлено тонку структуру, обумовлена модовою інтерференцією, не тільки в спектрах нічних, але і спектрах денних атмосфериків. Аналіз виконувався з використанням даних національної мережі локації блискавок США (*National Lightning Detection Network (NLDN)* [87]).

Висновки до розділу 1

Результати аналізу відомих методів діагностики нижньої іоносфери показують, що висотний діапазон, низька концентрація заряджених частинок і великі енергетичні втрати в *D*- області іоносфери обмежують її дослідження із застосуванням радіозондов, аеростатів, ракет і супутників. За денних умов в якості зондів використовуються вузькосмугові випромінювання навігаційних і зв'язкових ДНЧ радіопередавачів. Однак за нічних умов на трасах довжиною до декількох тисяч кілометрів за рахунок зменшення загасання в іоносфері крім основної нормальної хвилі (моди) хвильоводу Земля – іоносфера значний внесок в поле вносять хвилі вищих типів. Ця обставина істотно ускладнює

розв'язання оберненої задачі визначення параметрів іоносферної границі за сигналами вузькосмугових радіостанцій. Тому актуальною радіофізичною задачею є розвиток методів аналізу широкосмугових випромінювань від розрядів блискавок, які дозволяють істотно розширити частотний діапазон зондируючих ННЧ – ДНЧ сигналів і, таким чином, збільшити обсяг одержуваної інформації про параметри нижньої іоносфери й їх динамікою, пов'язаною з впливом різних процесів космічної та земної природи. Саме розв'язанню цієї задачі й присвячено дану дисертаційну роботу.

РОЗДІЛ 2

МЕТОД ОЦІНКИ ПАРАМЕТРІВ ПРОФІЛЮ ПРОВІДНОСТІ ІОНОСФЕРИ ПО БАГАТОМОДОВИМ ТВІК-АТМОСФЕРИКАМ

Традиційно задача визначення дальності до блискавки й ефективної висоти хвильоводу вздовж траси поширення твіка розв'язується спільно шляхом вимірювання затримки між хвилями з різними частотами в сигналі, яка виникає внаслідок хвильоводної частотної дисперсії групової швидкості [44, 55, 88]. Для цього використовується, як правило, гармоніка першого порядку, що відповідає основній моді, яка зазвичай має максимальну інтенсивність в сигналі твіка.

Однак досі в літературі наведено недостатньо детальні оцінки точності визначення дальності до блискавки та висоти хвильоводу для даного методу. Відомі оцінки визначення дальності, що складає понад 500 – 700 км [44], є занадто завищеними і не є цілком коректними через помилки в розрахунку моделі твіка, яку використовують під час чисельного моделювання методу.

У роботах [79, 80] запропоновано однопозиційний метод на основі аналізу фазового спектра поздовжньої компоненти магнітного поля, який згодом був названий «харківським» [84]. Експериментальна перевірка «харківського» методу показала, що помилка визначення дальності до джерела є меншою за 5% [84].

У цілому фазовий та амплітудний спектри формуються в результаті інтерференції кількох хвильоводних мод, тому визначення параметрів хвильоводу для мод вищого порядку з використанням зазначених методів є значною проблемою. Крім того, залишається актуальною задача оцінки точності використовуваних методів на основі реалістичних моделей хвильових форм твіків.

У цьому розділі на основі чисельного моделювання проведено аналіз точності відомих методів аналізу твіків (по фазовому спектру і по окремим

гармоникам в динамічному спектрі) для оцінки їх застосовності в системі моніторингу нижньої іоносфери. Запропоновано новий метод спільного визначення частот відсічення і дальності до джерела за сигналами багатомодових твіків, і оцінки параметрів вертикального профілю провідності нижньої іоносфери.

Основні результати даного розділу опубліковані в роботах [89 – 95].

2.1 Модель хвильової форми твік-атмосферика

Найпростішою моделлю хвилеводу Земля – іоносфера є плоский нескінченний хвилевід з ідеально провідними стінками. На поверхні Землі спектри вертикальної компоненти електричного та горизонтальної компоненти магнітного поля, що збуджується вертикальним електричним диполем, в циліндричній системі координат (ρ, ϕ, z) можна записати як суму нульової і вищих хвилеводних мод [56, 57]:

$$E_z = \frac{\mu_0 \omega I ds}{2h} \sum_{n=0}^{\infty} \delta_n S_n^2 H_0^{(2)}(k S_n \rho); \quad (2.1)$$

$$H_\phi = j \frac{\omega I ds}{2hc} \sum_{n=0}^{\infty} \delta_n S_n H_1^{(2)}(k S_n \rho), \quad (2.2)$$

де μ_0 – магнітна стала; $\omega = 2\pi f$ – кутова частота; I – сила струму джерела (вважається сталим уздовж диполя); ds – довжина джерела; h – висота хвилеводу; $H_0^{(2)}(\cdot), H_1^{(2)}(\cdot)$ – функції Ханкеля другого роду 0-го і 1-го порядків; $k = \omega/c$ – хвильове число у вільному просторі; c – швидкість світла; $S_n = \sqrt{1 - C_n^2}$, C_n – направляючий косинус нормальної хвилі n -го порядку.

Відзначимо, що відповідно до формул (2.1, 2.2) магнітне поле спадає пропорційно синусу кута падіння, тоді як електричне поле – пропорційно квадрату синуса кута падіння. Внаслідок цього з практичної точки зору використання магнітної компоненти поля твіка є кращим, оскільки вона має довшу «хвостову» частину, в якій кут падіння хвиль стає малим.

У розрахунках використовується модель процесу розвитку розряду блискавки, як різниця двох експонент, що характеризують зростання і спад струму в розряді:

$$i(t) = I_0 (e^{-t/\tau_2} - e^{-t/\tau_1}). \quad (2.3)$$

Типові значення параметрів, які задають форму і амплітуду моменту струму, складають: $ds = 4$ км, $I_0 = 20$ кА, $\tau_1 = 3$ мкс, $\tau_2 = 40$ мкс. Спектральний склад струмового моменту (2.3) має такий вигляд:

$$I(\omega)ds = \frac{I_0 ds (\tau_2 - \tau_1)}{1 - \omega^2 \tau_1 \tau_2 + j\omega(\tau_1 + \tau_2)}. \quad (2.4)$$

Хвильові форми поля, що збуджується розрядом блискавки в хвелеводі Земля – іоносфера, розраховувалися шляхом застосування дискретного зворотнього перетворення Фур'є до спектрів (2.1) (2.2). Параметри збудження та поширення були отримані на основі моделі хвелеводу Земля – іоносфера з ізотропною іоносферою з експоненціальним вертикальним профілем провідності.

Для обліку втрат використовується модель хвелеводу з експоненціальним вертикальним профілем провідності іоносфери [96]:

$$\sigma(z) = 2,5 \cdot 10^5 \varepsilon_0 \exp\left(\frac{z-H}{\zeta_0}\right), \quad (2.5)$$

де H – характеристична висота; ζ_0 – локальний висотний масштаб профілю.

Як було показано [97], поширення радіохвиль ННЧ діапазону визначається двома висотами в експоненційному профілі провідності. Нижній висоті $z = h_0$ відповідає висота, на якій сила струму провідності, паралельний магнітному полю, дорівнює силі струму зсуву, тобто $\sigma(h_0) = \omega \varepsilon_0$. Верхня висота $z = h_1$ – це висота, на якій хвильове число k дорівнює оберненому локальному

висотному масштабу коефіцієнта заломлення: $2\sqrt{\omega\mu_0\sigma(h_1)} = \frac{1}{\zeta_0}$. З цих умов можна отримати співвідношення для висот h_0 і h_1 :

$$\begin{aligned} h_0 &= H - \zeta_0 \ln \frac{2,5 \cdot 10^5}{2\pi f}, \\ h_1 &= h_0 + 2\zeta_0 \ln \frac{2,39 \cdot 10^7}{f\zeta_0} = \\ &= H + \zeta_0 \ln \frac{1,44 \cdot 10^{10}}{f\zeta_0^2} \end{aligned} \quad (2.6)$$

Параметр S_n можна виразити як [98]:

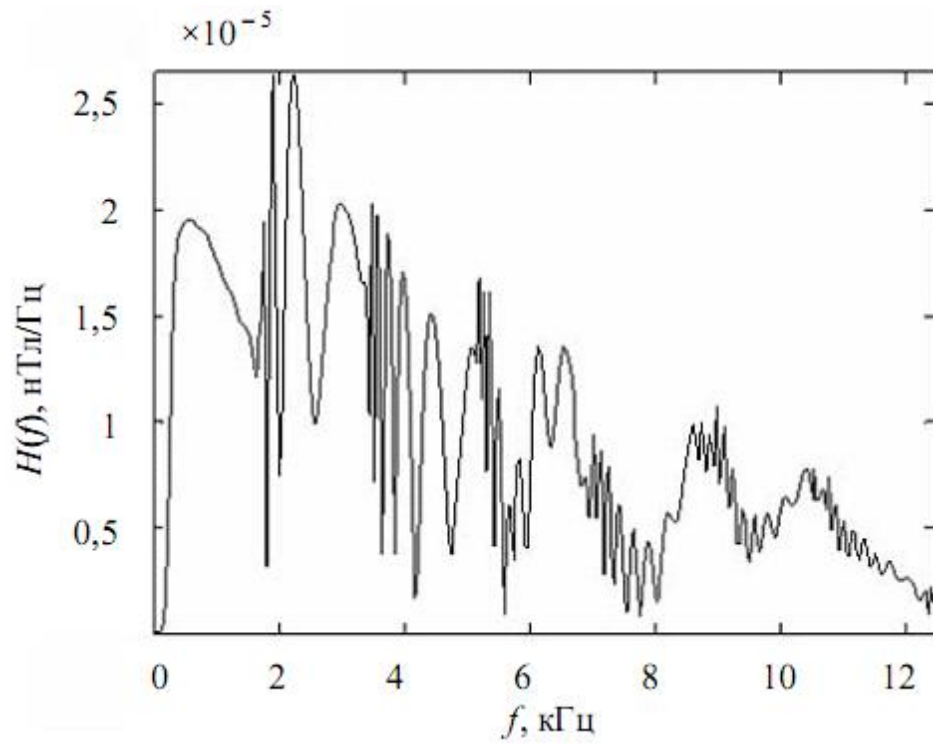
$$S_n \approx c_n + j \frac{\pi \delta_n \zeta_0}{4h}, \quad n = 0, 1, 2, \dots, \quad (2.7)$$

де для нульової моди ($n = 0$) $\delta_0 \cong 1$, $h = h_0$, $c_n \cong 1$, для вищих мод ($n > 0$) $h = h_1$, і коефіцієнти збудження дорівнюють:

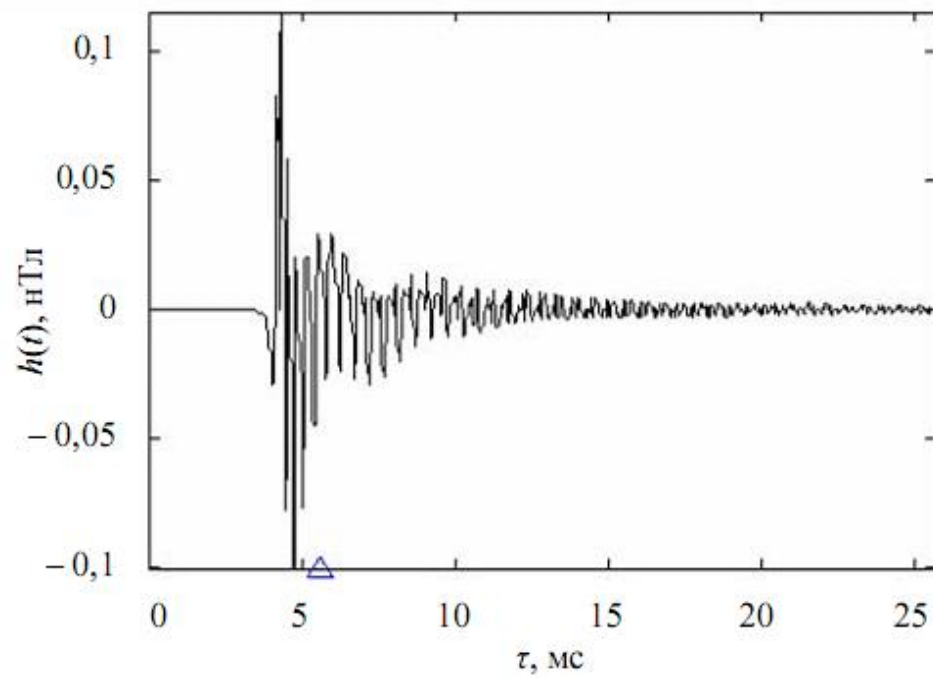
$$\begin{aligned} \delta_n &\approx 2 \frac{c_n^2}{s_n}, \quad f > \sqrt{2} f_{cn}; \\ \delta_n &\approx 2s_n, \quad f < \sqrt{2} f_{cn}. \end{aligned} \quad (2.8)$$

Тут f_{cn} – частота відсічення n -ї моди; $s_n = \sqrt{1 - c_n^2}$; $c_n = \frac{n\pi}{kh_1}$.

Приклади амплітудного спектра і відновленої по ньому (з урахуванням фази) хвильової форми магнітної компоненти твіка, розраховані для відстані $\rho = 1200$ км, характеристичної висоти $H = 88$ км і висотного масштабу профілю провідності $\zeta_0 = 1,67$ км, характерних для нічних умов, наведено на рис. 2.1. При розрахунку враховувалися нульова, перша (фундаментальна) і 8 мод вищого порядку. Для моделювання умов прийому в експерименті в розрахунках враховано вплив фільтрів верхніх і нижніх частот Баттерворта 6-го порядку з частотами зрізу 300 Гц і 13 кГц відповідно.



а)



б)

Рисунок 2.1 – Модельний спектр (а) і хвильова форма (б) магнітної компоненти поля твіка, розраховані для відстані $\rho = 1200 \text{ км}$

Хвильові форми, побудовані на основі спрощеної моделі поширення [98], мають ряд характерних ознак, які спостерігаються в експериментальних записах твіків, за винятком поляризаційних особливостей, пов'язаних з гіротропією іоносфери та обумовлених сферичністю хвилеводу. До таких ознак можна віднести модуляцію по амплітуді, частотну дисперсію, багатомодовий склад, зменшення амплітуди сигналу із зростанням номера моди. Дана обставина дозволяє наблизити умови чисельного моделювання до умов експерименту.

Для поділу хвильоводних мод в сигналі твіка використовується частотно-часове представлення у вигляді динамічного діапазону [46]. У динамічному діапазоні магнітної компоненти поля на рис. 2.2, що отримано за модельним сигналом твіка (рис. 2.1, б), виділено гармоніки показано кружечками, а закладені в моделі теоретичні залежності миттєвої частоти від часу – кривими лініями. З рис. 2.2 видно, що між ними спостерігається досить добре співпадіння.

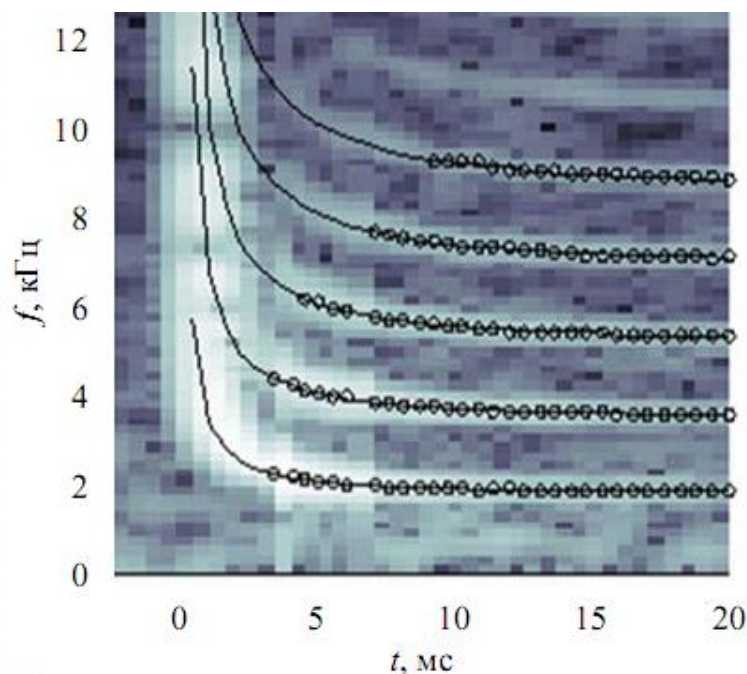


Рисунок 2.2 – Динамічний спектр модельного твіка для відстані 1200 км. Виділені гармоніки показано кружечками, а залежності миттєвої частоти, закладені в моделі, – суцільними кривими.

2.2 Порівняльний аналіз методів розв'язання оберненої задачі відновлення параметрів хвильоводу Земля – іоносфера, що збуджується розрядом блискавки

Для тестування низки методів використовуються хвильові форми, розраховані для моделі поширення в плоскому хвильоводі з ідеально провідної Землею й іоносферою з експоненціальним вертикальним профілем провідності, що запропоновано в роботі [98].

2.2.1 Фазовий і частотний методи аналізу твіків

Оскільки в цілому фазовий і амплітудний спектри формуються в результаті інтерференції кількох хвильоводних мод, для визначення параметрів хвильоводу для мод вищого порядку використовується метод, побудований на частотно-часовому поданні сигналу [47]. Тому в даній роботі будуть проаналізовані також вищі гармоніки твіків.

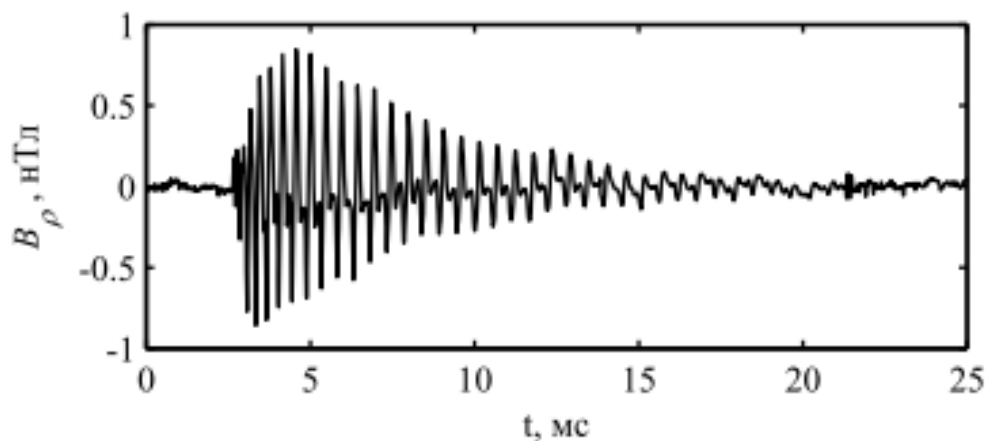
Обидва методи ґрунтуються на наявності властивості частотної дисперсії швидкості поширення нормальних хвиль у хвильоводі Земля – іоносфера. Так, фазовий спектр нормальної хвилі n -го порядку в сигналі з початком, що відповідає моменту приходу твіка в пункт спостереження, визначається як відстанню до блискавки, так і висотою відбиття від іоносфери [79, 80]:

$$P_n = k\rho(S_n - 1), \quad (2.9)$$

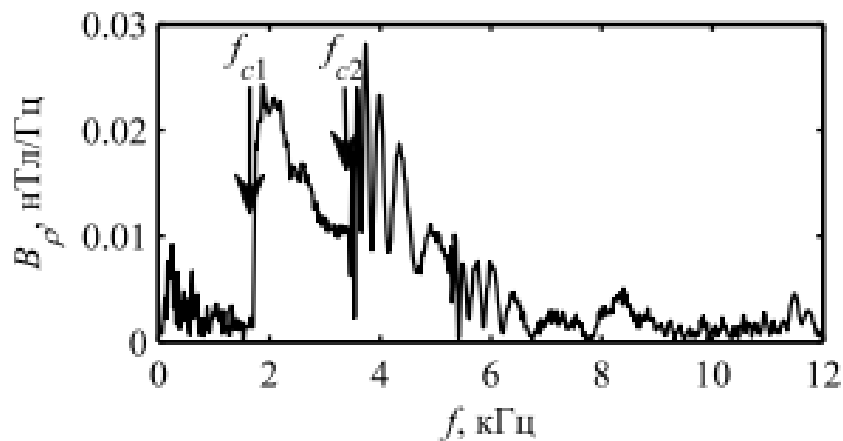
де $S_n = \sqrt{1 - (f_{cn}/f)^2}$ – синус кута падіння нормальної хвилі, k – хвильове число, ρ – відстань між джерелом і спостерігачем, $f_{cn} = nc/2h$ – частота відсічення хвильоводної моди n -го порядку, h – висота хвильоводу Земля – іоносфера.

Оскільки поле твіка формується кількома модами, в «харківському» методі [79, 80] було запропоновано використовувати фазовий спектр позовжньої магнітної компоненти в смузі частот між першою та другою

частотами відсічення, де поширюється тільки перша мода. Дана властивість демонструється на рис. 2.3, де наведено приклад експериментального запису твіка (а) у часовій області, зробленого на борту судна «Академік Вернадський» у Гвінейській затоці під час експедиції Радіоастрономічного інституту НАНУ в 1991 р. [79], і його амплітудний спектр (б) . Положення критичних частот позначено на рис. 2.3, б стрілками.



а)



б)

Рисунок 2.3 – Хвильова форма (а), амплітудний спектр (б) поздовжньої магнітної компоненти поля твіка, зареєстрованного 21 січня 1991 р. 23:30:34 UT, 16,7° п.ш., 5,5° с.д.

Положення пункту спостереження, що збігається з центром циліндричної системи координат, розміченої з кроком 30° за азимутом і 500 км

за дальністю, і положення блискавки, визначене фазовим методом і позначене кружечком на карті, показано на рис. 2.4. Азимут джерела визначено методом вектора Умова-Пойнтінга, який описано в [99]. Заливка сірим кольором на графіку позначає нічну область на поверхні Землі в момент вимірювань.

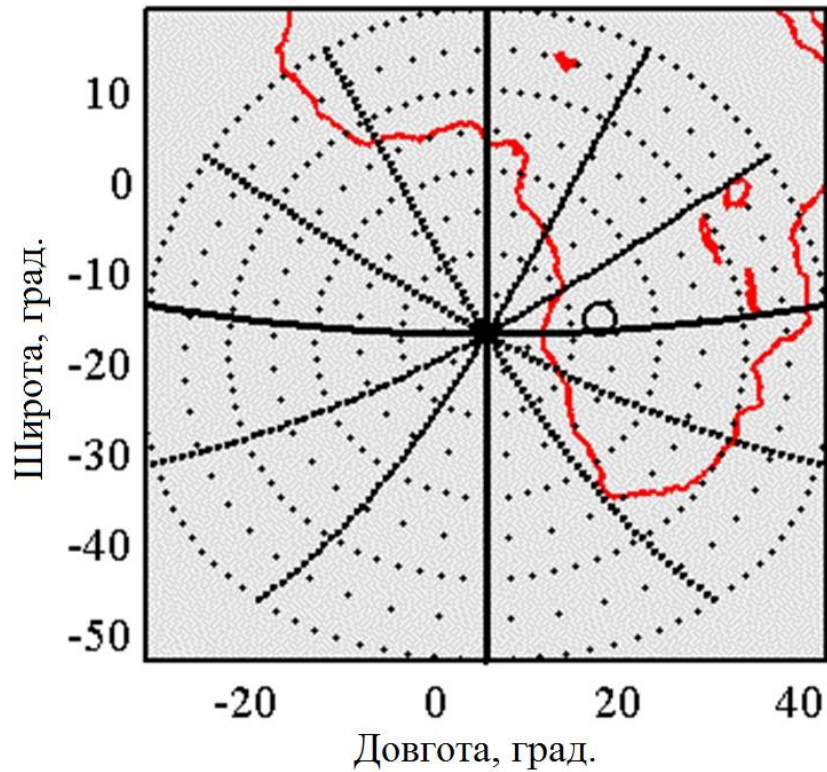


Рисунок 2.4 – Пункт спостереження перебуває в центрі координат. Положення блискавки, визначене фазовим методом, комбінованим із методом вектора Умова-Пойнтінга, позначено кружечком на карті

Алгоритм визначення необхідних параметрів полягає в підгонці теоретичного фазового спектра (2.9) при $n = 1$ до фазового спектру аналізованого твіка в зазначеному інтервалі частот. Результат застосування даного методу до експериментального запису твіка показано на рис. 2.5. Вимірний фазовий спектр зображено кружечками, теоретична крива з параметрами $h = 89,2$ км і $\rho = 1349$ км, отриманими за методом мінімального середньоквадратичного відхилення – штриховий лінією.

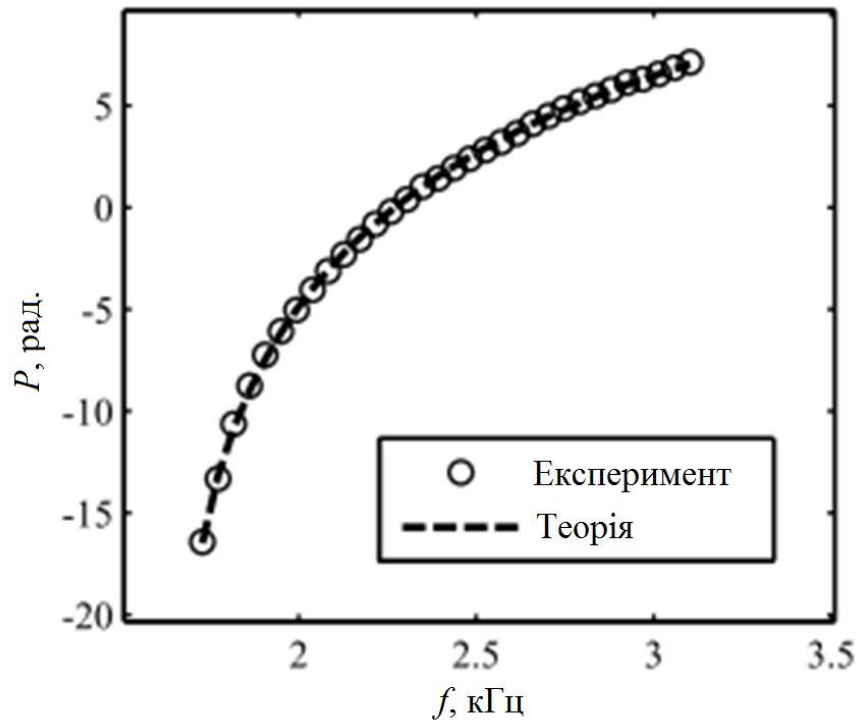


Рисунок 2.5 – Фазовий спектр твіка, зображеного на рис. 2.3, а, і теоретичний спектр (2.9) з параметрами $h = 89,2$ км і $\rho = 1349$ км, підібраними за методом мінімального середньоквадратичного відхилення

Метод частотного аналізу ґрунтується на визначенні частотної дисперсії хвильоводних мод в сигналі твіка з частотно-часового подання сигналу – динамічного спектру шляхом вимірювання миттєвих частот гармонік твіка.

Залежність миттєвої частоти сигналу для n -ї моди від часу τ , який відраховується від моменту приходу твіка в пункт спостереження, в ідеальному плоскому хвильоводі визначається наступним чином:

$$f(\tau) = f_{cn} \left[1 - \left(\frac{\rho}{\rho + c\tau} \right)^2 \right]^{-1/2}, \quad (2.10)$$

Алгоритм визначення потрібних параметрів (ρ і f_{cn}) полягає в даному випадку у підгонці залежності (2.10) до вимірної залежності миттєвої частоти гармоніки твіка шляхом підбору цих двох параметрів.

Приклад застосування даного методу для поздовжньої магнітної компоненти поля твіка (рис. 2.3, а), в якому чітко видно гармоніки, які відповідають різним модам, показано на рис. 2.6.

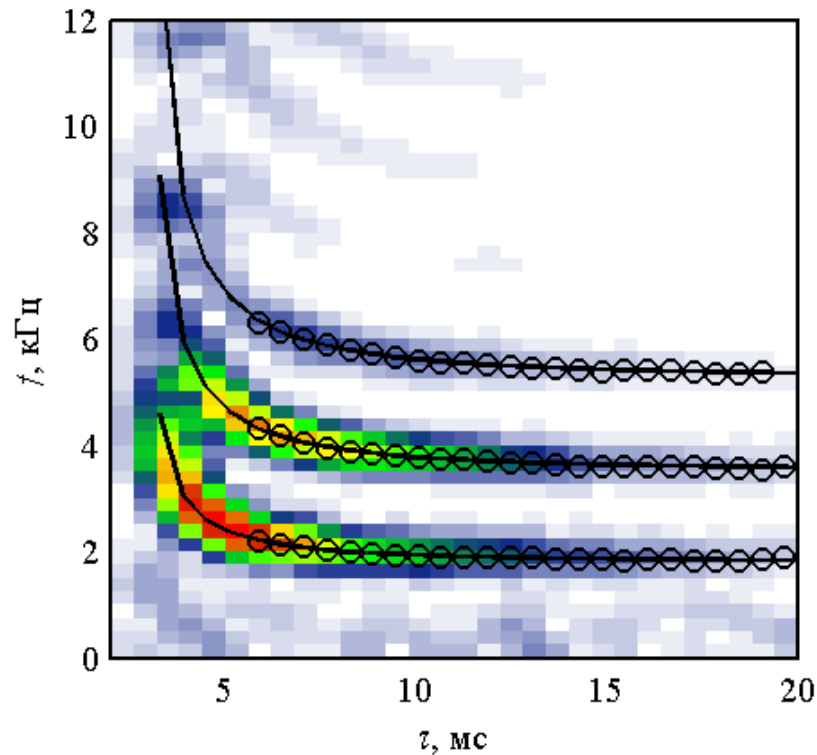


Рисунок 2.6 – Динамічний спектр поздовжньої магнітної компоненти поля твіка. Виділені гармоніки позначено кружечками, суцільними лініями – теоретичні залежності миттєвих частот (2.10) для 1-ї – 3-ї мод з параметрами: 1-а мода – $h = 87,93$ км и $\rho = 1272$ км; 2-а мода – $h = 87,66$ км и $\rho = 1245$ км; 3-я мода – $h = 86,92$ км и $\rho = 1126$ км

Виділені гармоніки твіка, що відповідають максимумам у поточних амплітудних спектрах, позначено кружечками на спектрограмі. Висоту хвилеводу та відстань до блискавки, визначено окремо для кожної виділеної гармоніки, а саме: 1-а мода – $h = 87,93$ км, $\rho = 1272$ км; 2-а мода – $h = 87,66$ км и $\rho = 1245$ км; 3-я мода – $h = 86,92$ км и $\rho = 1126$ км. Відповідні теоретичні залежності миттєвої частоти (2.10) позначено на рис. 2.6 суцільними лініями.

Із наведених оцінок можна побачити, що відстань і висота зменшуються одночасно зі зростанням номера моди. Крім цього, параметри, визначені вище фазовим методом, також відрізняються від останніх оцінок. Ці відмінності можуть бути зумовлені як систематичними [46], так і випадковими помилками, властивими даним методам. Тому є цікавим оцінити їх точність, що в даній роботі здійснюється на основі числового моделювання.

2.2.2 Результати статистичного аналізу

Алгоритм визначення необхідних параметрів можна розділити на два етапи. На першому етапі алгоритм передбачає перебір параметрів із визначенням мінімального середньоквадратичного відхилення між експериментальними та теоретичними залежностями (2.10). Діапазон перебору висоти складає $h = 85 - 95$ км, а відстані – $\rho = 500 - 6000$ км. На другому етапі завдання зводиться до мінімізації функціоналу, що є середньоквадратичним відхиленням експериментальної залежності від теоретичної з початковим наближенням шуканих параметрів, знайдених на першому етапі.

Приклади поверхонь мінімізуючого функціоналу за відношення сигнал / шум $q = 25$ дБ для фазового та частотного методів показано на рис. 2.7 і рис. 2.8 відповідно. Вихідні значення параметрів синтезованого твіка є наступними: відстань $\rho = 2500$ км, висота $h = 91,37$ км.

Можна відзначити, що поверхні мінімізуючого функціоналу є подібними одна одній і мають єдиний глобальний мінімум, який займає обмежену область.

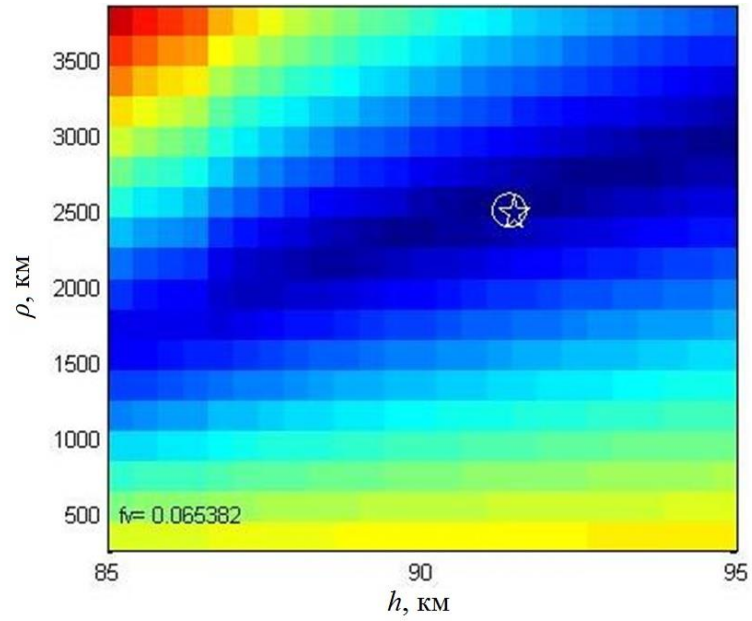


Рисунок 2.7 – Поверхня мінімізуючого функціоналу для фазового метода

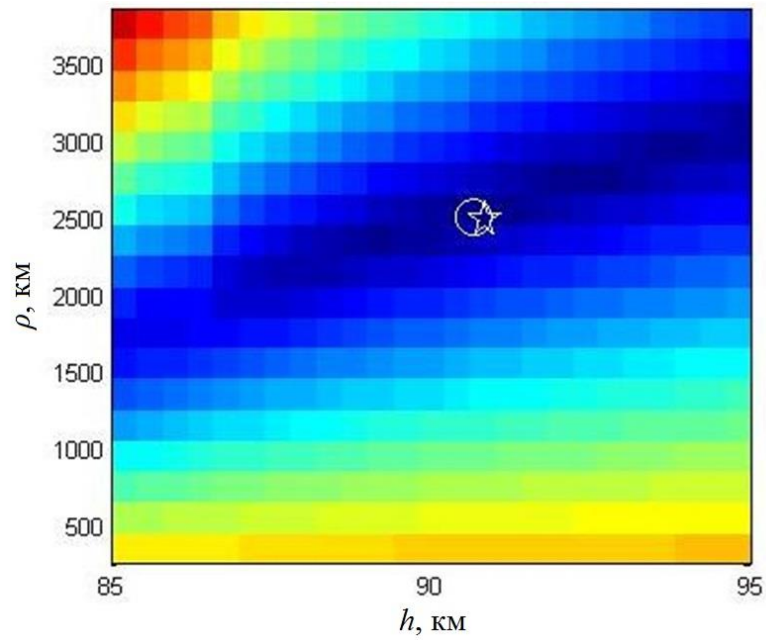


Рисунок 2.8 – Поверхня мінімізуючого функціоналу для частотного метода

Оцінюючи розміри цієї області, можна оптимізувати крок перебору параметрів на першому етапі для зменшення часу обчислень і збільшення точності результатів.

На обох графіках (рис. 2.7 та рис. 2.8) білим кружечком зображено параметри вихідної моделі твіка, п'ятикутними зірками – параметри, отримані в результаті мінімізації середньоквадратичних відхилень.

Для оцінки систематичних і випадкових помилок частотного та фазового методів застосовувався статистичний аналіз. Із цією метою для кожного синтезованого з завданням набором параметрів твіка виконувалося 100 повторень обох алгоритмів. Часова реалізація твіка довжиною $T_i = 40$ мс на кожному проході змішувалася з різними реалізаціями шуму за відношення сигнал / шум q від 25 до 40 дБ.

У табл. 2.1 представлено результати аналізу похибок фазового методу, (ФМ), і частотного методу для першої – третьої мод, (ЧМ1, ЧМ2 і ЧМ3 відповідно).

Тут M_h , і M_p – значення систематичних помилок визначення висоти та відстані, σ_h , і σ_p , – випадкові помилки (середньоквадратичні відхилення) оцінок висоти та відстані відповідно. Дані в табл. 2.1 наведено у відсотках.

Результати статистичного аналізу похибок визначення висоти хвильоводу дозволяють оцінити можливість застосування представлених методів для оцінки параметрів вертикального профілю провідності іоносфери. Так, для зазначених параметрів профілю іоносфери, використаних при синтезі твіків у числовому експерименті, ефективні висоти для перших трьох мод складають: 89,530 км, 88,112 км та 87,282 км. На рис. 2.9 ці значення показано горизонтальними пунктирними лініями. Круглими та трикутними маркерами позначено дані систематичних помилок з табл. 2.1, перетворені на абсолютні величини для трьох мод частотного та фазового методів відповідно. Вертикальними планками похибок показано випадкові помилки.

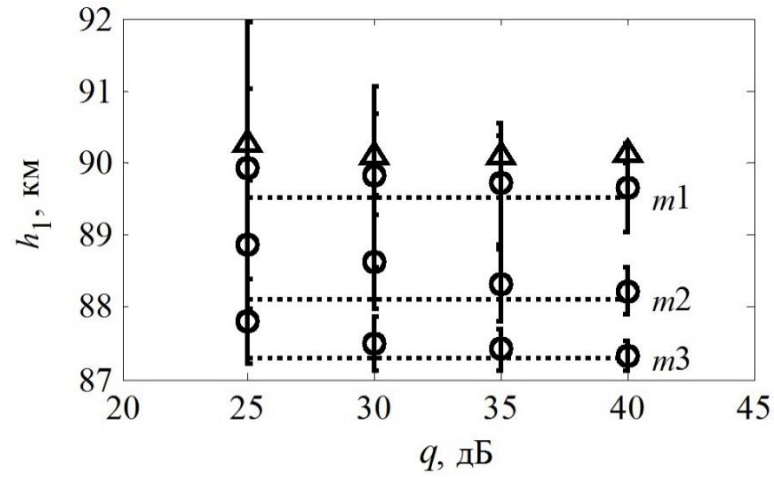
Відповідно до результатів, наведених в табл.2.1 і представлених на рис. 2.9, можна зробити наступний висновок.

Фазовий метод дає кращі оцінки відстані до блискавки, досягаючи максимальної точності в середині досліджуваного інтервалу відстаней.

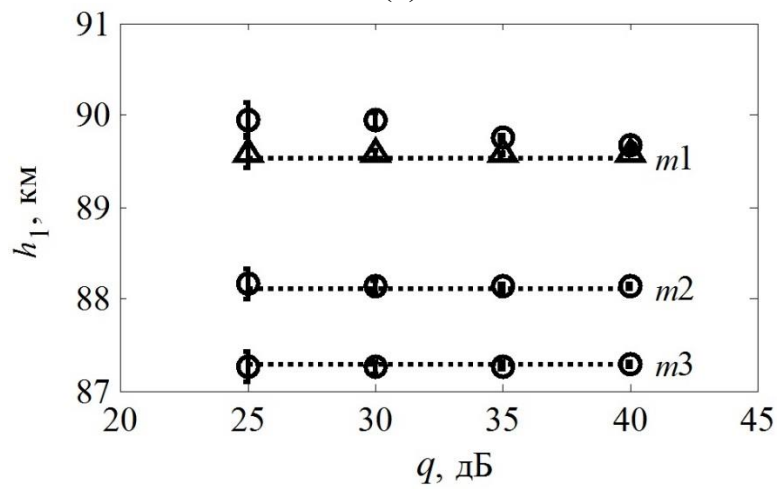
Таблиця 2.1 – Помилки визначення відстані до блискавки і висоти хвилеводу Земля – іоносфера

	$\rho = 3000 \text{ км}$				$\rho = 1500 \text{ км}$				$\rho = 500 \text{ км}$			
	$M_h, \%$	$\sigma_h, \%$	$M_\rho, \%$	$\sigma_\rho, \%$	$M_h, \%$	$\sigma_h, \%$	$M_\rho, \%$	$\sigma_\rho, \%$	$M_h, \%$	$\sigma_h, \%$	$M_\rho, \%$	$\sigma_\rho, \%$
ФМ, 25дБ	0,11	0,11	-0,64	0,6	0,08	0,20	-0,13	1,16	0,83	0,85	5,6	4,6
ФМ, 30дБ	0,10	0,07	-0,73	0,4	0,06	0,04	-0,25	0,21	0,64	0,63	4,4	3,6
ФМ, 35дБ	0,07	0,05	-0,89	0,2	0,06	0,02	-0,27	0,13	0,64	0,31	4,5	1,8
ФМ, 40дБ	0,06	0,02	-0,92	0,1	0,06	0,01	-0,27	0,07	0,68	0,16	4,9	0,9
ЧМ1, 25дБ	0,42	0,3	3,5	3,0	0,47	0,21	5,16	3,39	0,46	2,23	23	29
ЧМ1, 30дБ	0,52	0,3	4,4	2,5	0,47	0,09	4,34	3,53	0,32	1,39	22	19
ЧМ1, 35дБ	0,64	0,1	5,6	0,7	0,25	0,04	3,83	1,94	0,2	0,94	20	14
ЧМ1, 40дБ	0,65	0,01	5,7	0,1	0,16	0,01	3,59	1,33	0,13	0,69	19	11
ЧМ2, 25дБ	-0,19	0,23	-3,6	2,7	0,05	0,19	0,63	1,63	0,84	1,01	24	15
ЧМ2, 30дБ	-0,23	0,16	-3,9	1,8	0,02	0,08	0,60	0,86	0,58	0,74	20	12
ЧМ2, 35дБ	-0,26	0,14	-4,2	1,6	0,02	0,04	0,67	0,44	0,23	0,56	14	12
ЧМ2, 40дБ	-0,22	0,08	-3,9	0,9	0,03	0,02	0,75	0,23	0,13	0,37	12	10
ЧМ3, 25дБ	-0,02	0,59	-2,8	9,7	-0,03	0,19	-1,5	2,1	0,60	0,65	17	11
ЧМ3, 30дБ	-0,08	0,23	-2,7	3,5	-0,03	0,08	-1,2	1,9	0,25	0,42	11	9,7
ЧМ3, 35дБ	-0,09	0,16	-2,6	2,2	-0,01	0,04	-0,6	1,0	0,16	0,33	9,5	9,4
ЧМ3, 40дБ	-0,16	0,15	-3,4	1,9	0,004	0,02	-0,3	0,2	0,06	0,24	6,5	7,5

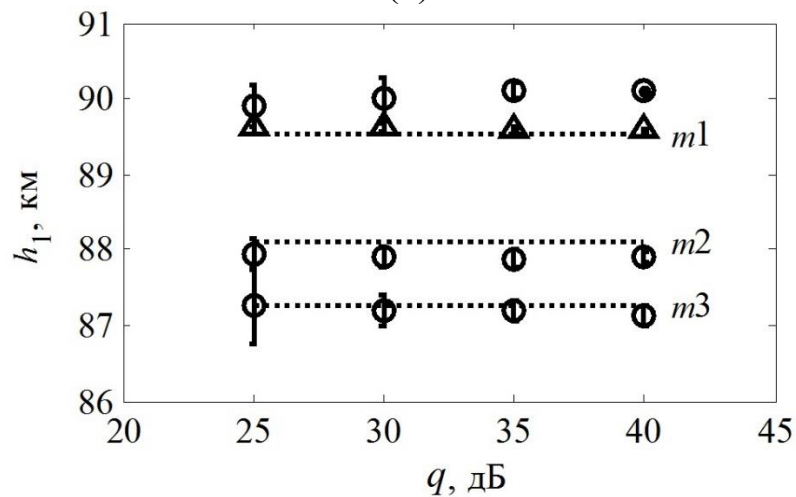
Найменша точність відновлення параметрів спостерігається на нижній межі аналізованого діапазону діяльності, тобто для $\rho = 500 \text{ км}$. Фазовий метод тут дає трохи більший позитивний зсув оцінок висоти хвилеводу h порівняно з частотним методом, проте забезпечує істотно кращі оцінки відстані ρ .



(a)



(б)



(в)

Рисунок 2.9 – Оцінки висот хвилеводу в залежності від відношення сигнал / шум, отримані фазовим (трикутники) і частотним (кружечки) методами (1-а – 3-тя моди) за відстані до блискавки 500 км (а), 1500 км (б), 3000 км (в)

В середині і на верхній межі діапазону відстаней (1500 і 3000 км) фазовий метод забезпечує кращу точність оцінки висоти хвильоводу для першої моди. Для мод другого та третього порядків можна побачити добрий збіг із вихідними значеннями висоти h_1 , закладеними в моделі хвильоводу.

Для дальності 500 км оцінки висоти в частотному методі виявляються завищеними для всіх мод, однак за досить високого відношення сигнал / шум q вони стають співставимими з результатами для решти діапазону відстаней ρ .

На основі проведеного аналізу можна зробити висновок, що фазовий метод забезпечує кращу точність визначення відстані до блискавки і висоти ρ хвильоводу для першої моди для відстані $\rho > 500$ км, ніж частотний метод. Таким чином, для збільшення точності визначення ефективних висот хвильоводу Земля – іоносфера для нормальних хвиль основного та вищих типів за сигналами багатомодових твіків рекомендується використовувати комбінацію фазового та частотного методів.

2.3 Врахування сферичності хвильоводу Земля – іоносфера

У моделі плоского хвильоводу дисперсійна залежність групової швидкості хвиль $v_g(f)$ визначається похідною позовжньої компоненти хвильового $\vec{k}$ вектора за частотою f :

$$v_g = \frac{2\pi}{d\{Re(kS_n)\}/df} = c \sqrt{1 - \left(\frac{f_{cn}}{f}\right)^2}, \quad (2.9)$$

звідки видно, що при наближенні частоти хвилі f до частоти відсічення даної моди f_{cn} швидкість поширення хвиль уздовж хвильоводу наближається до нуля. Миттєва частота, що є функцією часу τ , для окремої гармоніки залежить від висоти хвильоводу h і відстані джерело-спостерігач ρ [58, 59]:

$$f(\tau) = \frac{f_{cn}}{\sqrt{1 - \frac{1}{1 + \tau/t_0}}}, \quad (2.10)$$

де $f_{cn} = nc/2h$ – частота відсічення n -й моди; $t_0 = \frac{\rho}{c}$ – час поширення імпульсу вздовж земної поверхні.

Відзначимо, що на початку твіка, коли $\frac{\tau}{t_0} \ll 1$, зміну миттєвої частоти можна описати таким наближеним виразом, отриманим з (2.10): $f(\tau) \cong \frac{nc}{2h} \sqrt{\frac{t_0}{2\tau}}$, тобто частотна дисперсія в головній частині твіків і коротких за тривалістю атмосфериків, які спостерігаються в денних умовах, визначаються в основному відношенням $\frac{\sqrt{\rho}}{h}$, що ускладнює одночасне визначення ρ і h . Аналогічне обмеження було виявлено для фазового й інтерференційного методів [46]. У хвостовій частині твіка, коли $\frac{\tau}{t_0} \gg 1$, миттєва частота визначається наступним наближеним співвідношенням: $f(\tau) \cong \frac{nc}{2h} \left(1 + \frac{1}{2} \left(\frac{t_0}{\tau} \right)^2 \right)$, звідки можна зробити висновок, що оцінка частоти відсічення по хвостовій частині твіка дає похибку, яка визначається другим доданком в дужках. Так, за відстані до джерела 3000 км і при $\tau = 30$ мс миттєва частота $f(\tau)$ буде вищою за частоти відсічення на 5,5%. Тому для збільшення точності оцінки параметрів траси поширення необхідно рішення задачі щодо спільного визначення як частоти відсічення, так і дальності.

Для сферичного хвилеводу немає можливості отримати аналітичне співвідношення для миттєвої частоти, $f(\tau)$ тому використовуємо (2.10) в якості наближеної залежності. Розглянемо обмеження на використання (2.10) для сферичного хвилеводу на основі променевого підходу [58, 59].

У сферичному хвилеводі на рис. 2.10 елемент відстані, яку проходить промінь між Землею і іоносферою, визначається наступним чином:

$$\begin{aligned} l_m &= \sqrt{a^2 + (a+h)^2 - 2a(a+h)\cos\theta_m}, \\ \theta_m &= \frac{\rho}{2ma}, \end{aligned} \quad (2.11)$$

де m – номер променя; a – радіус Землі; h – висота хвилевода, ρ – дальність до блискавки уздовж поверхні Землі.

Повний шлях в $2m$ разів більше відповідного елемента. Тоді час поширення дорівнює:

$$t_m = \frac{2ml_m}{c}, \quad m=1,2,3,\dots \quad (2.12)$$

Використовуючи апроксимацію $\cos\theta_m \approx 1 - \theta_m^2/2$ і спрямовуючи радіус a в нескінченність, з (2.11) отримаємо довжину елемента шляху променя в плоскому нескінченному хвилеводі:

$$l_m = \frac{1}{2m} \sqrt{(2mh)^2 + \rho^2}. \quad (2.13)$$

Визначимо миттєву частоту сигналу як величину, обернену до затримки між приходом двох послідовних променів $f(T) = 1/(t_{m+1} - t_m)$, где $T = (t_{m+1} + t_m)/2$. Тоді з (2.11) – (2.13) можна визначити розбіжність миттєвої частоти для моделей плоского та сферичного хвильоводів.

На рис. 2.11 побудовано залежності різниці миттєвих частот від часу для плоского та сферичного хвелеводів відносно моменту приходу атмосфера в точку спостереження: $\Delta f = f_s(\tau) - f_p(\tau)$, $\tau = T - \rho/c$ для відстаней $\rho = 1000 - 5000$ км. З графіків видно, що максимальна розбіжність миттєвих частот спостерігається на початку сигналу та зменшується із збільшенням відстані до джерела.

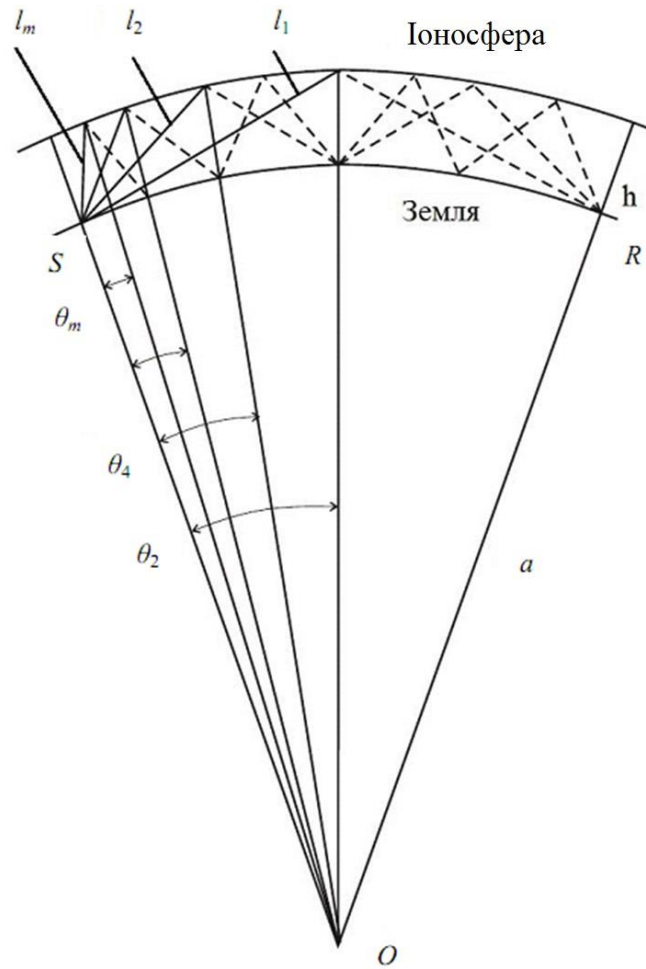


Рисунок 2.10 – Шляхи променів, які формують твік в сферичному хвилеводі [58, 59]

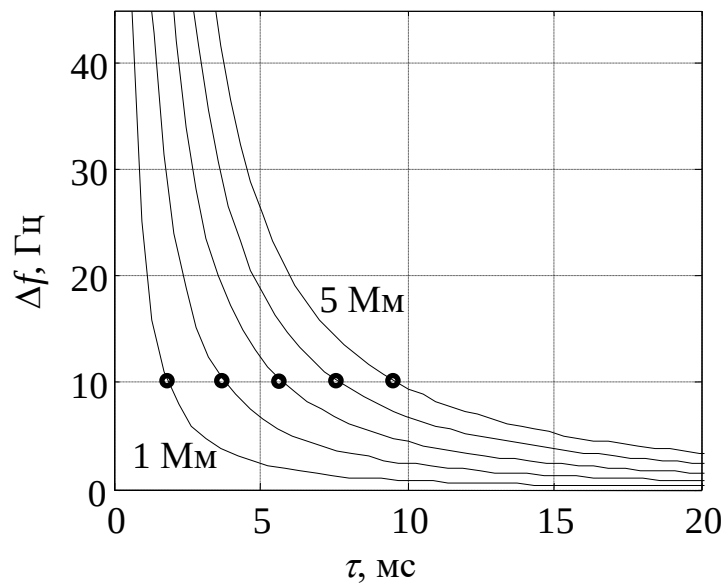


Рисунок 2.11 – Різниця миттєвих частот твіка на 1-ій моді для плоскої та сферичної моделей для відстаней $\rho = 1000 - 5000$ км

Виберемо поріг максимальної розбіжності $(\Delta f)_{\max} = 10$ Гц. На графіках рис. 2.11 кружечками зображено граничні значення, за якими можна побудувати наближену залежність часу затримки τ_0 від відстані, починаючи з якої розбіжність частот не перевищує $(\Delta f)_{\max}$:

$$\tau_0 [\text{мс}] \approx 2\rho [\text{Мм}]. \quad (2.14)$$

Така затримка вводиться під час аналізу реальних сигналів з використанням аналітичної залежності (2.10).

2.4. Метод оцінки критичних частот і відстані до блискавки за багатомодовими твіками

Визначення ρ і h зазвичай виконується шляхом підгонки цих двох параметрів для отримання мінімального середньоквадратичного відхилення експериментальних точок відповідної гармоніки твіка в динамічному діапазоні від теоретичної залежності (2.10).

Розв'язання задачі окремо для кожної гармоніки часто призводить до протиріччя, коли оцінки відстані за різними гармонікам істотно відрізняються для одного і того ж твіка.

Оцінки частоти відсічення F_{cn} для n -ї моди можна отримати за допомоги точок відповідної гармоніки твіка $f_n(\tau_k)$ в динамічному діапазоні за формулою (2.10) і деяким початковим значенням ρ_1 :

$$F_{cn}(\tau_k) = f_n(\tau_k) \sqrt{1 - \left(\frac{\rho_1}{\rho_1 + c\tau_k} \right)^2}. \quad (2.15)$$

Побудуємо лінійну регресію за експериментальними оцінками $F_{cn}(\tau_k)$:

$$F_{cn}(\rho_1, \tau) = A_n + B_n \tau. \quad (2.16)$$

Очевидно, що підбором ρ_1 можна мінімізувати абсолютне значення коефіцієнта нахилу $|B_n|$, при цьому шукані параметри дорівнюватимуть: $\rho = \rho_1$, $f_{cn} = A$.

Мінімізація функціоналу, побудованого як сума модулів коефіцієнтів нахилу ліній лінійної регресії для N гармонік:

$$\Phi(N, B) = \sum_{n=1}^N |B_n|, \quad (2.17)$$

зводить задачу одночасного визначення відстані ρ і частот f_{cn} відсічення для всіх мод до задачі одновимірної оптимізації, що підвищує ефективність алгоритму розрахунків.

Приклади розв'язання оберненої задачі за модельними твіками для відстаней 200 і 3000 км і за параметрів профілю провідності іоносфери (2.5), що дорівнюють $H = 85$ км, $\zeta_0 = 1,67$ км, показані на рис. 2.12.

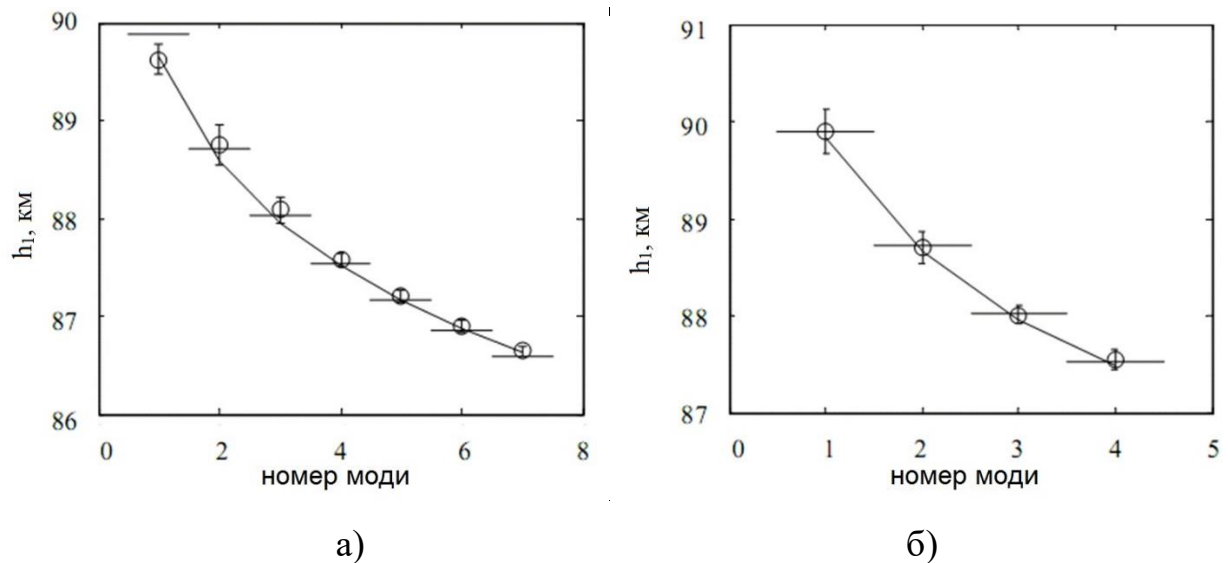


Рисунок 2.12 – Визначення висот хвильоводу та параметрів експоненційної моделі іоносфери за допомоги твіків за відстаней $\rho = 200$ км (а) і $\rho = 3000$ км (б)

Відрізками горизонтальних ліній позначено висоти хвильоводу для відповідних мод, завданих в моделі. Кружочки зображено результат

відновлення висоти за розробленою методикою. Вертикальні лінії показують середньоквадратичне відхилення оцінок ефективної висоти хвилеводу для відповідних мод.

Відновлені значення параметрів моделі є наступними: $H = 87,7$ км, $\zeta_0 = 1,54$ км, $\rho = 290$ км; $H = 88$ км, $\zeta_0 = 1,67$ км, $\rho = 2972$ км. Суцільна крива на графіках показує частотну залежність ефективної висоти відображення $h_1(f_{cn})$, отриманої з співвідношення (2.4) за знайдених параметрів профілю провідності іоносфери. Можна побачити, що прогнозована точність даної методики дозволяє детально оцінити параметри нижньої іоносфери, а також визначити відстань до джерела ρ .

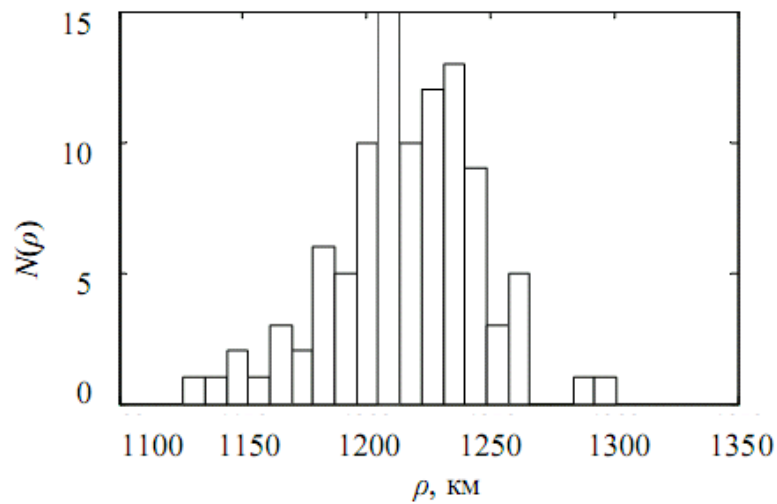
2.5. Вплив шуму на точність визначення висоти відбиття від іоносфери і відстані до джерела.

Для дослідження впливу шуму на точність визначення параметрів тракту поширення твіків за описаною методикою було змодельовано сигнали твіків для різних відстаней.

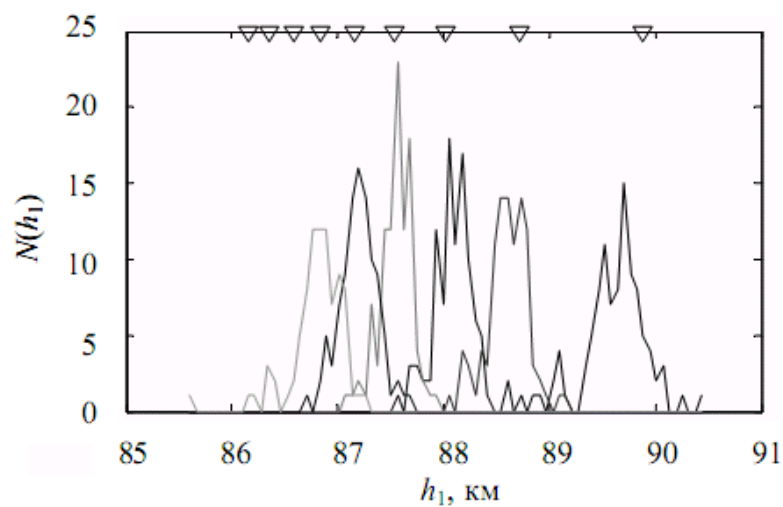
Реалізації стохастичного шуму з нормальним розподілом змішувалися з сигналом. Для визначення дисперсії і зміщення оцінок відстані до джерела й ефективних висот відбиття від іоносфери для різних мод виконувалося по 100 циклів розв'язання оберненої задачі з різними незалежними реалізаціями шуму із завданою дисперсією.

На рис. 2.13, а представлена гістограма розподілу відстані до джерела, на рис. 2.13, б – гістограми розподілів висот відбиття, отримані за відношення сигнал / шум $q = 14$ дБ для модельного твіка з наступними параметрами: відстань $\rho = 1200$ км, початкова висота профілю $H = 88$ км, масштаб профілю провідності іоносфери $\zeta_0 = 1,67$ км. Відношення сигнал / шум розраховувалося як відношення потужності модельного твіка тривалістю 20 мс до потужності шумовий реалізації тієї ж тривалості.

У результаті виконання 100 циклів розв'язання оберненої задачі з різними реалізаціями шуму отримані наступні значення середнього та середньоквадратичного відхилення відстані: $\rho = 1216 \pm 31$ км за значення, закладеного в моделі 1200 км. Відповідні значення для ефективної висоти хвилеводу h_1 , певні для перших п'яти мод наступні: 1 мода – $h = 89,62 \pm 0,29$ км (89,88 км), 2 мода – $h = 88,6 \pm 0,19$ км (88,71 км), 3 мода – $h = 88,09 \pm 0,19$ км (88,02 км), 4 мода – $h = 87,55 \pm 0,15$ км (87,53 км), 5 мода – $h = 87,20 \pm 0,18$ км (87,15 км). Значення висот h_1 , закладені в моделі (2.4), вказано вище в дужках і позначено трикутниками по верхньому краю графіка на рис. 2.13, б.



(а)



(б)

Рисунок 2.13 – Гістограми розподілів відстані ρ (а) і висот відбиття h (б)

У табл. 2.2 представлено результати моделювання за відношення сигнал / шум q 14 дБ і 8 дБ для відстаней від $\rho = 500$ до $\rho = 3000$ км. Зсув оцінки Δ і середньоквадратичне відхилення (СКВ) показано для відстані і ефективної висоти хвильоводу h для перших п'яти мод (там, де гармоніки твіка було виділено з шуму).

Таблиця 2.2 – Помилки визначення відстані до блискавки і висоти хвильоводу Земля – іоносфера

Дальність, ρ , км			Ефективна висота хвильоводу, h_1 , м									
			Мода 1		Мода 2		Мода 3		Мода 4		Мода 5	
			89880		88710		88020		87530		87150	
Модель	Δ	СКВ	Δ	СКВ	Δ	СКВ	Δ	СКВ	Δ	СКВ	Δ	СКВ
$q = 14$ дБ												
500	25	38	-190	1040	10	400	10	330	80	310	0	420
1000	9	23	-190	340	-310	160	-80	150	-60	160	-50	120
1200	16	31	-260	290	-110	190	70	190	20	150	50	180
1500	7	22	-220	170	-120	120	-10	110	0	990	140	120
2000	7	22	-240	120	20	120	20	90	-10	130		
2500	31	70	60	350	200	330	220	230				
3000	-8	79	10	350	90	310	20	230				
$q = 8$ дБ												
1000	22	88	130	990	-40	610	-100	650	080	930	160	1040
1500	14	80	-260	510	050	460	100	430				
2000	33	53	130	270	140	280	60	290				
2500	36	49	90	250	200	210						
3000	13	87	180	390	130	320						

Аналізуючи дані, представлені в табл. 2.2, можна побачити, що зі збільшенням рівня шуму зміщення оцінок параметрів змінюється неістотно, тоді як СКВ суттєво зростає. Максимальні значення зсуву та дисперсії оцінок висоти спостерігаються для першої моди. Крім цього, зазначимо, що СКВ

оцінок відстані і висоти, несуттєво змінюються зі зміною відстані. Для випадку $q = 14$ дБ, діапазон СКВ оцінки відстані ρ становить від 7,6% за відстані $\rho = 500$ км до 2,6% за відстані $\rho = 3000$ км. Для висот h маємо відповідно від 0,3 – 1,1% за відстані $\rho = 500$ км до 0,2 – 0,4% за відстані $\rho = 3000$ км.

Висновки до розділу 2

1. Проведено порівняльний аналіз фазового та частотного методів визначення ефективних висот хвильоводу Земля – іоносфера для основного та вищих типів нормальних хвиль (мод) і відстані до джерела випромінювання – блискавки на основі аналізу імпульсних сигналів у діапазоні ННЧ і ДНЧ – твік-атмосфериків (твіків). У числовому експерименті синтезовано хвильові форми твіків в моделі хвильоводу Земля – іоносфера з експоненціальним профілем провідності нижньої іоносфери. Для виділення й аналізу окремих мод в сигналі використовувалися динамічні спектри твіків. Обчислення проводилися з додаванням шуму, відношення сигнал / шум становили $q = 5 - 40$ дБ. Відносна похибка частотного методу визначення ефективної висоти хвильоводу для різних хвильоводних мод склала 0,01 – 2,5%. Похибка фазового методу визначення ефективної висоти хвильоводу склала 0,15 – 3,5%. Систематичні відносні похибки визначення відстані до блискавки склали 1 – 1,5% для фазового методу і 1 – 5% для частотного методу в діапазоні відстаней 500 – 3000 км

2. Запропоновано методику розв'язання оберненої задачі визначення ефективної висоти нижньої іоносфери та відстані до блискавки за сигналами твіків з урахуванням їх многомодового складу.

Для використання в числовому експерименті на основі спрощеної моделі поширення ННЧ – ДНЧ-радіохвиль в хвильоводі Земля–іоносфера [98] отримано часові форми твіків, які відображають основні особливості сигналів, які спостерігаються в експерименті.

На основі числового моделювання досліджено похибки оцінки параметрів задачі, пов'язані з наявністю адитивного стохастичного шуму в сигналі та сферичністю хвилеводу. Показано, що запропонована методика визначення ефективних висот відбиття від іоносфери для різних мод дозволяє оцінити параметри експоненціального профілю провідності іоносфери (початкову висоту і висотний масштаб) в діапазоні значень, характерних для нічних умов.

РОЗДІЛ 3

КОМПЛЕКС ДЛЯ ВИМІРЮВАННЯ ТА РЕЄСТРАЦІЇ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ПОЛІВ У ННЧ – ДНЧ ДІАПАЗОНІ

У теперішній час існують різні методи та засоби вимірювання рівнів спектра низькочастотних електромагнітних полів, що ґрунтуються на використанні датчиків Холла, індукційних датчиків, *SQUID* (Superconducting Quantum Interference Device – «сверхпроводящий квантовый интерферометр») магнітометрів і т.і. Індукційні магнітометри широко використовуються для вимірювання змінних магнітних полів у різних областях науки та техніки. Основні переваги індукційних магнітометрів полягають у високій чутливості, яка поступається тільки *SQUID* магнітометрам, і високій лінійності в широкому діапазоні частот за низької вартості виготовлення [100].

Залежно від області застосування для магнітометрів вісуюється вимога мінімального рівня вимірюваної магнітної індукції, частотного діапазону та динамічного діапазону вимірюваного поля. Необхідні параметри забезпечуються вибором геометричної конфігурації індукційного датчика, параметрами обмотки й електронної частиною магнітометра. У роботах [100, 101] відзначається, що чутливість індукційного датчика визначається площею та масою обмотки. Дана властивість істотно полегшує процедуру конструювання датчика з заданими вимогами до чутливості, яка визначається тільки цими двома параметрами. Однак важливою проблемою, недостатньо освітленою в літературі, залишається узгодження рівня сигналу на виході датчика з вхідний ланцюгом підсилювача для досягнення максимальної чутливості, що забезпечується датчиком. У ряді випадків для узгодження використовується підвищувальний трансформатор [101], що ускладнює й обважнює конструкцію та вносить додаткові перешкоди та частотні спотворення.

Із метою розв’язання задачі експериментальних досліджень імпульсних і вузькосмугових магнітних полів запропоновано оптимізований метод розрахунку датчиків магнітного поля, який дозволив узгодити динамічний діапазон шуму на виході датчика та на вході антенного підсилювача. Розглянуто також шумові параметри датчика вертикального електричного поля. На основі запропонованих методик розрахунку розроблено та створено вимірювальний комплекс для архівації даних та оперативного аналізу змін атмосферних електричного та магнітного полів, а також сигналів вузькосмугових ДНЧ радіопередавачів.

Основні результати даного розділу опубліковано в роботах [102 – 104].

3.1 Розрахунок параметрів магнітної антени (Повітряна рамка)

3.1.1 Розрахунок параметрів антени для забезпечення необхідної чутливості

Для забезпечення необхідної чутливості для прийому атмосфериків у діапазоні частот відсічення хвилеводу Земля – іоносфера виконаємо розрахунок параметрів повітряного кругової рамкової антени.

Основним джерелом шуму в магнітній антені є тепловий шум дрота рамки, середній квадрат напруги якого не залежить від частоти та визначається за формулою Найквіста:

$$\langle u^2 \rangle = 4kTR_a \Delta f, \quad (3.1)$$

де $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж / К - стала Больцмана, T – температура, R_a – опір обмотки рамки, Δf – смуга частот, в якій виконуються вимірювання.

Відповідно до закону Фарадея амплітуда напруги на кінцях обмотки на частоті ω визначається індукцією магнітного поля з амплітудою B , площею рамки A і кількістю витків обмотки N :

$$U = j\omega ANB. \quad (3.2)$$

У формулі (3.2) вважається, що магнітне поле направлено перпендикулярно площині рамки. Відношення сигнал / шум на виході антени визначається наступним чином:

$$q_{loop} = \frac{|U|}{\sqrt{\langle u^2 \rangle}} = \frac{\omega ANB}{\sqrt{4kTR_a \Delta f}}. \quad (3.3)$$

Виразимо опір проводу через його питомий опір ρ , площу перетину дроту s і периметр рамки $p = c_1 \sqrt{A}$:

$$R_a = \frac{\rho N c_1 \sqrt{A}}{s} = \frac{\rho N^2 c_1 \sqrt{A}}{S}, \quad (3.4)$$

де $S = sN$ – площа повного перерізу обмотки. Константа $c_1 = \frac{p}{\sqrt{A}}$ визначається тільки формою рамки. Зокрема, для кругової рамки діаметром D маємо $c_1 = 2\sqrt{\pi} = 3,5449$. Тоді з (3.3) і (3.4) отримаємо такий вираз для відношення сигнал / шум на частоті f :

$$q_{loop} = \frac{\pi f A^{3/4} S^{1/2} B}{\sqrt{kT\rho c_1 \Delta f}}. \quad (3.5)$$

Звідси випливає, що відношення сигнал / шум повітряної рамки визначається тільки двома її конструктивними параметрами: площею A і площею повного перерізу обмотки S . Ця властивість дозволяє вибором кількості витків у обмотці за збереження її площі повного перетину та площі витка узгодити вихід датчика та вхід антенного підсилювача за рівнем шумів.

На вході підсилювача квадрати напруг шуму підсилювача та власного шуму датчика додаються, а тому відношення сигнал / шум, на вході підсилювача має наступний вигляд:

$$q_{amp} = \frac{q_{loop}}{r}, \quad r = \sqrt{1 + \frac{E_{amp}^2 \Delta f}{\langle u^2 \rangle}}, \quad (3.6)$$

де $\langle u^2 \rangle$ – резистивний шум обмотки в заданій смузі частот, (В), E_{amp} – спектральна густина напруги вхідного шуму підсилювача, (В/Гц^{1/2}). Виразимо квадрат напруги власного шуму обмотки $\langle u^2 \rangle$ з N витками дроту з площею перетину s через напругу теплового шуму одного витка $\langle u_1^2 \rangle$ з площею перетину дроту S за умови $S = sN$:

$$\langle u^2 \rangle = N^2 \langle u_1^2 \rangle, \quad (3.7)$$

де

$$\langle u_1^2 \rangle = 4kT \rho c_1 \sqrt{A} \Delta f / S. \quad (3.8)$$

Тоді співвідношення для r в (3.6) набуває наступного виду:

$$r = \sqrt{1 + \frac{E_{amp}^2 \Delta f}{N^2 \langle u_1^2 \rangle}}. \quad (3.9)$$

Таким чином, вибором кількості витків N при збереженні площі повного перетину дроту S можна підняти відношення сигнал / шум на вході підсилювача до величини, близької до величині відношення сигнал / шум, що забезпечується рамкою.

Визначимо порогову магнітну індукцію B_{th} , як величину, яка забезпечує значення $q_{amp} = 1$. Тоді алгоритм визначення конструктивних параметрів рамкової антени зводиться до наступного.

1. Задаємо необхідну порогову магнітну індукцію B_{th} на частоті f , смугу частот Δf , площу рамки A і спектральну густину шумової напруги вхідного каскаду підсилювача – $E_{amp}(f)$.
2. Вибираємо значення, яке реалізується за умови рівності середньоквадратичних значень напруги власного шуму обмотки і вхідного шуму підсилювача, і визначаємо необхідну площу повного перерізу

обмотки з формул (3.5), (3.6), що забезпечує відношення сигнал / шум $q_{amp} = q_{loop} / r = 1$ на вході підсилювача:

$$S = \frac{r^2 k T \rho c_1 \Delta f}{\pi^2 f^2 A^{3/2} B_{th}^2} = \frac{2 k T \rho c_1 \Delta f}{\pi^2 f^2 A^{3/2} B_{th}^2}. \quad (3.10)$$

3. Визначаємо $\langle e_1^2 \rangle$ з (3.8), та з (3.9) за умови $r = \sqrt{2}$ отримуємо:

- кількість витків:

$$N = \frac{E_{amp} \sqrt{\Delta f}}{\sqrt{\langle u_1^2 \rangle (r^2 - 1)}} = \frac{E_{amp} \sqrt{\Delta f}}{\sqrt{\langle u_1^2 \rangle}}, \quad (3.11)$$

- площа перетину дроту обмотки:

$$s = S / N. \quad (3.12)$$

4. Вибираючи стандартний діаметр обмотувального дроту, найближчий до розрахункового $d = \sqrt{4s / \pi}$, з формул (3.8) – (3.10) після перерахунку S і r , за фіксованих A і N , отримуємо скориговане значення B_{th} :

$$B'_{th} = \frac{r \sqrt{k T \rho c_1 \Delta f}}{\pi f A^{3/4} S^{1/2}}. \quad (3.13)$$

3.1.2 Смуга пропускання магнітної антени й антенного підсилювача

Наступним кроком розглянемо вимоги, що всуваються до параметрів індукційного датчика для забезпечення рівномірної амплітудно-частотної передавальної характеристики для широкосмугових вимірюваннях магнітного поля.

Індуктована напруга в обмотці магнітної антени є пропорційною частоті падаючого поля (3.2). Для отримання рівномірної амплітудно-частотної

передавальної характеристики приймача по полю у якості антенного підсилювача було використано підсилювач струму [105]. Схема антенного підсилювача для магнітної антени та перетворювача струм - напруга представлена на рис. 3.1.

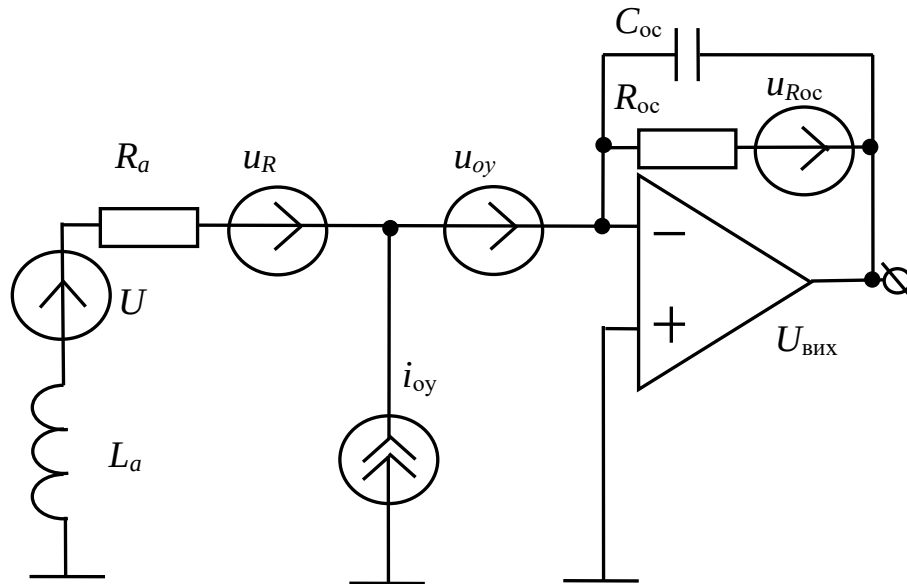


Рисунок 3.1 – Еквівалентна схема індукційного датчика з джерелами шуму

З урахуванням (3.2) та значення комплексного опору індукційного датчика коефіцієнт перетворення магнітної індукції системи рамка - антенний підсилювач дорівнює:

$$G(f) = -\frac{j2\pi f AN}{j2\pi f L_a + R_a} R_{oc} = -\frac{ANR_{oc}}{L_a \left[1 - j \frac{f_a}{f} \right]} \underset{f \gg f_a}{\cong} -\frac{ANR_{oc}}{L_a}, \quad (3.14)$$

де $f_a = \frac{R_a}{2\pi L_a}$ – частота зрізу катушки індуктивності за рівнем – 3дБ,

L_a – індуктивність рамки, R_a – опір обмотки рамки, R_{oc} – опір зворотнього зв'язку.

Для оцінки індуктивності рамки L_a скористаємося формулою, наведеною в роботі [101]:

$$L_a = 2.00 \times 10^{-7} N^2 c_1 \sqrt{A} \times \left(\ln \frac{c_1 \sqrt{A}}{d \sqrt{N}} - c_2 \right), \quad (3.15)$$

де $c_1 = 3,545$, $c_2 = 0,815$ – константи для кругової рамки, d – діаметр обмотувального дроту. Для інших форм рамок значення цих констант наведені в табл. 3.1 [101].

Таблиця 3.1 – Константи для різних форм рамкової магнітної антени

Форма рамки	c_1	c_2
Коло	3,545	0,815
Правильний восьмикутник	3,641	0,925
Правильний шестикутник	3,722	1,000
Квадрат	4,000	1,217
Рівнобічний трикутник	4,559	1,561
Прямокутний рівнобедрений трикутник	4,828	1,696

Перетворимо (3.15) до наступного вигляду:

$$L_a = 2.00 \times 10^{-7} N^2 c_1 \sqrt{A} \times \left(\ln \frac{c_1 \sqrt{\pi A}}{2 \sqrt{S}} - c_2 \right), \quad (3.16)$$

Тоді з (3.4) і (3.16) отримаємо таке співвідношення для частоти зрізу котушки індуктивності:

$$f_a = \frac{R_a}{2\pi L_a} = \frac{10^7 \rho}{4\pi S \left(\ln \frac{c_1 \sqrt{\pi A}}{2 \sqrt{S}} - c_2 \right)}. \quad (3.17)$$

Треба відзначити, що для обраної форми рамки, як і в випадку з відношенням сигнал / шум (3.5), частота зрізу визначається тільки двома конструктивними параметрами: площею антени A і площею повного перерізу обмотки S .

3.2 Розрахунок параметрів ємнісної електричної антени й антенного підсилювача

Розглянемо розрахунок основних параметрів датчика електричного поля. У якості датчика вертикального електричного поля в діапазоні ННЧ–ДНЧ, як правило, використовується вертикальний металевий стрижень або ізольована зосереджена ємність (металевий циліндр, куля), встановлена на вертикальній щоглі. Амплітуда сигналу на виході датчика складає:

$$U = E_z h_o, \quad (3.18)$$

де E_z – вертикальна компонента напруженості електричного поля, (В/м), h_o – ефективна висота антени, (м), яка є приблизно пропорційною геометричній висоті стрижня або щогли.

Для розрахунку параметрів датчика вертикального електричного поля використовуємо еквівалентну схему ланцюга «антена – вхід» антенного підсилювача з джерелами шумового струму і напруги, представлену на рис. 3.2.

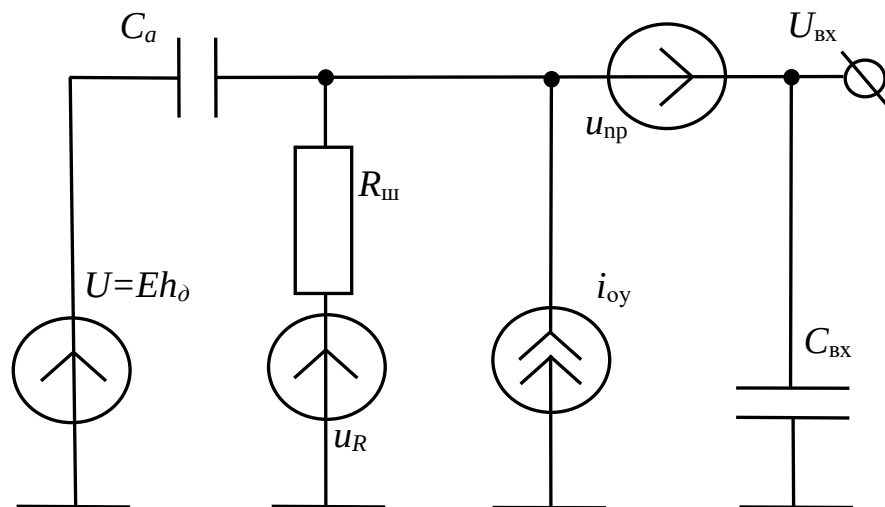


Рисунок 3.2 – Еквівалентна схема електричної антени і вхідного підсилювача з джерелами шуму

На рис. 3.2 використано такі позначення: h_0 – ефективна висота антени; u_R – напруга теплового шуму шунтуючого опору; i_{np} – сила шумового струму вхідного підсилювача; u_{np} – шумова напруга вхідного підсилювача; C_a – власна ємність датчика; $C_{вх}$ – сума вхідної ємності підсилювача та шунтуючої ємності; $R_{ш}$ – шунтуючі опір; $U_{вх}$ – напруга на вході підсилювача.

Передавальна функція схеми записується в такий спосіб:

$$K(f) = \frac{U_{ex}}{U} = \frac{j2\pi f C_a R_{ш}}{1 + j2\pi f R_{ш} (C_a + C_{ex})}. \quad (3.19)$$

Частота зрізу схеми дорівнює:

$$f_a = \frac{1}{2\pi R_{ш} (C_a + C_{ex})}. \quad (3.20)$$

Вище частоти зрізу ($f^2 \gg f_a^2$) схема працює як ємнісний дільник з коефіцієнтом передачі:

$$K(f) = \frac{C_a}{C_a + C_{ex}}. \quad (3.21)$$

Нижче частоти зрізу ($f^2 \ll f_a^2$) маємо диференціальний ланцюг з коефіцієнтом передачі:

$$K(f) = j2\pi f C_a R_{ш}. \quad (3.22)$$

Основними джерелами шуму у вхідних ланцюгах є:

- тепловий шум шунтуючого опору;
- шумовий струм вхідного підсилювача;
- шумова напруга вхідного підсилювача.

Дані джерела приведено на еквівалентній схемі вхідного ланцюга датчика електричного поля на рис.3.2.

Повна спектральна густина шуму на вході підсилювача дорівнює:

$$\bar{u}_{nt} = \sqrt{\bar{u}_{np}^2 + \frac{R_{ш}^2(\bar{u}_{np}^2 + 4kT/R_{ш})}{1 + (2\pi f)^2 R_{ш}^2 C_1^2}}, \quad (3.23)$$

де $C_1 = C_a + C_{вх}$, k – стала Больцмана, T – абсолютна температура.

У робочому діапазоні частот ($f^2 \gg f_a^2$) співвідношення (3.23) спрощується:

$$\bar{u}_{nt} = \sqrt{\bar{u}_{np}^2 + \frac{1}{(2\pi f)^2 C_1^2} (\bar{u}_{np}^2 + 4kT/R_{ш})} \quad (3.24)$$

З отриманих формул, зокрема, впливає несподіваний результат: внесок теплового шуму шунтуючого опору зменшується в смузі пропускання за умов збільшення його значення.

3.3 Розрахунок параметрів приймача

Розрахунок параметрів датчиків поля в даній дисертації проведено на прикладі застосування для вимірювань імпульсних атмосферних завад, створених розрядами блискавок, – атмосфериків. Порогова амплітуда поля для запису атмосфериків визначається дослідним шляхом, виходячи із забезпечення досить високого відношення сигнал / шум. У роботі [76] показано, що за порогової амплітуди сигналу в смузі частот $\Delta f = 1,6 - 1,9$ кГц, яка дорівнює рівній $0,3 \cdot 10^{-12}$ Тл, забезпечується перевищення сигналу над шумами в 30 – 100 разів, що дозволяє оцінювати параметри атмосферики з точністю 1 – 3%.

3.3.1 Параметри індукційного датчика

Визначимо граничну амплітуду магнітного поля як $B_{th} = 0,7 \cdot 10^{-12}$ Тл в смузі частот 0,3 – 24 кГц, яка дає можливість реєстрації твіків з достатньо високим рівнем q . Вибираючи круглу рамку діаметром 0,53 м, намотану мідним дротом (питомий опір міді за $t = 20^\circ \text{C}$ дорівнює $\rho = 1,75 \cdot 10^{-8}$ Ом·м),

нижню оцінку частоти відсічення для першої моди $f=1600$ Гц і підсилювач з напругою вхідного шуму $E_{amp} = 3$ нВ/Гц^{1/2} (наприклад, *OP37, Analog Devices*) відповідно до алгоритму, описаному вище, обчислимо необхідні параметри обмотки датчика магнітного поля:

- кількість витків $N = 450$;
- діаметр дроту $d = 0,16$ мм;

При цьому розрахункові електричні параметри датчика виявляються такими:

- опір дроту $R_a = 663$ Ом;
- індуктивність $L_a = 0,363$ Гн;
- нижня частота зрізу за рівнем -3 дБ $f_a = 291$ Гц.

Отримані параметри відповідають вимогам для забезпечення порогової чутливості датчика та ширини передавальної характеристики.

3.3.2 Коефіцієнт посилення та динамічний діапазон каналу магнітної компоненти

В якості аналого-цифрового перетворювача (АЦП) використовується чотирьохканальна шістнадцятирозрядна звукова карта МАУА44, яка має діапазон амплітуди вхідних сигналів 1 В. Таким чином, діапазон вимірюваних напруг на вході АЦП складає 30мкВ – 1В.

Вибираючи амплітуду сигналу, що відповідає пороговому значенню магнітної індукції $B_{th} = 0,7$ пТл, в 4 рази більшою за мінімальну вимірювану напруги в АЦП $U_{th} = 120$ мкВ, отримаємо необхідний коефіцієнт перетворення приймача: $KG = U_{th}/B_{th} = 1,7 \cdot 10^8$ В/Тл $= 0,17$ В/нТл, де G – коефіцієнт перетворення антени та першого каскаду антенного підсилювача, що визначається за формулою (3.14), K – додатковий коефіцієнт підсилення, що відбувається в наступних каскадах приймача.

Таким чином, діапазон вимірюваних амплітуд магнітної індукції, що потрапляють на вхід АЦП, становить $0,18 \cdot 10^{-12}$ Тл – $6 \cdot 10^{-9}$ Тл, а з урахуванням граничного значення магнітної індукції датчика: $0,7 \cdot 10^{-12}$ Тл – $6 \cdot 10^{-9}$ Тл.

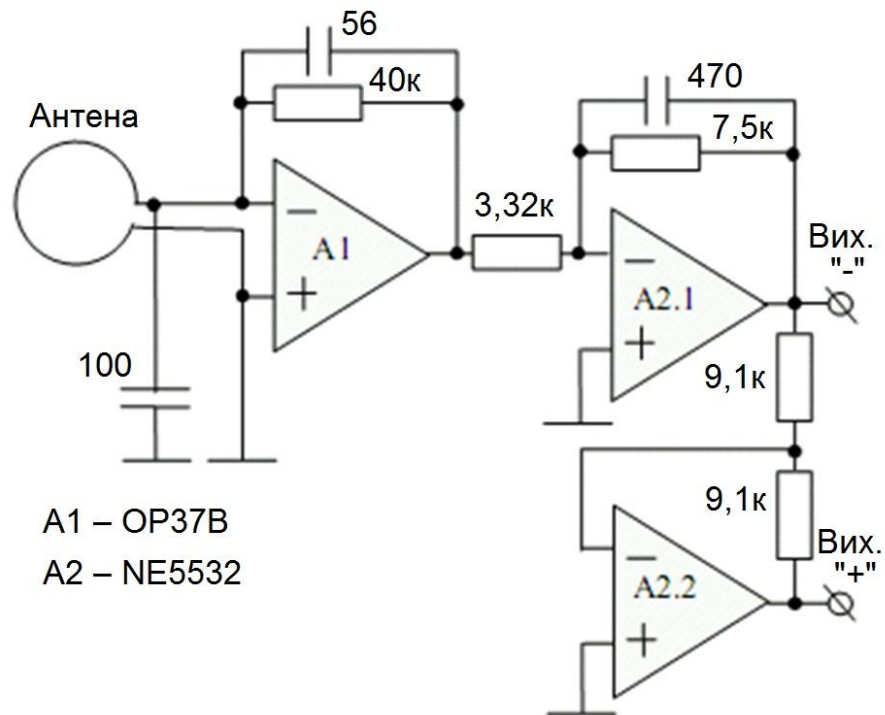


Рисунок 3.3 – Принципова схема антенного підсилювача магнітної антени

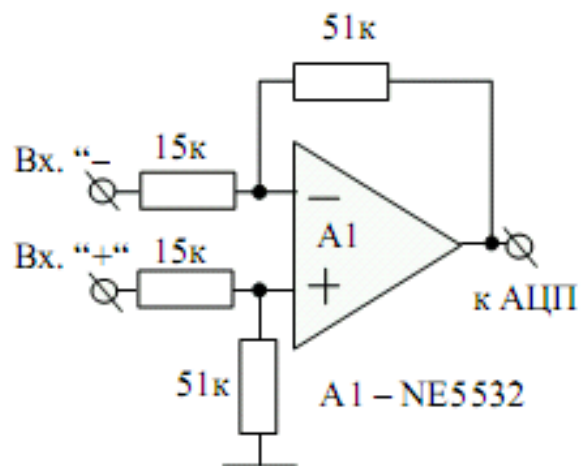


Рисунок 3.4 – Принципова схема основного підсилювача каналів магнітної і електричної компонент

Параметри компонентів антенного й основного підсилювачів, що забезпечують заданий коефіцієнт перетворення, наведені на принципових схемах, рис. 3.3 і рис. 3.4 відповідно.

Додаткове посилення забезпечується другим каскадом антенного підсилювача й основним підсилювачем. Для зменшення перешкод від

електричних наводок у кабелі, що з'єднує антенний підсилювач і систему збору даних, застосовано балансний вихідний підсилювач.

Ємності на вході підсилювача та в ланцюгах зворотнього зв'язку в схемі використовуються для забезпечення спаду частотної характеристики вище 20 кГц для придушення високочастотних сигналів радіомовних станцій і запобігання їх детектування у вхідних ланцюгах. Екранованим кабелем (крученими парами) передаються сигнали, а також живлення $\pm 12\text{В}$.

3.3.3 Параметри каналу електричної компоненти

Виходячи з порогового значення магнітної індукції, відповідна напруженість електричного поля може бути оцінена як $E_{th} = B_{th} \cdot c \text{ [В/м]} = 1,4 \cdot 10^{-12} \cdot 3 \cdot 10^8 = 0,42 \text{ мВ/м}$, де c – швидкість світла в вакуумі. Таким чином, для ефективної висоти електричної антени $h_{eff} = 1\text{м}$ коефіцієнт посилення приймача 1 забезпечує динамічний діапазон сигналів атмосфериків на вході АЦП, прийнятий для магнітних компонент поля.

В якості вхідного каскаду використовуємо операційний підсилювач загального застосування з польовими транзисторами на вході К140УД8 з наступними шумовими параметрами: $u_{np} = 80 \text{ нВ/Гц}^{1/2}$, $i_{np} = 0,5 \cdot 10^{-5} \text{ нА/Гц}^{1/2}$. Тоді на частоті 1600 Гц за $C_1 = 100 \text{ пФ}$, $R_{inp} = 10\text{М}$, $T = 293\text{К}$ з формули (3.18) отримаємо напругу шуму $u_{nt} = 12,5 \text{ мкВ}$ в смузі частот 20 кГц. Даний рівень шуму забезпечує відношення сигнал / шум $q = 33 \text{ дБ}$ відносно до розрахованому вище значення порогової амплітуди $E_{th} = 420 \text{ мкВ}$ сигналу в каналі електричної антени за діючої висоти антени $h_{eff} = 1\text{м}$.

Принципова схема антенного підсилювача для каналу прийому електричної компоненти, що забезпечує частотну характеристику по полю ідентичну магнітному каналові, приведена на рис. 3.5.

$$U = Ij\omega L_m N_{изл} N_{пр}, \quad (3.26)$$

$$L_m = \frac{2\mu_0}{k} (r_{изл} r_{пр})^{\frac{1}{2}} \left[\frac{2-k^2}{2} K(k) - E(k) \right] = \frac{\pi\mu_0}{16} (r_{изл} r_{пр})^{\frac{1}{2}} k^3 \left[1 + \frac{3}{4}k^2 + \frac{75}{128}k^4 + \dots \right], \quad (3.27)$$

де L_m – взаємна індуктивність двох кругових витків, $K(k)$ и $E(k)$ – повні еліптичні інтеграли першого і другого роду відповідно, $k = \sqrt{\frac{4r_{изл} r_{пр}}{(r_{изл} + r_{пр})^2 + x^2}}$, $N_{изл}$ і $N_{пр}$, $r_{изл}$ и $r_{пр}$ – кількість витків і радіус випромінюючої та приймальної рамки відповідно.

Прирівнюючи праві частини (3.25) і (3.26), можна отримати ефективну величину поля,

$$B = \frac{IL_m N_{изл}}{A_{пр}}. \quad (3.28)$$

Наближене співвідношення у формулі (3.27) з урахуванням перших трьох членів розкладання в ряд для збереження точності, кращої за 1% може використовуватися за значень параметра $k \leq 0,52$.

Схема абсолютного калібрування магнітної кругової рамки представлена рис. 3.6.

У якості випромінювача тут використовувалася колова рамка діаметром 55 см, що містить 9 витків мідного дроту діаметром 1,2 мм. Напруга з каліброваного опору $R_{cal} = 8,8$ Ом пропорційна току в випромінюючій рамці: $I_{cal} = U_{cal}/R_{cal}$. Отже, з урахуванням (3.28) можна записати наступне рівняння для коефіцієнта передачі каналу магнітного компоненти по полю:

$$G_B(f) = \frac{U_s}{B_{cal}} = \frac{U_s R_{cal} A_{пр}}{U_{cal} L_m N_{изл}} = G_U(f) K_{cal} \quad , \quad (3.29)$$

$$K_{cal} = \frac{R_{cal} A_{пр}}{L_m N_{изл}}$$

де K_{cal} – сталий коефіцієнт, який визначається параметрами системи калібрування та приймальної антени, $G_U(f) = U_s/U_{cal}$ – вимірювана передавальна функція, що визначається відношенням напруг сигналів із виходу приймача U_s і з калібрівочного опору U_{cal} на входах АЦП.

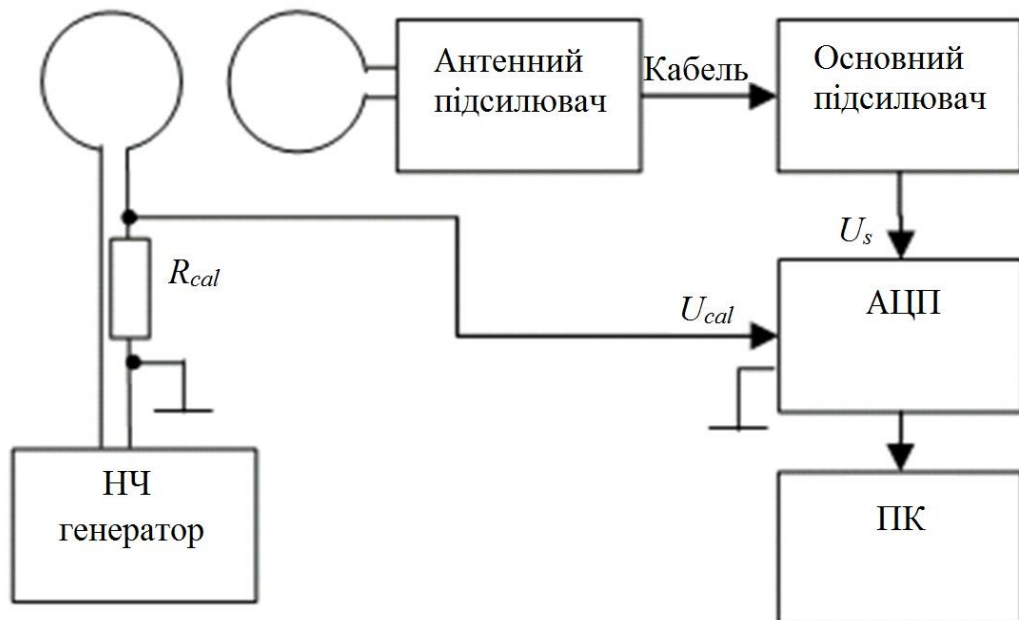
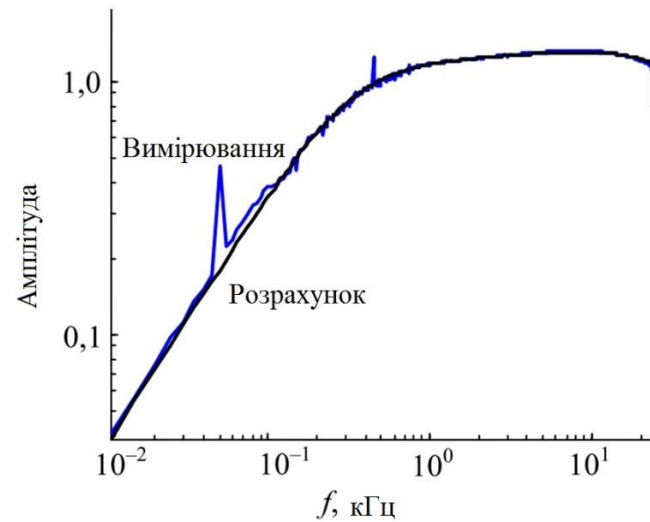


Рисунок 3.6 Схема абсолютного калібрування каналу магнітного компоненти

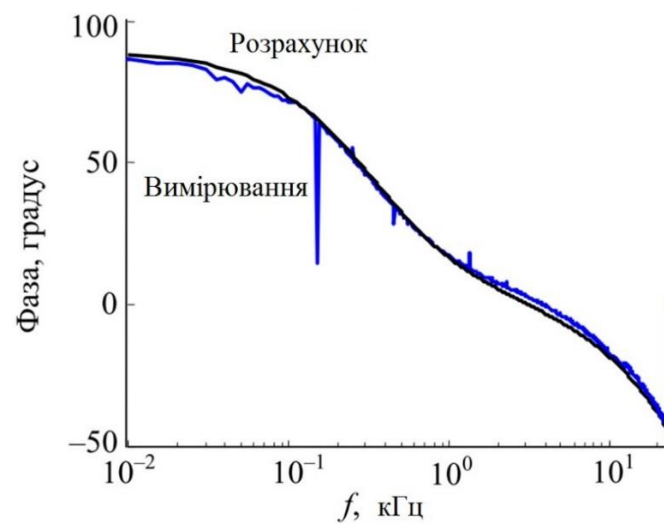
Результати вимірювання амплітуди та фази передавальної характеристики каналу магнітного датчика наведено на рис.3.7, а і рис. 3.7, б відповідно. Чорна лінія на графіках відповідає розрахунку, блакитна лінія – вимірюванням.

У робочому діапазоні частот розбіжність із розрахунком по амплітуді склало не більше 3%, розбіжність по фазі – не більше 3 градусів. Викиди на вимірних кривих викликані завадами від силової мережі.

Під час виконання калібрування відстань між антенами було дорівнювала $x = 1,88$ м. Отже, за обраних значень параметрів калібрувальної системи та приймальної рамки коефіцієнт для перерахунку амплітуди передавальної характеристики, представленої на рис. 3.7, а, відповідно до формули (3.29) складає $K_{cal} = 0,143$ В/нТл.



а)



б)

Рисунок 3.7 – Розрахункова та виміряна амплитудно- (а) і фазо- частотні (б) характеристики каналу магнітної компоненти

Важливою характеристикою магнітного датчика є діаграма спрямованості, яка дозволяє визначати напрямок на джерело випромінювання. Результат вимірювання діаграм спрямованості двох магнітних датчиків, наведено на рис. 3.8, показує добрий збіг з теоретичною діаграмою спрямованості елементарного диполя.

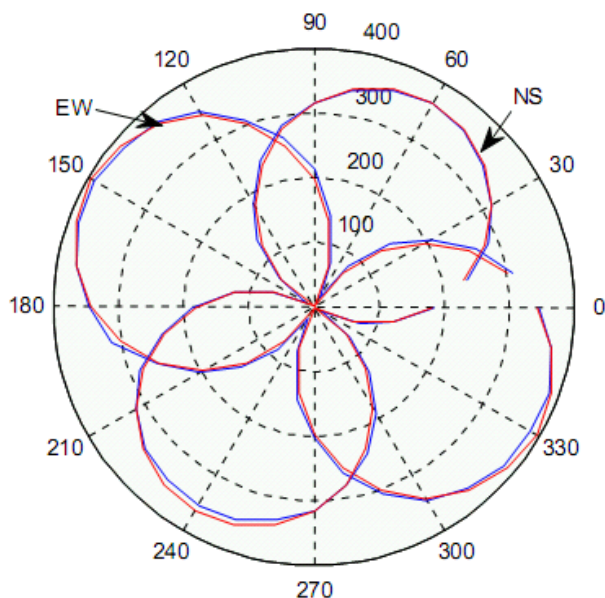


Рисунок 3.8 – Діаграми спрямованості двох перпендикулярних магнітних рамок, виміряні на частоті 10 кГц

3.5 Апаратура та програмне забезпечення для вимірювань і збору даних

Приймально-реєструючий комплекс для реєстрації імпульсних сигналів природного та штучного походження містить датчики трьох компонент електромагнітного поля, аналогову частину, аналого-цифровий перетворювач, персональний комп'ютер і програмне забезпечення для попередньої обробки та запису сигналів. У якості датчиків використовуються дві повітряні рамкові магнітні антени для прийому двох горизонтальних взаємно-ортогональних компонент магнітного поля й електрична антена для прийому вертикальної компоненти електричного поля. Аналогова частина містить антенні підсилювачі для кожної з антен, а також блок основних підсилювачів, призначених для узгодження сигналів із виходів антенних підсилювачів з входами аналого-цифрового перетворювача. Конструктивні й електричні параметри приймального пристрою обґрунтовано для реєстрації атмосферних перешкод та описано в попередніх частинах цієї роботи.

У якості аналого-цифрового перетворювача використовується зовнішня чотирьохканальна звукова карта *MAYA44 USB*, що працює з частотою

дискретизації 48 кГц, яка має вбудований цифровий фільтр нижніх частот, призначений для усунення ефекту накладання частот під час оцифрування сигналів. Живлення та передача даних звукової карти здійснюється через *USB* порт комп'ютера. Живлення всієї аналогової частини приймача відбувалася двохполярною напругою $\pm 12\text{В}$ за допомоги перетворювача *DC-DC P10CU-0512ZLF*, під'єданого до порту *USB* комп'ютера.

Програмне забезпечення для збору даних побудовано на основі пакета *MATLAB* з використанням драйвера *ASIO* і бібліотеки *Playrec* [107], що забезпечують роботу багатоканальних звукових карт у середовищі операційної системи *Windows*.

Алгоритм роботи програми є наступним. Часові реалізації трьох компонент надходять з АЦП до буфера #1 в безперервному режимі. Одночасно раніше заповнений буфер #2 аналізується для виявлення атмосферика за перевищенням заданого порогового значення електричної компоненти. Буфер #3, записаний перед буфером #2, використовується для збереження початкової частини та передісторії атмосферика в разі, якщо його початок і кінець в повному обсязі поміщуються до буфера #2. Якщо ж був виявлений атмосферик, до файлу даних, який накопичується протягом однієї години, додаються три компоненти поля, кожна з яких має загальну довжину 40 мс, включаючи передісторію 2,56 мс. Назва файлу містить інформацію про координати пункту спостереження, частоту дискретизації, кількості каналів, тривалість записаних атмосфериків та ідентифікатор формату запису даних. Кожен атмосферик у файлі супроводжується пакетом інформації, що містить абсолютний час початку, довжину запису й абсолютні калібрувальні коефіцієнти. У режимі виявлення імпульсних сигналів передбачено компенсацію потужних квазігармонічних сигналів, що створюються силовою мережею, на основі методики, запропонованої в роботі [108].

Крім запису імпульсних сигналів передбачено можливість цілодобового запису до файлів даних і відображення параметрів вузькосмугових і

квазімонохроматичних полів, наприклад, випромінювання силової мережі на основній і вищих гармоніках 50 Гц і сигналів ДНЧ радіостанцій. Реєстрація трьох компонент поля дозволяє крім спектрального складу й абсолютних рівнів досліджувати також поляризаційні характеристики, які містять інформацію про локальну структуру поля та його джерела.

Записи проводилися на території інституту (ІРЕ ім. О. Я. Усикова, м. Харків) в умовах досить потужних завад від силових мереж, як міських, так і прокладених всередині будівлі, електричних машин та тролейбусної лінії що проходить поруч. Тому оцінити розрахунковий поріг чутливості приймальної апаратури не виявилось можливим.

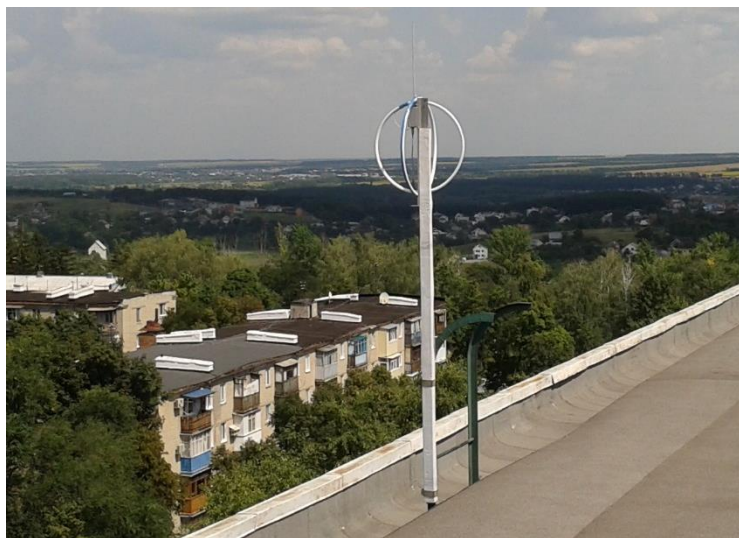


Рисунок 3.9 – Розміщення прийомних антен вимірювального ННЧ–ДНЧ комплексу на даху ІРЕ ім. О.Я. Усикова НАНУ

Антен було встановлено на даху будівлі Інституту (м. Харків, 50.046300° п.ш., 36.290668° с. д.) та орієнтовано в географічних напрямках «північ–південь» і «захід–схід» (рис.3.9).

Вимірювальний комплекс працював у цілодобовому режимі. Протягом 2013 – 2015 рр. було проведено серії реєстрацій атмосфериків. У результаті накопичено записи атмосфериків, що охоплюють практично всі сезони. У табл. 3.2 наведено періоди часу(рік/місяц/доба), протягом яких проводилися безперервні цілодобові записи атмосфериків (разом – близько 215 діб).

Дві доби, з метою пошуку місця з більш низьким рівнем індустріальних шумів, вимірювання проводилися в сільській місцевості Харківської області поблизу сел. Руські Тишки (25 – 26 серпня 2014 р.) і в м. Богодухів (16 – 17 травня 2015 р.).

Таблиця 3.2 – Періоди вимірювань атмосфериків у м. Харків

Рік	Місяц											
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
2013	–	–	–	–	–	6–7 14– 15 18– 19 26– 27	–	–	–	–	–	–
2014	–	–	–	–	–	–	–	8–9 11– 13 14– 26	2– 16	22– 31	1– 30	1–28 30– 31
2015	1– 30	2– 28	1– 30	15– 30	1– 17	–	–	–	–	–	–	–

Приклад експериментального запису вертикальної електричної та двох горизонтальних ортогональних магнітних компонент поля атмосфера наведено на рис. 3.10, а. Годограф горизонтального вектора магнітного поля на рис. 3.10, б демонструє кругову поляризацію твіка.

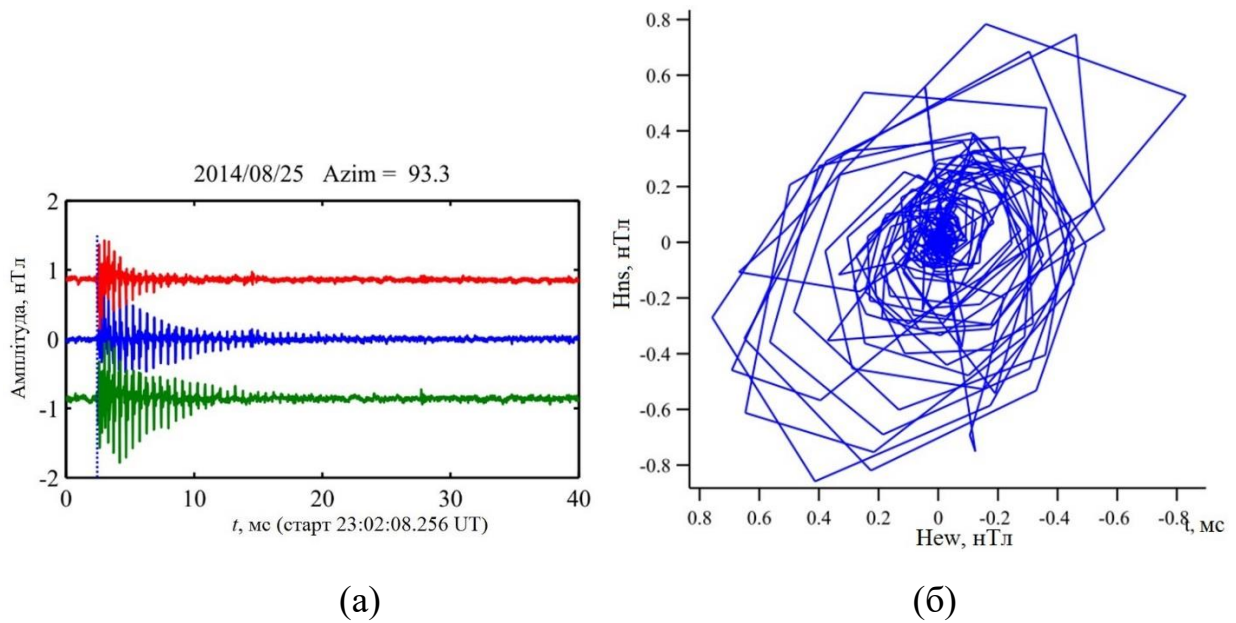


Рисунок 3.10 – Експериментальний запис трьох компонент поля атмосфера (а) і годограф горизонтального вектора магнітного поля (б), що демонструє кругову поляризацію

Висновки до розділу 3

У розділі описано програмно-апаратний комплекс для вимірювання та реєстрації низькочастотних електромагнітних полів. Запропоновано оптимізований метод конструювання індукційних датчиків магнітного поля, що дозволяє узгодити їх за рівнем шуму з вхідними ланцюгами антенного підсилювача та забезпечити сталий коефіцієнт передачі за полем у робочій смузі частот. Даний метод дозволяє спростити розрахунок параметрів датчика та знизити вимоги до шумових характеристик вхідних ланцюгів антенного підсилювача із збереженням необхідної чутливості магнітometру. Вимірювання частотних характеристик приймальної частини комплексу та діаграм спрямованості магнітних каналів показали добре співпадання із розрахунками.

Програмна частина комплексу, реалізована на персональному комп'ютері, в режимі реального часу дозволяє оцінювати абсолютний рівень, спектральний склад, а також поляризаційні характеристики зареєстрованих

імпульсних, вузькосмугових та квазімонохроматичних полів, а також накопичувати отримані дані в цілодобовому режимі.

РОЗДІЛ 4

МЕТОД АВТОМАТИЧНОГО МОНІТОРИНГУ НИЖНЬОЇ ІОНОСФЕРИ ТА
ЛОКАЦІЇ БЛИСКАВКАВОК ЗА ДОПОМОГИ ТВІК-АТМОСФЕРИКІВ

Твіки можна легко ідентифікувати візуально за хвильовою формою, за спектрограмою або під час прослуховуванні сигналу через гучномовець. У той час, як типові спектри атмосфериків у денний час мають широкий мінімум в діапазоні частот приблизно від 1 до 4 кГц, спектральні компоненти поблизу частоти відсічення хвилеводу Земля – іоносфера з'являються саме в твіках. Сильна частотна дисперсія, яка спостерігається в сигналі твіка, пов'язана з різким зменшенням групової швидкості поширення радіохвиль в хвилеводі Земля – іоносфера, коли частота сигналу наближається до частоти відсічення хвилеводу. Через сильну частотну дисперсію поблизу частот відсічення в спектрограмах твіків спостерігаються специфічні *L*-образні структури з короткою «вертикальною» частиною і «майже горизонтальною» частиною тривалістю 10 – 100 мс.

Залежно від відстані до джерела та втрат, головним чином в іоносфері, «горизонтальна» частина твіка містить від 1 до 8 – 10 гармонік, які відповідають хвилеводним модам основного та більш високих порядків [78].

Для оцінки параметрів нижньої іоносфери вздовж шляху поширення твіка необхідно знати координати джерела, які можуть бути отримані з незалежних мереж локації блискавки [87, 109]. Однак такі дані надаються, як правило, на комерційній основі. Таким чином, серед різних підходів до аналізу твіків однопозиційні методи, які мають меншу точність, але дають єдину можливість для визначення координат блискавки в багатьох випадках, використовуються, коли інформація про розташування блискавки невідома.

Традиційно така задача розв'язується шляхом вимірювання часової затримки між хвилями різних частот, які стосуються одного і того ж твіка. Ця

затримка виникає через частотну дисперсію в хвилеводі [44, 55]. Використовуючи затримку, виміряну на декількох частотах, можна оцінити як відстань до джерела, так і висоту хвилеводу. «Харківський» метод [79, 80] використовує фазовий спектр поздовжньої складової магнітного поля твіка. Ця складова поля в діапазоні між частотами відсічення нормальних хвиль 1-го і 2-го порядку формується однією нормальною хвилею першого порядку, яка використовується для спільного визначення висоти хвилеводу та відстані до джерела. Обидва підходи поєднуються з методикою пеленгування, що базується на використанні вектора Умова-Пойнтінга [99]. Ця методика вимагає вимірювання двох горизонтальних магнітних і вертикальних електричних компонент на поверхні Землі для отримання географічних координат розрядів блискавок.

Вперше комп'ютеризована система аналізу твіків для автоматичного моніторингу нижньої іоносфери була розроблена в ІЗМІРАНі(Росія) [60, 76, 110]. Розпізнавання твіків виконувалося шляхом виявлення лівої поляризації прийнятого магнітного поля в діапазоні частот 1,6-1,9 кГц поблизу частоти відсічення хвилеводної моди першого порядку. Потім вимірювалася пікова частота в спектрі твіка, і на основі теорії, розробленої Рябовим [60, 110], визначалися такі параметри нижньої іоносфери, як частота зіткнень електронів з нейтральними частинками і ефективна висота хвилеводу.

Автоматичну процедуру, заснована на частотно-часовій структурі твіка, було розроблено в роботі [44]. В ній спочатку визначається момент перевищення інтенсивністю атмосфери 80%-го рівня від максимальної амплітуди 2-хвилинної реалізації безперервного сигналу. Потім відшукується частота максимальної потужності спектра для кожного значення дискретного часу в динамічному діапазоні. Щоб видалити фонові шуми й інші твіки, накладені на цільові твік, процедура вибирає гармоніку автоматично, перевіряючи різницю частот між двома послідовними відліками часу. Під отриману гармоніку твіка методом найменших квадратів підганяється

теоретична залежність миттєвої частоти, щоб отримати висоту іоносфери, відстань до джерела і момент прибуття твіка до пункту спостереження. На кінцевому етапі виключино випадки, коли помилка підгонки стає дуже великою, і розрахунковий діапазон джерел стає «нереалістичним» ($\rho < 1000$ км або $\rho > 10000$ км). Приймаються результати підгонки, коли середня різниця між відліками даних і підігнаною теоретичною кривою буде менше 50 Гц, що можна порівняти з частотною здатністю швидкого перетворення Фур'є (40 Гц).

Очевидно, що на основі даних методів можна аналізувати тільки найпотужнішу в сигналі (зазвичай, фундаментальну) гармоніку твіка. У даному розділі пропонується метод для автоматичного розпізнавання й аналізу твіків, що містять кілька гармонік. Він дозволяє отримати більш детальну інформацію про нижню іоносферу та працювати в режимі реального часу. Діагностичні можливості запропонованого автоматичного методу ідентифікації й аналізу твіків демонструється на великому ансамблі експериментальних записів, накопичених за допомогою програмно-апаратного комплексу.

Основні результати даного розділу опубліковані в роботах [111 – 113].

4.1 Алгоритм для ідентифікації та аналізу твіків

Визначення залежності миттєвої частоти в гармоніці твіка від часу дозволяє оцінити відстань до розряду блискавки та відповідну частоту відсічення хвильоводної моди. Зазвичай дана процедура виконується на основі двовимірної оптимізації за методом найменших квадратів підгонкою теоретичної залежності миттєвої частоти сигналу для n -ї моди (див., напр, [44]), яка в моделі плоского хвильоводу з ідеально провідними границями визначається співвідношенням:

$$f_n(\tau) = \frac{f_{cn}}{\sqrt{1 - \left(\frac{\rho}{\rho + c\tau}\right)^2}}, \quad (4.1)$$

де n – номер моди, f_{cn} – частота зрізу, ρ – дальність до блискавки, τ – час відносно моменту початку твіка.

Цей метод був модифікований у розділі 2, де, за рахунок інвертування рівняння (4.1) відносно f_{cn} , дисперсія миттєвих частот компенсується підбором тільки одного параметра – відстані, а оцінки частот відсічення для всіх виявлених гармонік отримується одночасно з визначенням дальності. У наступному підрозділі розглянемо опис автоматичного алгоритму для виділення гармонік твіка, що ґрунтується на цьому методі.

4.1.1 Визначення піків в спектрограмі

Щоб отримати гармоніки твіка, розраховані з гаусовим вікном тривалістю близько 5 мс і з кроком часу 0,6 мс, з динамічного спектру спочатку ми шукаємо спектральні піки, які задовольняють наступним умовам. По-перше, пік повинен бути досить гладким, а саме: максимальна амплітуда піку має перевищувати двох сусідніх точок в спектрі, кожна сусідня точка має перебувати вище її сусідів. По-друге, пік повинен перевищувати рівень шуму на відповідній частоті. Щоб визначити рівень шуму, ми обчислюємо амплітудний спектр за передісторією зареєстрованого сигналу та застосовуємо згладжування за 7 точками.

На рис. 4.1 показано форму (а) та спектрограму (б) поперечної магнітної складової твіка, який був зареєстрований 18 серпня 2014 р. в 21: 03: 27,734 UT.

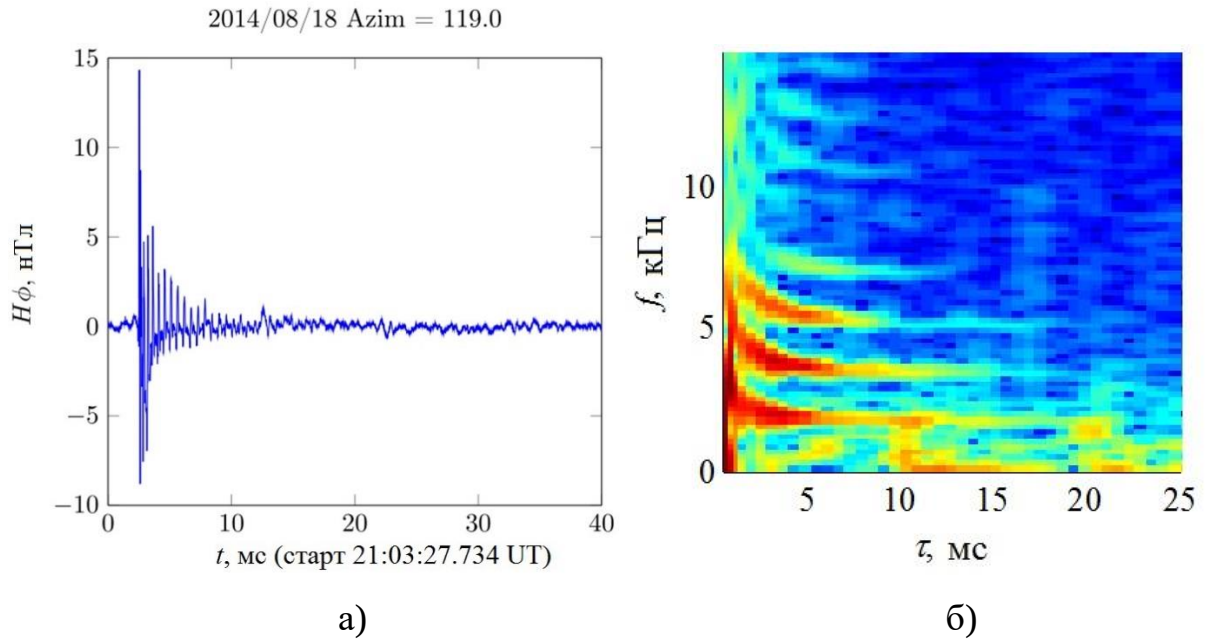


Рисунок 4.1 – Хвильова форма (а) і спектрограма (б) твіка, зареєстрованого 18 серпня 2014 р. в 21: 03: 27,734 UT

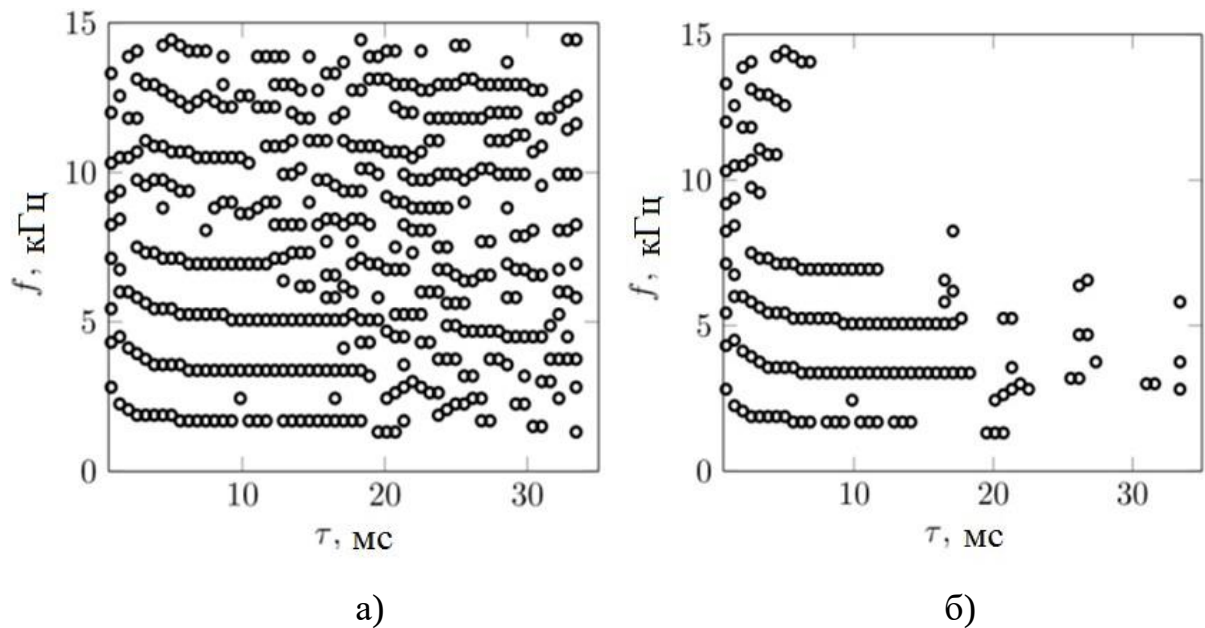


Рисунок 4.2 – Спектральні піки, визначені за спектрограмою (рис. 4.1) без урахування (а) і з урахуванням граничних значень шуму за відношення сигнал / шум $q = 0$ дБ (б)

Розподіл відшуканих спектральних піків на спектрограмі без урахування, рис. 4.2, а, і з урахуванням порогового рівня шуму рис. 4.2, б.

Можна побачити, що точки є згрупованими в гармоніки сигналу твіка, частота яких зменшується з часом.

Видно, що кількість точок, що відповідають спектральним максимумам шумової складової в сигналі та що не були відфільтровані шляхом застосування обох критеріїв відбору, істотно зменшилася.

4.1.2 Частотна інтерполяція

Очевидно, що через кінцеву ширину вікної функції точність визначення миттєвої частоти гармоніки буде обмежена роздільною здатністю по частоті в спектрі $\Delta f = 1/T$, де T – тривалість елементарного інтервалу реалізації, за яким розраховується поточний спектр. Для поліпшення оцінок пікових частот ми обчислюємо поправки, побудовані на параболічній інтерполяції за трьома точками, включаючи максимум і дві навколишні точки в амплитудном спектрі:

$$f = f_k + \delta f; \delta f = \Delta f \left[\frac{S_{k+1} - S_{k-1}}{2(S_k - S_{k-1} - S_{k+1})} \right], \quad (4.2)$$

де f_k і S_k – частота й амплітуда максимуму піка в дискретному спектрі,

Δf – частотна роздільна здатність дискретного спектра.

У результаті ми отримуємо згладжену залежність миттєвої частоти гармоніки твіка. На рис. 4.3, а, б наведено вихідні (кружечки) і інтерпольовані (жирні точки) положення пікових частот у першій і другій гармоніках, взятих з рис. 4.2, б.

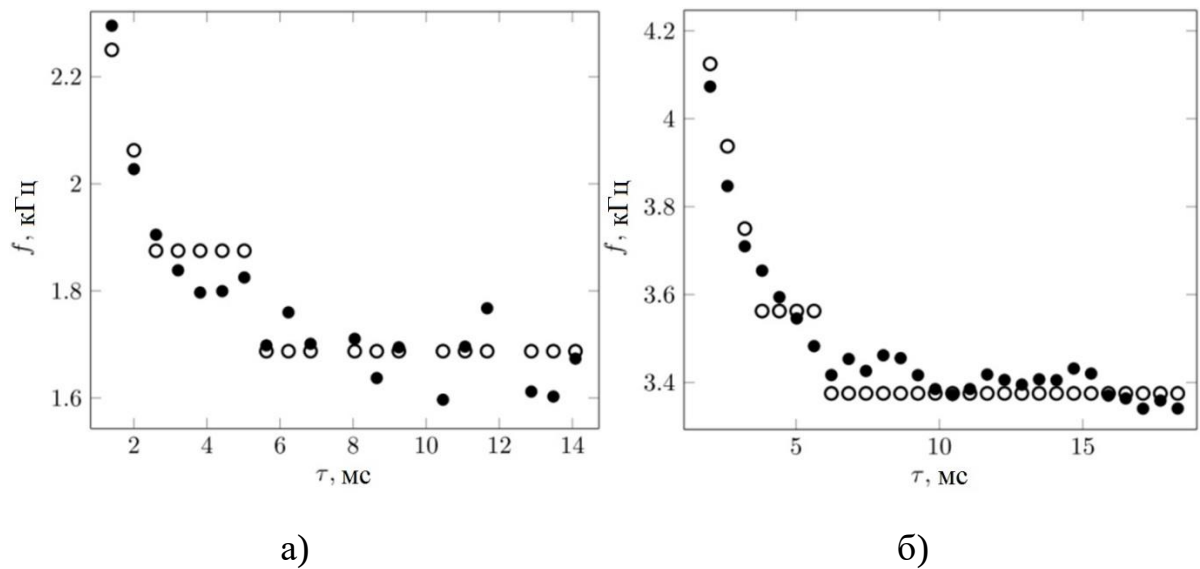


Рисунок 4.3 – Результат інтерполяції частоти в перших двох гармоніках твіка

4.1.3. Початкова оцінка дальності до блискавки

Кінцевою метою аналізу є оцінка дальності до джерела й ефективних висот хвильоводу для кожної гармоніки твіка, що спостерігається дозволяють отримати оцінки параметра профілю провідності нижньої іоносфери. У цьому дослідженні використовуємо метод, запропонований в розділі 2 і побудований на трансформації миттєвих частот, що спрощує автоматизацію процедури виділення гармонік.

Маючи набір миттєвих значень частоти на частотно-часовій площині $f(\tau)$, які знайдено з спектрограми (рис.4.2, а або рис.4.2, б), ми перераховуємо їх положення, розв'язуючи рівняння (4.1) щодо $f_c(\tau)$:

$$f_c(\tau) = f(\tau) \sqrt{1 - \left(\frac{\rho}{\rho + c\tau} \right)^2}. \quad (4.3)$$

Очевидно, що коли відстань ρ в (4.3) є близькою до істинного значення, перераховані частоти $f_c(\tau)$, що відповідають гармонікам твіка, будуть згруповані в околі частот відсічення хвильоводу. Таким чином, підбираючи

відстань ρ в (4.3), ми вибудовуємо перетворені гармоніки уздовж ліній, паралельних осі часу, і, таким чином, отримуємо початкову оцінку відстані.

Щоб автоматизувати цю процедуру, використовуємо наступний алгоритм. Маючи набір координат спектральних піків на частотно-часовій площині (рис.4.3, а, б), обчислюємо гістограму розподілу значень $f_c(\tau)$ за частотою для заданого діапазону відстаней (від $\rho = 50$ до $\rho = 7000$ км із кроком $\Delta\rho = 50$ км). Коли досягається істинне значення дальності, піки на гістограмі в околі частот відсічення максимально звужуються, як показано на рис. 4.4.

Тут представлено гістограми для дальності $\rho = 0$ (а) і $\rho = 750$ км (б), – тобто відстань, за якою приймає максимальне значення наступний функціонал, що є сумою квадратів висот стовпчиків гістограми:

$$F = \sum_{i=1}^M n_i^2, \quad (4.4)$$

де M – кількість елементів в гістограмі, n_i – кількість елементів в i -му елементі гістограми (висота стовпчика).

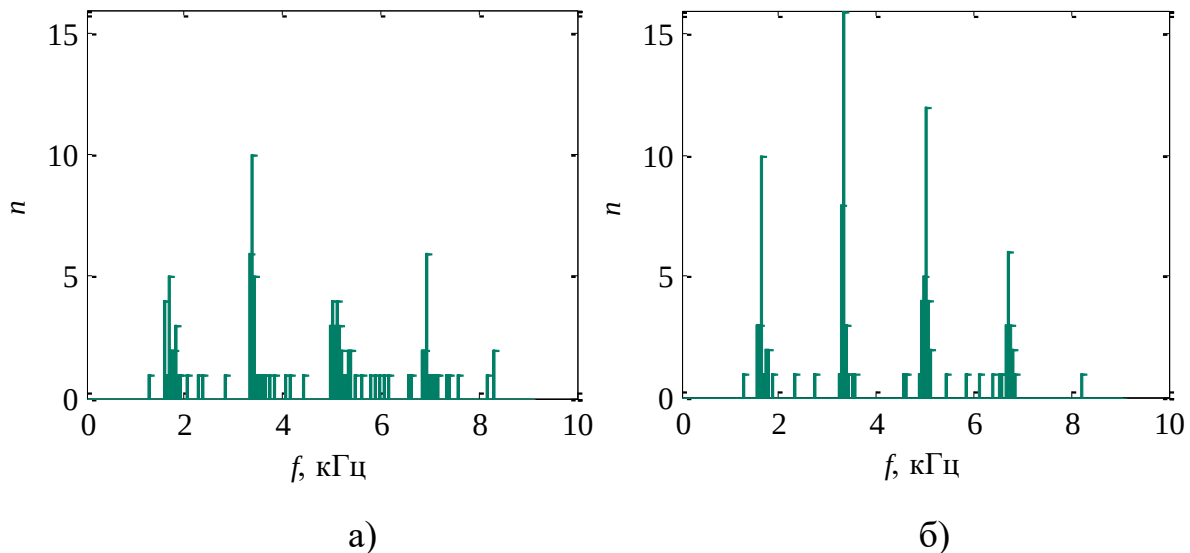


Рисунок 4.4 – Гістограми розподілу спектральних піків у спектрограмі твіка за частотою до (а) і після (б) максимізації функціоналу (4.4), відповідно для дальності $\rho = 0$ і $\rho = 750$ км

Таким чином, максимізація цільової функції (4.4) шляхом вибору дальності до джерела ρ призводить до максимальної концентрації перетворених піків у спектрограмі твіка в околі частот відсічення. Результат такої трансформації положень спектральних піків, продемонстрованих на рис.4.2, б, коли цільова функція (4.4) досягла максимуму для відстані 750 км, приведено на рис. 4.5.

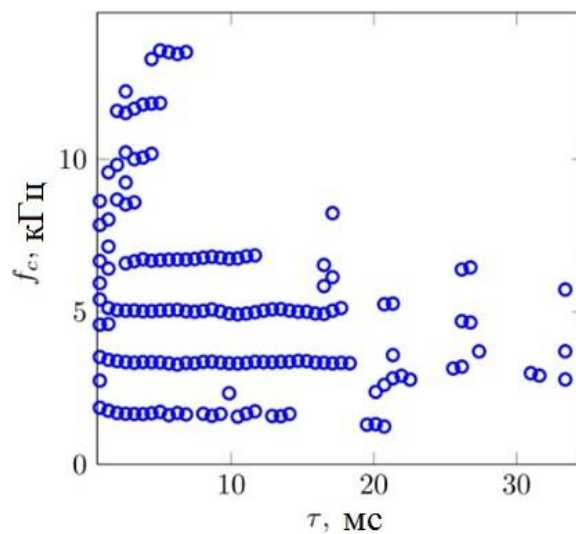


Рисунок 4.5 – Спектральні піки в спектрограмі твіка після компенсації частотної дисперсії хвилеводу

4.1.4 Виділення гармонік твіка

Наступний крок – вибір окремих гармонік твіка з перетвореного набору точок.

Ми формуємо гребінчасту функцію з шириною зубця 100 Гц. Положення прямокутних зубців на частотній осі є кратними частоті відсічення першого порядку, яка змінюється в очікуваному діапазоні частот від 1,4 до 2,7 кГц. Обчислюючи згортку між гребенчатою функцією та гістограммою частотного розподілу виділених спектральних піків, знаходимо частоту фундаментальної гармоніки, для якої досягається максимальне значення згортки. Очевидно, що

максимум згортки реалізується, коли максимальна кількість стовпчиків гістограми та опиняються в межах ненульових значень гребінчастої функції. Ця частота й її гармоніки є початковими оцінками частот відсічення хвильоводних мод основного та вищого порядків. Така процедура дозволяє оцінювати частоти зрізу, навіть якщо перша гармоніка в спектрі виявляється загубленою через високий рівень шуму.

Щоб ідентифікувати та вибрати окрему гармоніку, вибираємо піки в спектрограмі, які потрапляють до коридору шириною 200 Гц навколо первинної оцінки частоти відсічення. Далі виключаємо точки після проміжку більше 2 мс від виділених спектральних піків на початку динамічного діапазону. Ідентифікуємо набір обраних точок як гармоніку, якщо до коридору потрапляє більше 7 точок, що відповідає довжині гармоніки, більшій за 5 мс.

На кінцевому етапі застосовуємо перебір значень відстані, мінімізуючи суму стандартних відхилень у обраних гармоніках. Для уточненого значення відстані, яке дорівнювало початковій оцінці 750 км, перераховуємо миттєві частоти для обраних гармонік відповідно до рівняння (4.3) і визначаємо медіанні значення частот відсічення та стандартних відхилень.

На рис. 4.6 кружечки позначають собою ідентифіковані гармоніки, а горизонтальні прямі лінії – медіанні значення перетворених гармонік, які відповідають знайденим частотам зрізу для хвильоводних мод першого порядку та трьох мод вищих порядків. Відповідні ефективні висоти хвильоводу $h = nc/2f_c$ (трикутники) з планками похибок показано на рис. 4.6, б.

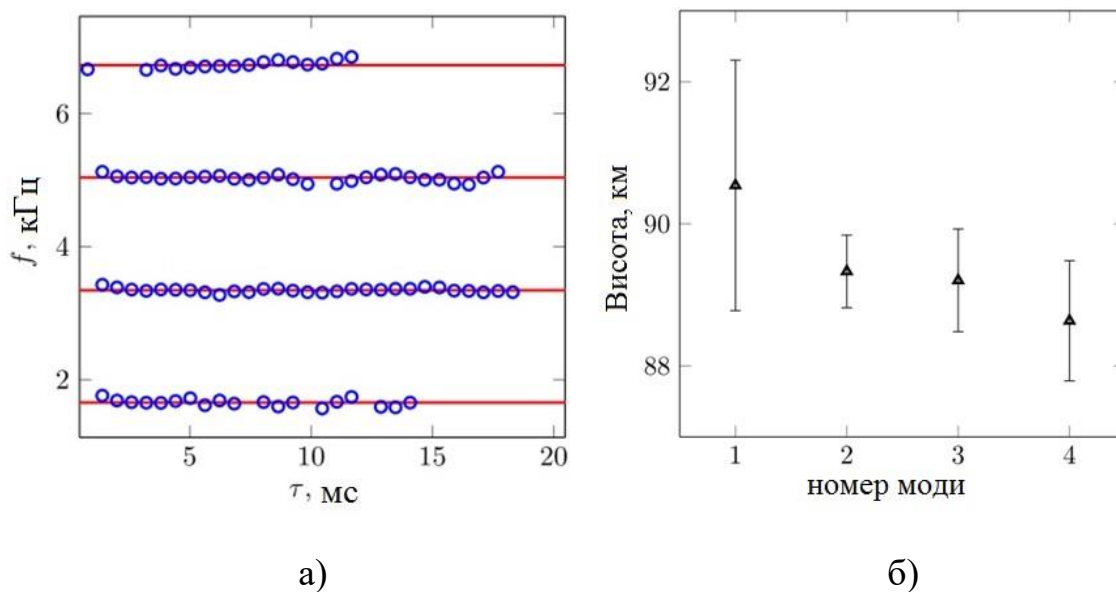


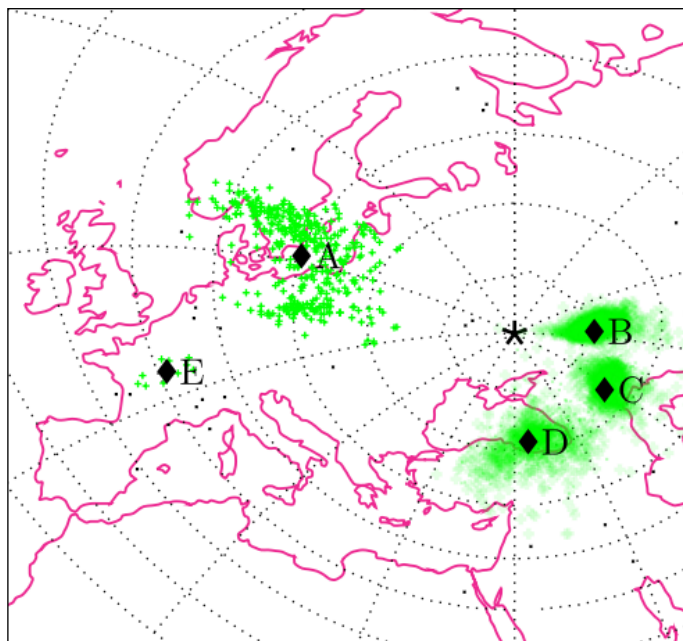
Рисунок 4.6 – Виділені гармоніки твіка (а) та відповідні ефективні висоти хвильоводу для перших чотирьох мод (б), отримані із застосуванням розробленої автоматичної процедури аналізу

4.2 Локація грозових осередків і варіації висоти іоносфери

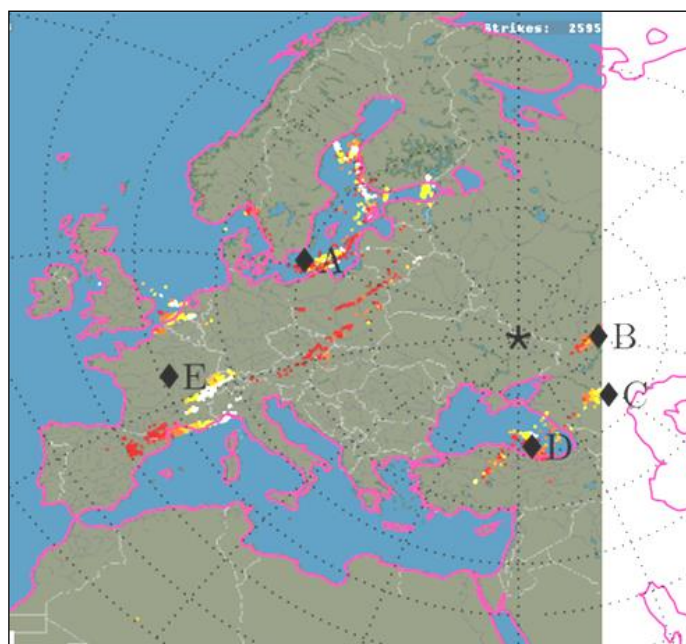
Пропонований автоматичний метод демонструється на реальних даних, отриманих в ніч з 18 на 19 серпня 2014 р., коли спостерігалася висока грозова активність над Європою. Оберемо проміжок часу від заходу до сходу сонця в точці спостереження, коли зазвичай спостерігаються твіки.

Положення ударів блискавок, визначених за допомогою твіків, нанесено на карту на рис. 4.7, а точками. Пункт спостереження в Харкові позначено зірочкою, сітки що побудовано по азимуту, з кроком 30° і по відстані – з кроком 500 км відносно точки спостереження, позначено пунктирними лініями.

Алгоритм кластеризації *DBSCAN* [114] застосовувався для виділення грозових осередків за даними локації блискавок за допомогою твіків. Результат кластеризації показано на рис. 4.7, а, де літерами *A – E* позначено виділені осередки.



a)



б)

Рисунок 4.7 – Положення блискавок, визначено за допомогою твіків (а), і за даними локації мережею Blitzortung.org (б) в нічний час з 18 по 19 серпня 2014 р. Жирні ромби відповідають «центрам тяжіння» грозових осередків.

Загальна кількість твіків, зареєстрованих з цих осередків, становить для *A* – 379, для *B* – 2035, для *C* – 1053, для *D* – 1105 і для *E* – 10. На карті також ромбами позначено «центри тяжіння» даних осередків.

Для грубої оцінки точності локації блискавок за допомоги твіків ми порівнюємо наші результати з картою розподілу блискавок за відповідний період часу за даними, доступними на веб-сайті мережі локації блискавок *Blitzortung.org* [115]. Географічна карта в проекції Міллера (як і на рис. 4.7,а) з визначеними мережею *Blitzortung* положеннями блискавок, що позначено точками, пофарбованими за часом появи, показані на рис.4.7, б.

Загальна кількість зареєстрованих блискавок за даними *Blitzortung*, представлених на карті, дорівнює 2223. Жирні ромби позначають положення «центрів тяжіння», визначених за допомогою твіків так само, як на рис. 4.7, а. Ми спостерігаємо активні структуровані активні області, що простягнулися від Піренейського півострова до Балтійського моря. Більшість з них є витягнутими з південного заходу на північний схід на мапі *Blitzortung*, що, ймовірно, пов'язано з погодними фронтами над Європою. Менш інтенсивні грози можна побачити на території від Анатолійського півострова до регіону, розташованого на північний схід від Азовського моря.

Видно, що активні області, визначені за допомоги твіків (*A* і *E*), частково перекриваються положеннями розрядів за даними *Blitzortung* над Західною Європою. Найвіддаленіші активні райони на Піренейському півострові за допомоги твіків майже не виявляються. Ймовірно, це пов'язано з відносно високим рівнем шуму для компонент магнітного поля в місці спостереження, що обмежує дальність виявлення блискавок.

Значно кращу відповідність спостерігаємо для трьох активних регіонів *B*, *C* і *D*, розташованих на сході, південному сході і півдні від пункту спостереження. Ці три кластери перебувають набагато ближче до точки спостереження, і, таким чином, виявляється в них велика інтенсивність

розрядів порівняно з результатами мережі *Blitzortung*, станції якої розміщені в основному в Західній Європі.

Використовуючи ці три кластери і порівнюючи рис. 4.7, а з рис. 4.7, б, можна приблизно отримати, що зміщення оцінки відстані становить менше ніж 100 км. З рис. 4.7, а за дисперсією положень блискавок уздовж радіального напрямку постає, що груба оцінка випадкової помилки складає близько 200 км для відстаней до джерел приблизно від $\rho = 400$ до $\rho = 1400$ км.

Варіації висоти іоносфери, отримані для кластерів *A – D* на рис. 4.7, а показано на рис. 4.8, *A – D* відповідно. Діаграми розсіювання та часові медіанні значення висоти з планками похибок наведено на кожному графіку.

Літерні позначення графіків відповідають маркуванню грозових осередків на рис. 4.7, а.

З цих графіків видно поетапне збільшення висоти (приблизно на 1 – 2 км) поблизу локальної півночі (21 *UT*), а варіації трохи змінюються для найближчих кластерів *B – D*.

Варіація висоти для кластера *A* демонструє абсолютно іншу поведінку: він має широкий максимум навколо локальної півночі. Виявлена різниця в варіаціях висоти пов'язана, ймовірно, з локальними неоднорідностями іоносфери.

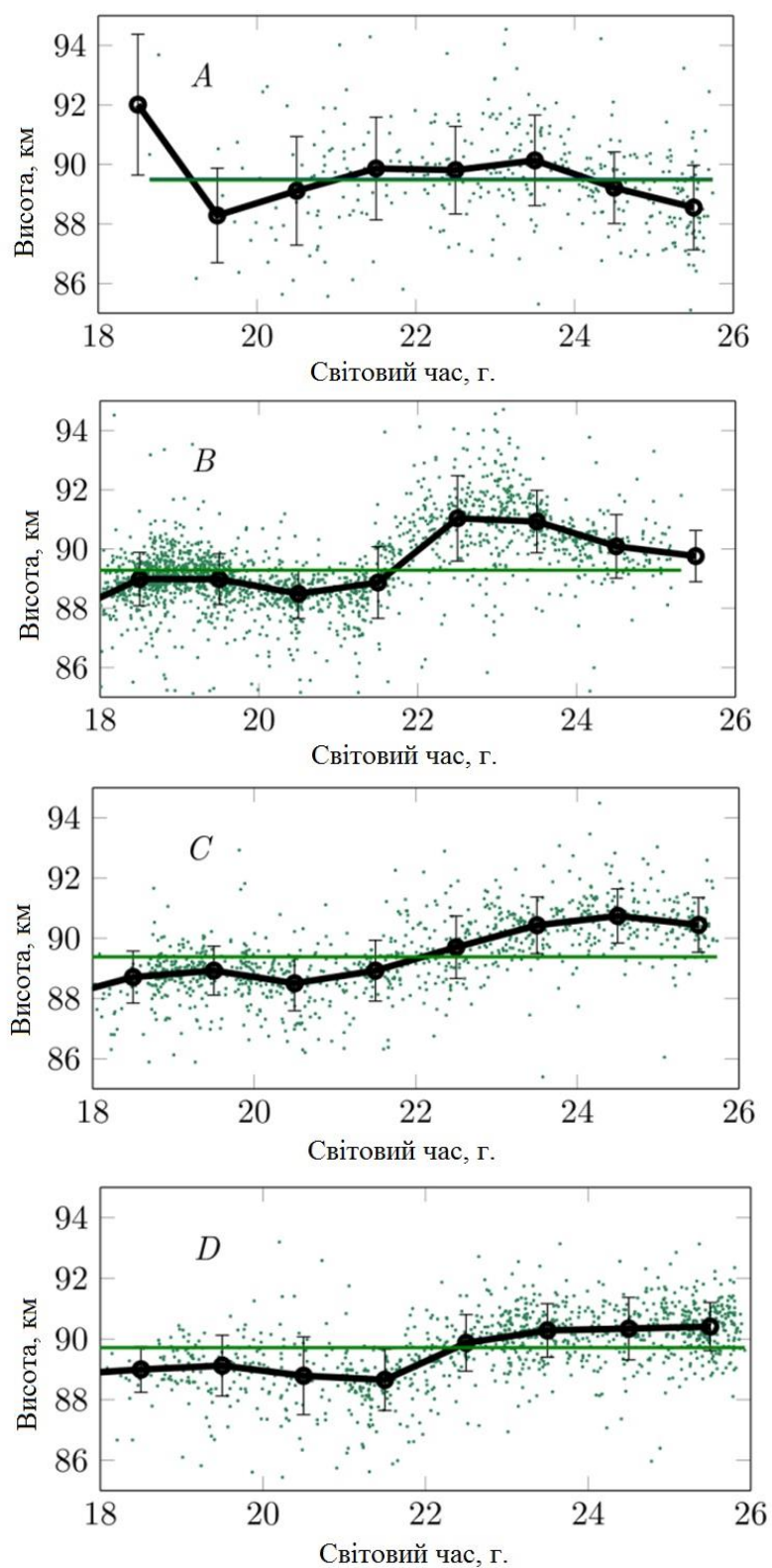


Рисунок 4.8 – Варіації висоти нижньої іоносфери, отримані за допомоги твіків для грозових осередків, показаних на рис. 4.7, а

4.3 Результати моніторингу нижньої іоносфери на основі аналізу твік-атмосфериків

4.3.1 Зв'язок варіацій висоти іоносфери та сонячного зенітного кута

Основним джерелом існування земної іоносфери є іонізуюче випромінювання Сонця. Тому сонячна активність змінює іоносферну плазму та впливає на характеристики поширення радіохвиль у широкому діапазоні частот. Механізми впливу Сонця на іоносферу є складними та різноманітними. Жорстка електромагнітна радіація іонізує повітря та створює на освітленому боці Землі порівняно концентровану плазму. Іоносфера продовжує існувати і на нічному боці планети. Механізми формування нічної іоносфери досить мало вивчені. Основними джерелами, що підтримують іонізацію, вважаються розсіяне в геокороні випромінювання на лінії Лайман-альфа (іонізація молекул NO) і Лайман-бета (іонізація молекул O_2). У якості співставимого за швидкістю утворення іонів джерела іонізації на висотах нижньої іоносфери розглядаються галактичні космічні промені [15].

Висота відбиття ДНЧ радіохвиль від іоносфери, виміряна на основі аналізу випромінювання розрядів блискавок, демонструє різні залежності від локального часу протягом ночі, як видно з графіків на рис. 4.8. Істотні відмінності варіацій висоти від ночі до ночі також відзначалися в роботі [37]. Скоріш за все, це пов'язано з динамікою неоднорідностей у нижній іоносфері на трасі поширення між блискавками та спостерігачем.

Для виявлення регулярної компоненти в варіаціях висоти нижньої границі іоносфери використовувалося усереднення на масштабах місяця або сезону. У роботах [46, 78] за результатами аналізу твіків, зареєстрованих в приєкваторіальних районах, було виявлено зростання висоти нижньої іоносфери від моменту заходу сонця до опівночі в пункті спостереження приблизно на 3 км. Після опівночі розкид оцінок висоти збільшувався, перекриваючи майже весь діапазон початкового тренда в літній період. У період рівнодення підвищувальний тренд, однак з меншою крутизною

наростання, тривав і після опівночі. Схожу поведінку показує аналіз даних вимірювань твіків на низьких широтах [41, 43, 45].

У даній роботі проаналізовано записи 300078 атмосфериків, накопичених протягом нічного часу за 16 діб з 8-го по 26-е серпня 2014 р. З загальної кількості 38375 атмосфериків було ідентифіковано як твіки, і для кожного твіка було визначено географічні координати блискавки та висота хвилеводу вздовж відповідного шляху поширення. На рис. 4.9 представлено висоти, знайдені за допомогою твіків, зареєстрованих протягом даного періоду вимірювань.

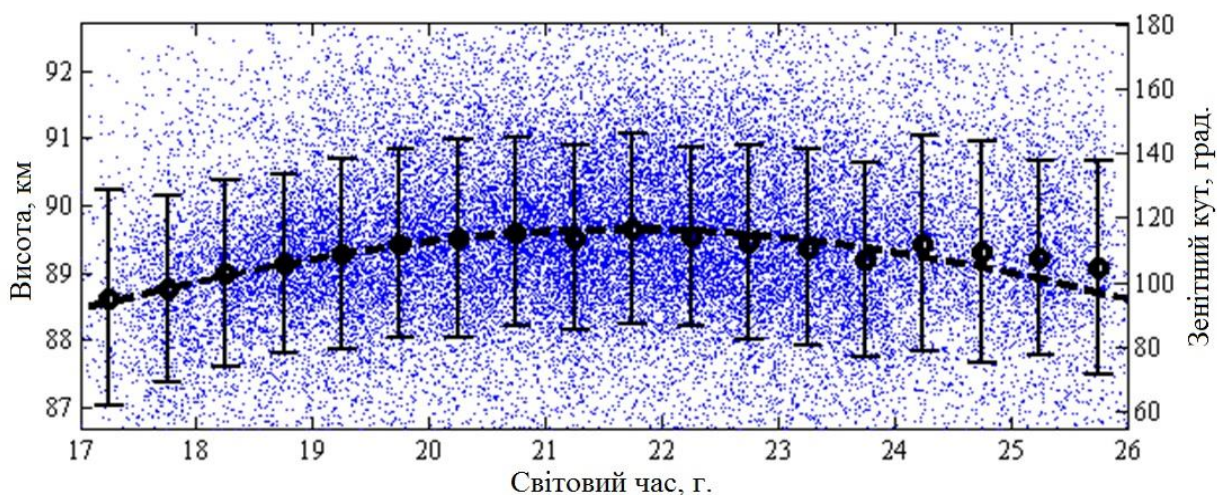


Рисунок 4.9 – Середні зміни висоти відбиття твіків від іоносфери протягом ночі показані медіа півгодинними значеннями (кружечки) і відповідними планками похибок. (Висоти для кожного з 34600 твіків, зареєстрованих за 16 діб з 8-го по 26-е серпня 2014 р., показано точками.) Суцільна лінія відображає варіацію сонячного зенітного кута в пункті спостереження (м. Харків) і розрахована для середини інтервалу вимірювань (17 серпня).

Точки на графіку відповідають окремим твікам, а їх положення уздовж горизонтальної осі визначає момент реєстрації на добовому масштабі часу. З аналізу було виключено незначну частину твіків, для яких автоматична процедура обробки визначала відстань менше 200 км і більше 5000 км, а також

висоти менше 85 і більше 95 км. Такі параметри, як правило, відповідають помилковим спрацьовуванням автоматичної процедури через наявність завад в сигналі. У результаті даної фільтрації з 38375 твіків залишилося лише 34609. Жирні точки з вертикальними планками похибок показують медіанні значення висоти та середньоквадратичне відхилення за півгодинні інтервали протягом ночі.

На графіку жирною штриховою лінією відносно правої вертикальної осі побудовано також залежність сонячного зенітного кута від часу, розраховану для пункту спостереження в Харкові для 17-го серпня – середини інтервалу вимірювань. Можна відзначити досить добру кореляцію середніх змін висоти з величиною сонячного зенітного кута, що, мабуть, пов'язано з механізмом іонізації нічної іоносфери через випромінювання геокорони. Можна також відзначити, що пропорційність зберігається в період від заходу Сонця до локальної півночі в пункті спостереження (21,6 год. UT). Після півночі неузгодженість поступово збільшується, досягаючи максимальної величини в передранкові години, коли також збільшується дисперсія оцінок висоти.

Досліджувалися також середні варіації потоку твіків протягом ночі за відповідний період. На рис. 4.10 наведено залежність потоку твіків (кількість зареєстрованих твіків за годину, год^{-1}) від часу.

Пунктирною лінією показано розрахункова зміна сонячного зенітного кута. Як і в попередньому випадку, можна бачити його досить добре співпадіння зі зміною потоку твіків, що пояснюється поліпшенням умов поширення в хвилеводі Земля – іоносфера. Даний факт, скоріш за все, є пов'язаним з тим, що зі збільшенням висоти відбиття ДНЧ радіохвиль знижуються втрати в іоносфері за рахунок зменшення частоти зіткнень вільних електронів з нейтральними частинками на великих висотах, а тому виникають сприятливіші умови для формування твіків.

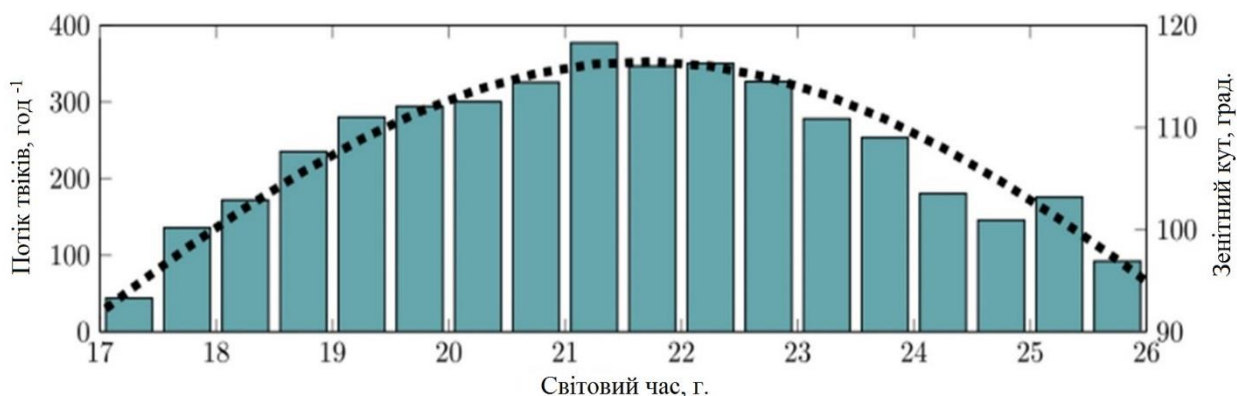
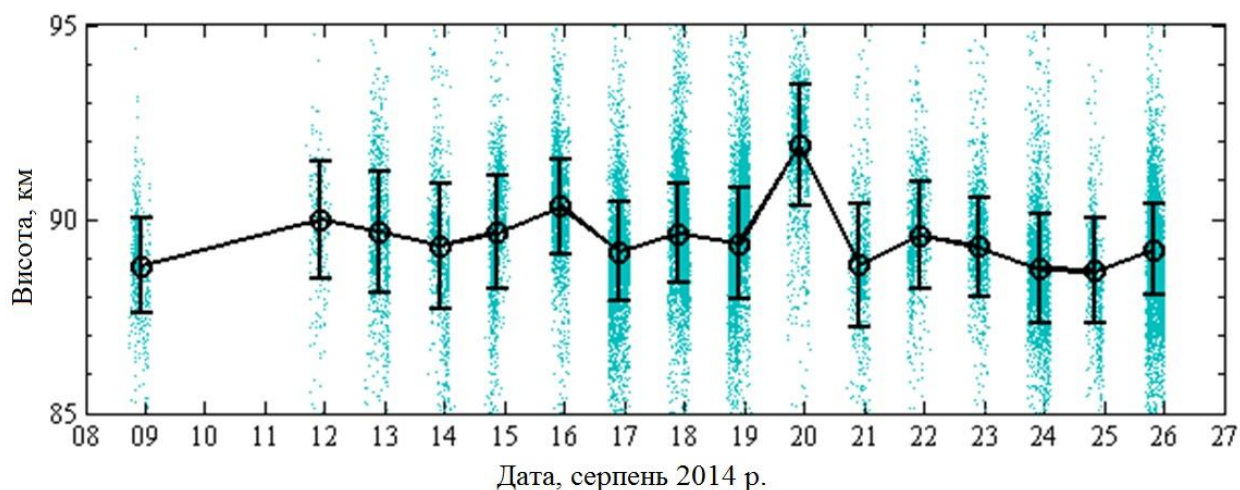


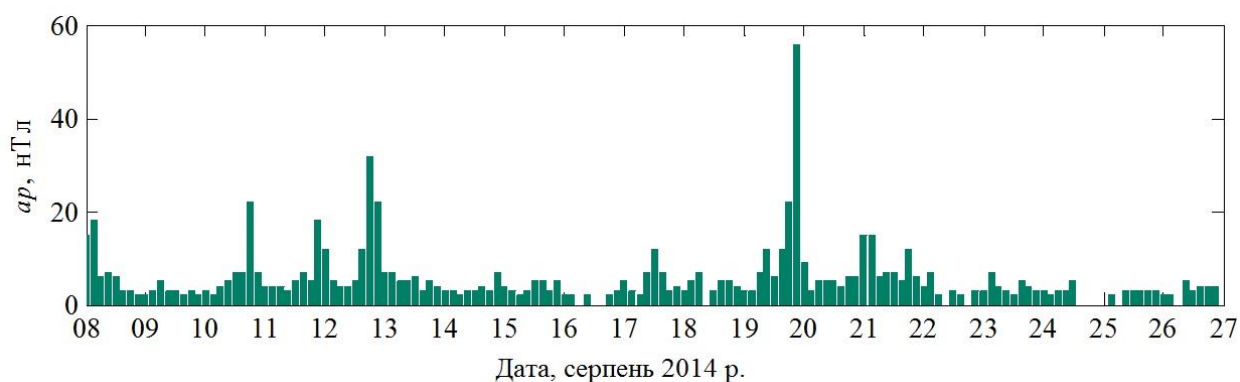
Рисунок 4.10 – Середні зміни потоку твіків протягом ночі за період з 8-го по 26-е серпня 2014 р. Пунктирна лінія, побудована відносно правої вертикальної осі, позначає варіацію сонячного зенітного кута для середини інтервалу вимірювань.

4.3.2 Ефект геомагнітної бурі в варіаціях висоти іоносфери за результатами аналізу твіків

Протягом аналізованого інтервалу часу 19 – 20 серпня 2014 р. спостерігалася геомагнітна буря помірної інтенсивності, (Kp -індекс геомагнітної активності дорівнював 4), що супроводжувалася раптовим початком [116]. Для аналізу можливого впливу даного збурення на нижню іоносферу ми порівнюємо результати аналізу твіків з ap -індексом. На рис. 4.11, а представлено висоти, отримані для кожного твіка (точки), і середньодобові значення (кружечки) з відповідними планками похибок за період 8 – 26 серпня 2014 р. Можна бачити, що в ніч з 19 на 20 серпня спостерігається збільшення ефективної висоти хвилеводу в середньому приблизно на 2 – 2,5 км. Відповідні зміни ap -індексу представлені на рис. 4.11, б, де виявляється збіг моментів посилення планетарної геомагнітної активності й ефекту зростання висоти за результатом аналізу твіків.



а)



б)

Рисунок 4.11 – Варіації висоти хвилеводу Земля – іоносфера за результатами аналізу твіків, зареєстрованих протягом 8 – 26 серпня 2014 р. (а), і варіації планетарного ap -індексу геомагнітної активності за той самий період за даними *World Data Center for Geomagnetism, Kyoto* [116]. Під час магнітної бурі 19 – 20 серпня спостерігається збільшення висоти нижньої границі іоносфери на 2 – 2,5 км

На рис. 4.12 представлено дані супутника *ACE* [117], що демонструють збурення параметрів сонячного вітру. Період відповідає періоду наших спостережень, а по горизонтальній осі день року №231 припадає відповідно на 19 серпня 2014 р. На верхньому графіку представлено варіації міжпланетного магнітного поля, на середньому графіку – варіації густини потоку сонячних протонів, і на нижньому графіку – варіації швидкості сонячного вітру. Видно,

що пік збурення міжпланетного магнітного поля охоплює нічний період 19 – 20 серпня, протягом якого спостерігалось підвищення нижньої границі іоносфери за даними аналізу твіків.

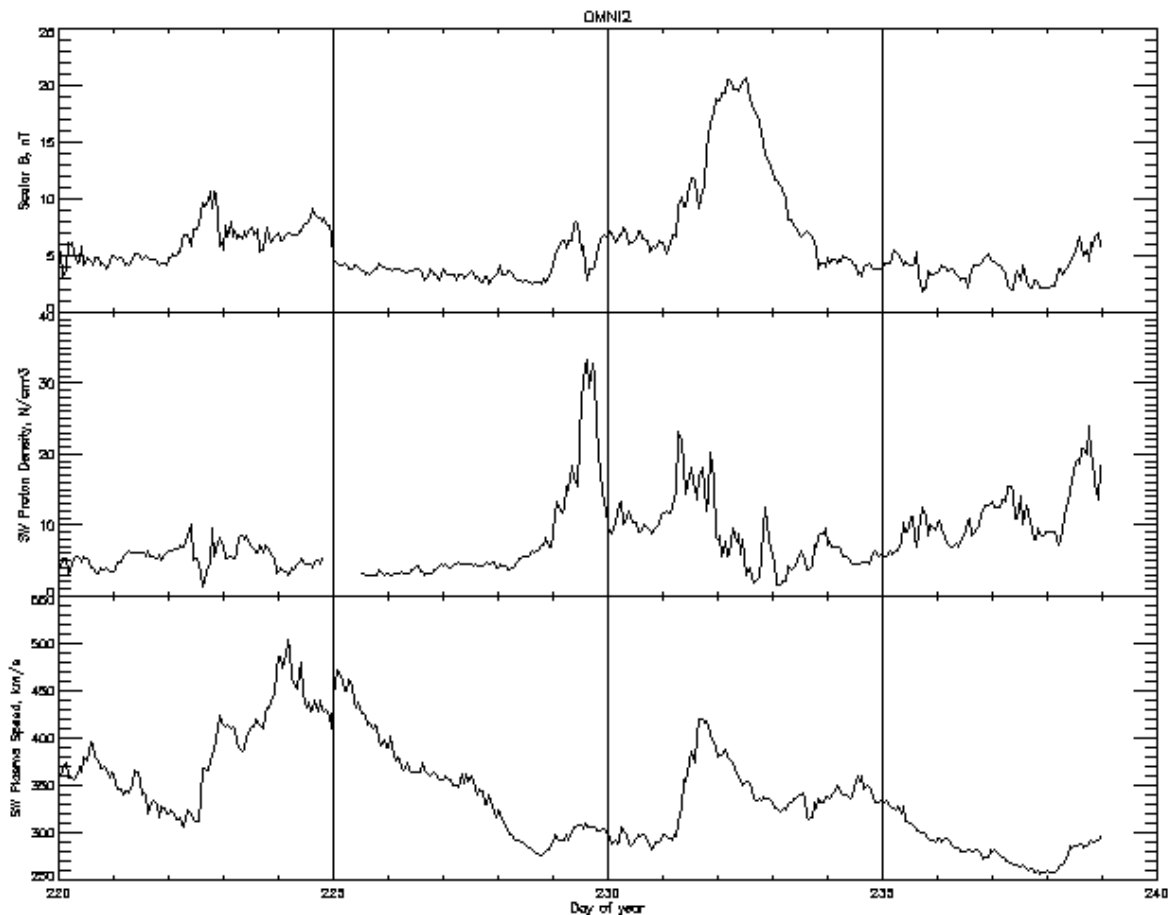


Рисунок 4.12 – Дані супутника *ACE* [117], що демонструють збурення міжпланетного магнітного поля (верхній графік), густини потоку сонячних протонів (середній графік) і швидкості сонячного вітру (нижній графік). По горизонтальній осі день року №231 припадає відповідно 19 серпня 2014 р.

У роботі [110] було виявлено статистичний зв'язок пікової частоти першої моди твіків із геомагнітною активністю. Так, було показано, що пікова частота твіків збільшується приблизно на 150 Гц за збільшення локального *K*-індексу геомагнітною активності з 2-х до 5-ти. Автори пов'язують цей ефект із збільшенням іонізації нижніх шарів іоносфери під час посилення геомагнітної активності та відповідного зниження висоти нижньої границі хвилеводу.

У порівнянні з роботою [110] фактично ми маємо протилежний результат – в нашому випадку посилення геомагнітного збурення призводить до збільшення висоти області відбиття ДНЧ радіохвиль. У той самий час результати аналізу багаторічних записів твіків [45] демонструють позитивну кореляцію варіацій висоти відбиття твіків і сонячної активності на масштабі часу 11-річного циклу. У роботі [118] виявлено як зменшення, так і збільшення висоти відображення твіков під час потужної магнітної бурі 2 – 12 жовтня 2000 р. Дана обставина показує складність реакції нижньої іоносфери на варіації сонячної активності та підкреслює актуальність подальших досліджень сонячно-земних зв'язків на нижній границі іоносфери.

Спалах на Сонці призводить до викиду сонячної маси та підвищення швидкості сонячного вітру. Цей фактор знижує рівень галактичного фону й іонізацію на нічному боці Землі, що реєструється як ослаблення або зникнення шару С іоносфери. Явище «вимітання» сонячним вітром галактичного фону з Сонячної системи називають Форбуш-зниженням [119]. Таким чином, один і той самий сонячний спалах може знизити денну іоносферу завдяки зростанню потоку жорстких квантів і одночасно підняти нижню границю плазми на нічному боці планети завдяки Форбуш-зниженню іонізації галактичними космічними променями.

За рахунок Форбуш-зниження можна було б пояснити ефект збільшення висоти хвилеводу, що спостерігається в нашому випадку. Однак за даними вимірювань наземних нейтронних моніторів, які реєструють інтенсивність галактичних космічних променів, за аналізований період даний ефект не спостерігався. Таким чином, для пояснення спостережуваної позитивної кореляції змін висоти хвилеводу та геомагнітної активності є потреба у подальшому додатковому аналізі й уточненні механізмів сонячно-земних зв'язків, що планується здійснити у майбутньому.

Висновки до розділу 4

У даному розділі запропоновано новий метод автоматичної ідентифікації твік-атмосфериків, визначення відстані до розряду блискавки й ефективних висот нижньої іоносфери вздовж трас поширення для нормальних хвиль основного і більш високого порядків в хвилеводі Земля – іоносфера .

Точність визначення відстані за допомоги твіків була грубо оцінена шляхом порівняння з незалежними даними мережі локації блискавки *Blitzortung.org*. Зсув оцінки склав менш ніж 100 км, а стандартне відхилення менш ніж 200 км в діапазоні відстаней до джерела від 500 до 1400 км. Ці оцінки точності суттєво перевищують ті, що передбачено результатами чиселового моделювання для застосованої методики визначення відстані (див. Розділ 2). Однак слід відзначити наявність досить сильних антропогенних завад у пункті спостереження, розміщеному в міському середовищі.

Застосування алгоритму кластеризації дозволило визначити зміни ефективної висоти нижньої іоносфери вздовж різних трас поширення, що є корисним для вивчення динаміки іоносферних неоднорідностей як у часі, так і у просторі.

Ефективність методу продемонстрована на експериментальних записах атмосфериків, накопичених за 9 годин ночі з 18 на 19 серпня 2014 р. Загальна кількість зареєстрованих атмосфериків складає близько 35400, в середньому – один атмосферик на секунду. Серед них майже 5200 атмосфериків ідентифіковані як твікі, для них визначено їх географічні координати та відповідні ефективні висоти іоносфери. Загальний час обробки цього 9-годинного ансамблю даних дорівнює 622 секундам на стандартному ноутбуці з двоядерним процесором 2 ГГц і 4-гігабайтної пам'яттю, що демонструє можливість використання розробленого автоматичного методу в режимі реального часу для моніторингу нижньої іоносфери.

Наведено результати аналізу твік-атмосфериків накопичених протягом серпня 2014 р. Для обробки застосовувався створений за участі автора метод автоматичної ідентифікації та аналізу. Продемонстровано діагностичні можливості запропонованого методу, який дозволяє проводити локацію грозових осередків і виявляти варіації висоти хвилеводу Земля – іоносфера уздовж трас поширення ДНЧ радіохвиль збуджуваних розрядами блискавок з різних осередків. Досліджено зв'язок регулярних варіацій висоти іоносфери зі зміною сонячного зенітного кута, який визначає основне джерело іонізації – випромінювання геокорони в нічний час. Показано, що за збільшення висоти нижньої границі іоносфери зростає потік твіків, що пов'язано зі зменшенням втрат в іоносфері. Виявлено ефект підйому нижньої границі іоносфери під час геомагнітної бурі помірної інтенсивності 19 – 20 серпня 2014 р.

ВИСНОВКИ

Дисертацію присвячено розробці методу визначення ефективних висот хвильоводу Земля – іоносфера уздовж траси поширення для основної моди і мод вищих порядків, що дозволяє реалізувати автоматичну ідентифікацію твіків та їх аналіз для моніторингу стану нижньої іоносфери в режимі реального часу.

Основні наукові результати дисертації полягають у наступному.

1. Проведено порівняльний аналіз фазового та частотного методів визначення ефективних висот хвильоводу Земля – іоносфера для основного та вищих типів нормальних хвиль (мод) і відстані до джерела випромінювання (блискавки) на основі аналізу імпульсних сигналів у діапазоні наднизьких і дуже низьких частот – твік-атмосфериків. У числовому експерименті хвильові форми твіків синтезовано в моделі хвильоводу Земля–іоносфера з експоненціальним профілем провідності нижньої іоносфери. Обчислення проводилися з додаванням шуму ($q = 5 - 40$ дБ). Похибка частотного методу визначення ефективної висоти хвильоводу для різних хвильоводних мод склала $0,01 - 2,5\%$. Похибка фазового методу визначення ефективної висоти хвильоводу дорівнювала $0,15 - 3,5\%$. Систематичні похибки визначення дальності до блискавки склали $1 - 1,5\%$ для фазового методу і $1 - 5\%$ – для частотного методу в діапазоні відстаней $500 - 3000$ км.

2. Запропоновано методику розв'язання оберненої задачі визначення ефективної висоти нижньої іоносфери та відстані до блискавки за сигналами твіків з урахуванням їх багатомодового складу. На основі числового моделювання досліджено похибки оцінки параметрів завдання, які пов'язані зі стохастичним адитивним шумом в сигналі і сферичністю хвильоводу. Показано, що запропонована методика визначення ефективних висот відбиття від іоносфери для різних мод дозволяє оцінити параметри експоненціального

профілю провідності іоносфери (початкову висоту та висотний масштаб) в діапазоні значень, характерних для нічних умов.

3. На прикладі створення триканального програмно-апаратного комплексу для вимірювань атмосферних електромагнітних завад в діапазоні низьких частот, описано й обґрунтовано вибір конструктивних параметрів датчиків магнітного й електричного полів та трактів підсилення з метою отримання необхідної чутливості та частотного діапазону реєстрованих сигналів. Вимірювання параметрів приймальної частини комплексу показали досить гарне узгодження з розрахунком. Програмна частина комплексу, яка реалізована на персональному комп'ютері, в режимі реального часу дозволяє оцінювати абсолютний рівень, спектральний склад, а також поляризаційні характеристики реєстрованих імпульсних, вузькосмугових і квазімонохроматичних полів і накопичувати отримані дані в цілодобовому режимі.

4. Протягом 2014 – 2015 рр. проведено серії реєстрацій атмосфериків. В результаті роботи вимірювального комплексу в цілодобовому режимі накопичено записи часових форм трьох компонент поля атмосфериків, що охоплюють практично всі сезони (разом – близько 215 діб).

5. Запропоновано новий метод автоматичної ідентифікації твік-атмосфериків і визначення відстані до розряду блискавки й ефективних висот нижньої іоносфери вздовж траси поширення для нормальних хвиль основного та більш високого порядку в хвилеводі Земля – іоносфера. Точність визначення дальності методу, яка була оцінена шляхом порівняння з незалежними даними мережі локації блискавки *Blitzortung*, виявилася меншою за 100 км зі стандартним відхиленням, меншим 200 км, в діапазоні відстаней до блискавки від 500 до 1400 км. Застосування алгоритму кластеризації дозволило визначити зміни ефективної висоти нижньої іоносфери вздовж різних трас поширення, що є корисним для вивчення динаміки іоносферних неоднорідностей як в часі, так і в просторі.

6. Продемонстровано діагностичні можливості запропонованого методу, який дозволив провести локацію грозових осередків і виявити варіації висоти хвилеводу Земля – іоносфера уздовж трас поширення ДНЧ радіохвиль, збуджених розрядами блискавок з різних осередків. Досліджено зв'язок регулярних варіацій висоти іоносфери зі зміною сонячного зенітного кута, який визначає основне джерело іонізації – випромінювання геокорони в нічний час. Показано, що під час збільшення висоти нижньої межі іоносфери зростає потік твіків, що пов'язано зі зменшенням втрат в іоносфері. Виявлено ефект підйому нижньої межі іоносфери під час геомагнітної бурі помірної інтенсивності 19 – 20 серпня 2014р.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Ratcliffe J. A. The ionosphere and the engineer / J. A. Ratcliffe // Proceedings of the Institute of Electrical and Electronics Engineers (London). – 1967. – Vol. 114(1).
2. Schunk R. W. Ionospheres – Physics, Plasma Physics, and Chemistry / R.W. Schunk, A. F. Nagy // Cambridge University Press. – 2000.
3. Villard O. G. The ionospheric sounder and its place in the history of radio science / O. G. Villard // Radio Science. – 1976. – Vol. 11. – P. 847.
4. Breit G. A Radio method of estimating the height of the conducting layer / G. Breit, M. A. Tuve // Nature. – 1925. – Vol. 116. – P. 357.
5. Appleton E. V. Local reflection of wireless waves from the upper atmosphere / E.V. Appleton, M. A. F. Barnett // Nature. – 1925. – Vol. 115. – P. 333.
6. Watson-Watt R. A. Weather and wireless / R. A. Watson-Watt // Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society. – 1929. – Vol. 55. – P. 273.
7. Silberstein R. The origin of the current nomenclature for the ionospheric layers / R. Silberstein // Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics. – 1959. – Vol. 13. – P. 382.
8. Hargreaves J. K. The solar – terrestrial environment / J. K. Hargreaves // Cambridge University Press. – 1992.
9. Иванов-Холодный Г. С. Солнце и ионосфера / Г. С. Иванов-Холодный, Г.М. Никольский // М., Наука. – 1969. – С. 456.
10. Иванов-Холодный Г. С. Прогнозирование состояния ионосферы / Г. С. Иванов-Холодный, А. В. Михайлов // Л.: Гидрометеиздат. – 1980. – С. 190.
11. Tohmatsu T. Compendium of Aeronomy / T. Tohmatsu // Terra Scientific Publishing Company, Tokyo, Kluwer Academic Publishers. – 1990.

- 12.Heaps M. G. Parametrization of the cosmic ray ion-pair production rate above 18 km / M. G. Heaps // Planetary and Space Science. – 1978. – Vol. 26. – P. 513– 517.
- 13.Sheehan C. H. Dissociative recombination of N_2^+ , O_2^+ , and NO^+ : Rate coefficients for ground state and vibrationally excited ions / C.H. Sheehan, J.P. St.-Maurice // Journal of Geophysical Research. – 2004. – Vol. 109, A03302, doi:10.1029/2003JA010132.
- 14.Brekke A. Physics of the Upper Polar Atmosphere / A. Brekke // Praxis Publishing Ltd. –1997.
- 15.Thomson N. R. Nighttime ionospheric D region parameters from VLF phase and amplitude / N.R. Thomson, M.A. Clilverd, W.M. McRae // Journal of Geophysical Research. – 2007. – Vol. 112, A07304, doi:10.1029/ 2007JA012271.
- 16.Blair J. C. An ionosphere recorder for low frequencies / J. C. Blair, J. N. Brown, J. M. Watts // Journal of Geophysical Research. – 1953. – Vol. 58(1). – P. 99– 107.
- 17.Wakai N. Study on the nighttime E region and its effects on the radio wave propagation, / N. Wakai //Journal of the Radio Research Laboratories. – 1971. – Vol. 18. – P. 245–348.
- 18.Medium Frequency Radars in Japan and Alaska for Upper Atmosphere Observations / Y. Murayama, K. Igarashi, D. D. Rice, B. J. Watkins, R. L. Collins, K. Mizutani, Y. Saito, S. Kainuma // Information and Communication Engineers(IEICE) Transactions on Communications. – 2000. – Vol. E83–B(9). – P. 1996–2003.
- 19.Gardner F. F. Study of the ionospheric D-region using partial reflections / F. F. Gardner, J. L. Pawsey // Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics. – 1953. – Vol. 3. – P. 321–344.

20. Belrose J. S. Study of the Lower Ionosphere Using Partial Reflection,
1. Experimental Technique and Method of Analysis / J. S. Belrose, M. J. Burke
// Journal of Geophysical Research. – 1964. – Vol. 69(13). – P. 2799–2818.
21. Sen H. K. On the Generalization of the Appleton-Hartree Magnetoionic
Formulas / H. K. Sen, A. A. Wyller // Journal of Geophysical Research. – 1960.
– Vol. 65(12). – P. 3931–3950.
22. Differential absorption measurements of mesospheric and lower thermospheric
electron densities using the Buckland Park MF radar / D.A. Holdsworth,
R. Vuthaluru, I. M. Reid, R. A. Vincent // Journal of Atmospheric and Solar-
Terrestrial Physics. – 2002. – Vol. 64. – P. 2029–2042.
23. Kawamura S. A comparative study of the electron density estimated with MF
radar DAE method and cosmic noise absorption at Poker Flat, Alaska /
S. Kawamura, H. Mori, Y. Murayama // Journal of the National Institute of
Information and Communications Technology (NICT). – 2007. – Vol. 54. –
P. 57–65.
24. Deeks D. G. D-region electron distributions in middle latitudes deduced from
the reflection of long radio waves / D. G. Deeks // Proceedings of the Royal
Society A. – 1966. – Vol. 291. – P. 413–437.
25. Bain W. C. D-region electron density distributions from propagation data /
W. C. Bain, B. R. May // Proceedings of the Institute of Electrical and Electronics
Engineers. – 1967. – Vol. 114. – P. 1593–1597.
26. Shellman C. H. Electron density distributions in the lower ionosphere with
associated error limits derived from VLF and LF sounder data / C. H. Shellman
// Radio Science. – 1970. – Vol. 5. – P. 1127–1135.
27. Bain W. C. Model ionosphere for D region at summer noon during sunspot
maximum / W. C. Bain, M. D. Harrison // Proceedings of the Institute of
Electrical and Electronics Engineers. – 1972. – Vol. 119. – P. 790–796.
28. Krasnushkin P. E. Diurnal, seasonal, and 11-year variations in electron density
profiles in the lower ionosphere / P. E. Krasnushkin, T. A. Knyazeva //

- International Journal of Geomagnetism and Aeronomy. – 1970. – Vol. 10. – P. 789–796.
29. Sechrist C. F. Comparisons of techniques for measurement of D-region electron densities / C. F. Sechrist, Jr. // Radio Science. – 1974. – Vol. 9(2). – P. 137–149.
 30. Hughes H. G. Evaluation of nighttime exponential ionospheric models using VLF atmospherics / H. G. Hughes, R.J. Gallenberger, R. A. Pappert // Radio Science. – 1974. – Vol. 9, № 12. – P. 1109–1116.
 31. Jones T. B. An investigation of the reflection properties of various ionospheric models for radio waves in the frequency range 16 – 3000 kHz / T. B. Jones, I.C. Wand // Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics – 1970. – Vol. 32. – P. 1705–1719.
 32. Backus G. Uniqueness in the inversion of inaccurate gross earth data / G. Backus, F. Gilbert // Philosophical Transactions of the Royal Society A. – 1970. – Vol. 266. – P. 123–192.
 33. Kimura I. Measurement of wave normal direction of VLF waves propagated through the ionosphere by means of the VLF Doppler technique, Doppler / I. Kimura, K. Hiraishi, T. Tomimoto // Bulletin of the Institute of Space and Aeronautical Science, University of Tokyo. – 1972. – Vol. 8(1_B). – P. 97–107.
 34. Smith L. G. Rocket observations of electron density in the nighttime E region using Faraday rotation / L. G. Smith, B. E. Gilchrist // Radio Sci. – 1984. – Vol. 19(3), doi:10.1029/RS019i003p00913 – P. 913–924.
 35. Friedrich M. Comparison between an empirical and a theoretical model of the D-region / M. Friedrich, K. M. Torkar // Advances in Space Research – 1998. – Vol. 21(6) – P. 895–904.
 36. Cummer S. A. Ionospheric D-region remote sensing using VLF radio atmospherics / S. A. Cummer, U. S. Inan, T. F. Bell // Radio Science. – 1998. – Vol. 33. – P. 1781–1792.

37. Han F. Midlatitude nighttime D region ionosphere variability on hourly to monthly time scales / F. Han, S.A. Cummer // J. Geophys. Res. – 2010. – Vol. 115, A09323 – P. 12.
38. Cheng Z. Broadband VLF measurements of lightning-induced ionospheric perturbations / Z. Cheng, S.A. Cummer // Geophys. Res. Lett. – 2005. – Vol. 32, L08804. – P. 4.
39. Broadband very low frequency measurement of D region ionospheric perturbations caused by lightning electromagnetic pulses / Z. Cheng, S.A. Cummer, H.-T. Su, R.-R. Hsu // J. Geophys. Res. – 2007. – Vol. 112, A06318 – P. 8.
40. Shao X.-M. Reduction of electron density in the night-time lower ionosphere in response to a thunderstorm, / X.-M. Shao, E.H. Lay, A.R. Jacobson // Nature Geoscience. – 2013. – Vol. 6. – P. 29–33.
41. Nighttime D region electron density measurements from ELF-VLF tweek radio atmospherics recorded at low latitudes / A. K. Maurya, B. Veenadhari, R. Singh, S. Kumar, M. B. Cohen, R. Selvakumaran, S. Gokani, P. Pant, A. K. Singh, U. S. Inan // J. Geophys. Res. – 2012. – Vol. 117, A11308, doi:10.1029/2012JA017876. – P. 13.
42. Tan L.M. Investigation of the morphology and Wait's parameter variations of the low-latitude D region ionosphere using the multiple harmonics of tweeks / L.M. Tan // Adv. in Space Res. – 2016. – doi: <http://dx.doi.org/10.1016/j.asr.2016.03.030>.
43. Kumar S. Higher harmonic tweek sferics observed at low latitude: estimation of VLF reflection heights and tweek propagation distance / S. Kumar, A. Kishore, V. Ramachandran // Ann. Geophys. – June, 2008. – Vol. 26. – P. 1451–1459.
44. Ohya H. Development of an automatic procedure to estimate the reflection height of tweek atmospherics, / H. Ohya, K. Shiokawa, Y. Miyoshi // Earth Planets Space. – 2008. – Vol. 60. – P. 837–843.

45. Ohya H. Long-term variations in tweek reflection height in the D and lower E regions of the ionosphere / H. Ohya, K. Shiokawa, Y. Miyoshi // *J. Geophys. Res.* – 2011. – Vol. 116, A10322, doi:10.1029/2011JA016800 – P. 13.
46. Шве́ц А. В. Метод локации молний и оценки параметров нижней ионосферы с помощью твик-атмосфериков / А. В. Шве́ц, Ю. В. Гори́шняя // *Радиофизика и электроника.* – 2010. – Т. 1(15), № 2. – С. 63–70.
47. Шве́ц А. В. Обратная задача восстановления параметров волновода Земля-ионосфера, возбуждаемого разрядом молнии / А. В. Шве́ц, А. П. Кривонос, Т. Н. Сердюк, Ю. В. Гори́шняя // *Збірник наукових праць Харківського університету повітряних сил.* – 2013. – Т. 3(36). – С. 84–90.
48. Estimating the lower ionosphere height and lightning location using multimode “tweek” atmospherics / A. V. Shvets, T. M. Serdiuk, Y. V. Gorishnyaya, Y. Hobara, M. Hayakawa // *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics.* – 2014. – Vol. 108. – P. 1–9.
49. Rakov V.A. Lightning: Physics and Effects / V.A. Rakov, M. A. Uman // Cambridge University Press, Cambridge, U.K., – 2003. – P. 86.
50. Prentice S. A. The ratio of cloud to cloud-to-ground lightning flashes in thunderstorms / S. A. Prentice, D. Mackerras // *Journal of Applied Meteorology.* – 1977. – Vol. 16. – P. 545.
51. Uman M.A. The Lightning Discharge. / M.A. Uman // London: Academic Press. – 1987. (Revised paperback edition, 2001. New York: Dover Publications, Inc.).
52. Berger K. Parameters of lightning flashes / K Berger, R.B. Anderson, H. Kroeninger // *Electra.* – 1975. – Vol. 41.
53. Burton E.T. Audio-frequency atmospherics / E.T. Burton, E.M. Boardman // *Proc. IRE.* – 1933. – Vol. 21. – P. 1476–1494.
54. Yamashita M. Propagation of tweek atmospherics / M. Yamashita // *J. Atmos. Terr. Phys.* – 1978. – Vol. 40. – P. 151–156.
55. Otsu J. Numerical study of tweeks based on wave-guide mode theory / J. Otsu // *Proc. Res. Inst. Atmos. Nagoya Univ.* – 1960. – Vol. 7. – P. 58–71.

56. Budden K. G. Radio Waves in the Ionosphere / K. G. Budden // Cambridge University Press. – 1961.
57. Wait J. R. Electromagnetic Waves in Stratified Media / J. R. Wait // Pergamon Press. – 1970. – P. 147.
58. Yano S. Wave-form analysis of tweek atmospherics / S. Yano, T. Ogawa, H. Hagino // Res. Lett. Atmos. Electr. – 1989. – Vol. 9. – P. 31–42.
59. Yano S. Dispersion Characteristics and Waveform Analysis of Tweek Atmospherics / S. Yano, T. Ogawa, H. Hagino // Environmental and Space Electromagnetics edited by H. Kikuchi. – Tokio: Springer-Verlag. – 1991. – P. 227–236.
60. Ryabov B. S. Tweek formation peculiarities / B. S. Ryabov // Geomagnetism and Aeronomy (English Translation). – Aug, 1994. – Vol. 34, № 1. – P. 60–66.
61. Sukhorukov A. I. Approximate solution for VLF propagation in an isotropic exponential Earth – ionosphere waveguide / Sukhorukov A. I. // J. Atmos. Terr. Phys. – 1993. – Vol. 55(6). – P. 919–930.
62. Sukhorukov A.I. ELF–VLF atmospheric waveforms under night-time ionospheric conditions / Sukhorukov A.I. // Ann. Geophys. – 1996. – Vol. 14. – P. 33–41.
63. Sukhorukov A.I On the additional dispersion of a whistler in the Earth–ionosphere waveguide/ A.I. Sukhorukov, S. Shimakura, M. Hayakawa // Planet. Space Sci. –1992. –Vol. 40(9). – P. 1185–1191.
64. Sukhorukov A. I. Approximate solution for the VLF eigenvalues near cut-off frequencies in the nocturnal inhomogeneous earth-ionosphere waveguide. / A.I. Sukhorukov, S. Shimakura, M. Hayakawa // Planetary and Space Science. – 1992. – Vol. 40, № 10. – P.1363–1369.
65. Hayakawa M. Wave characteristics of tweek atmospherics deduced from the direction-finding measurement and theoretical interpretation / M. Hayakawa, K. Ohta, K. Baba // J. Geophys. Res. – 1995. – Vol. 99, № D5. – P. 10733–10743.

- 66.Recent findings on VLF/ELF spherics / M. Hayakawa, K. Ohta, S. Shimakura, K. Baba // JATP. – 1995. – Vol. 57, № 5. – P.467–477.
- 67.Михайлова Г. А. Тонкая частотно-временная структура атмосфериков типа «твики» и ОНЧ диагностика параметров ночной нижней ионосферы / Г.А. Михайлова, О. В. Капустина // Геомагнетизм и Аэронавигация. – 1988. – Т. 28, № 6. – С. 1015–1018.
- 68.Shvets A. V. Polarization effects for tweek propagation / A. V. Shvets, M. Hayakawa // Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. – 1998. – Vol. 60. – P. 461–469.
- 69.Burton E.T. Effects of solar eclipse on audio frequency atmospherics / E.T. Burton, E.M. Boardman // Nature. – 1933. – Vol. 131. – P. 81–82.
- 70.Reeve C. D. The eclipsed lower ionosphere as investigated by natural very low frequency radio signals / C. D. Reeve, M. J. Rycroft // J. Atmos. and Terr. Phys. – 1972. – Vol. 34. – P. 667–672.
- 71.Eckersley T. L. Note on musical atmospheric disturbances/ T. L. Eckersley // Phil. Mag.–1925. – Vol. 49 (5). – P. 1250–1259.
- 72.Barkhausen H. Whistling tones from the Earth / H. Barkhausen // Proc. IRE. – Vol. 18. – 1930. – P. 1155–1159.
- 73.Potter R. K. Analysis of audio-frequency atmospherics / R. K. Potter // Proc. IRE. – 1951. – Vol. 39 (9), DOI:10.1109/JRPROC.1951.273750.– P. 1067–1069.
- 74.Lynn, K.J.W. Night-time spheric propagation at frequencies below 10 kHz / K.J.W. Lynn, J. Crouchley // Aust. J. Phys. – 1967. – Vol. 20. – P. 101–108.
- 75.Singh A. K. Propagational features of higher harmonic tweeks at low latitudes / A. K. Singh, R. P. Singh // Earth, Moon and Planets. – 1996. – Vol. 73. – P. 277–290.
- 76.Experimental investigation of the tweek field structure / D. Ye. Yedemsky, B. S. Ryabov, A. Yu. Shchokotov, V. S. Yarotsky // Adv. Space Res. – 1992. – Vol. 12. – P. 251–254.

77. Shvets, A. V. On some aspects of monitoring of the lower ionosphere using two week atmospherics / A. V. Shvets // 17th Int. Wroclaw Sympos on EMC. – 29 June – July 1, 2004. – P. 572.
78. Горишня Я. В. Оценка концентрации электронов и высоты нижней границы ионосферы по данным анализа многомодовых твик-атмосфериков / Я. В. Горишня // Радиофизика и электроника. – 2014. – Т. 5(19), № 1. – С. 20–28.
79. Rafalsky V. A. One-site distance-finding technique for locating lightning discharges / V. A. Rafalsky, A. V. Shvets, M. Hayakawa // Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics. – 1995. – Vol. 57(11). – P. 1255–1761.
80. Location of lightning discharges from a single station / V. A. Rafalsky, A. P. Nickolaenko, A. V. Shvets, M. Hayakawa // Journal of Geophysical Research. – 1995. – Vol. 100, № D10. – P. 20829–20838.
81. Electronics and Communications in Japan / I. Nagano, S. Yagitani, M. Ozaki, Y. Nakamura, K. Miyamura // Part 1. – 2007. – Vol. 90(1). – P. 25–34.
82. Jacobson A. R. Low-frequency ionospheric sounding with Narrow Bipolar Event lightning radio emissions: energy-reflectivity spectrum / A. R. Jacobson, R. Holzworth, X. M. Shao // Ann. Geophys. – 2008. – Vol. 26. – P. 1793–1803.
83. Lay E. H. High temporal and spatial resolution detection of D-layer fluctuations by using time-domain lightning waveforms / E. H. Lay, X. M. Shao // Journal of geophysical research. – 2011. – Vol. 116, A01317, doi:10.1029/2010JA016018.
84. Brundell J. B. Validation of single station lightning location technique / J. B. Brundell, C. J. Rodger, R. L. Dowden // Radio Sci. – 2002. – Vol. 37(4).
85. Han F. Daytime ionospheric D region sharpness derived from VLF radio atmospherics / F. Han, S. A. Cummer, J. Li, G. Lu // J. Geophys. Res. – 2011. – Vol. 116(A5) – P. 11.

86. Han F. Midlatitude daytime D region ionosphere variations measured from radio atmospherics / F. Han, S.A. Cummer // J. Geophys. Res. – Vol. 115, A10314, doi:10.1029/2010JA015715.
87. Cummins K. L. The U. S. national lightning detection network and applications of cloud-to-ground lightning data by electric power utilities / K. L. Cummins, E. P. Krider, M. D. Malone // IEEE Trans. Electro. Compatibility. – 1998. – Vol. 40(4). – P. 465–480.
88. Prasad R. Effects of land and sea parameters on the dispersion of tweek parameters / R. Prasad // J. Atmos. Terr. Phys. – 1981. – Vol. 43, doi:10.1016/0021-9169(81)90151-3. – P. 1271–1273.
89. Оценка параметров профиля проводимости нижней ионосферы / А. В. Швец, Т. Н. Сердюк, А. П. Кривонос, Ю. В. Горишняя // Радиофизика и электроника. – 2015. – Т. 6 (20), № 1. – С. 40–47.
90. Кривонос А. П. Сравнительный анализ методов оценки параметров нижней ионосферы с помощью твик-атмосфериков / А. П. Кривонос, А. В. Швец // Радиофизика и радиоастрономия. – 2016. – Т. 21, № 4. – С. 270–278.
91. Krivonos A. P. Comparative analysis of methods for solving the inverse problem of recovering the parameters of the Earth-ionosphere waveguide excited by lightning / A. P. Krivonos, A. V. Shvets // International Young Scientists Forum on Applied Physics. – Dnipropetrovsk. – 29 Sept. – 2 Oct. 2015. – 1 электрон. опт. диск (CD-ROM).
92. Krivonos A. P. Comparison of single station methods for analysis of tweek atmospherics / A. P. Krivonos, V. A. Plakhtii // Proceedings of the 16th International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory (MMET). – Lviv, July 5–7, 2016. – P. 165–168.
93. Krivonos A. P. Comparative analysis of methods for estimation of parameters of the ionosphere by tweek atmospherics / A. P. Krivonos // 9th International Kharkiv Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and

- Submillimeter Waves. – Kharkov, June 21–24, 2016. – DOI: 10.1109 / MSMW.2016.753802210.1109 / MSMW.2016.7538022.
94. Shvets A. V. Analysis of Tweek-atmospherics, Synthesized Under the Quasi-longitudinal Propagation Model in Sharply Bounded Magnetized Ionosphere / A. V. Shvets, A. P. Krivonos // II International Young Scientists Forum On Applied Physics And Engineering. – Kharkiv, 10–14 Oct. 2016. – 1 електрон. опт. диск (CD-ROM).
 95. Serdiuk T. N Multimode tweek-atmospherics in the earth-ionosphere waveguide / T. N. Serdiuk, A. V. Shvets, A. P. Krivonos // Тези VII Міжнародної науково-практичної конференції «Безпека та електромагнітна сумісність на залізничному транспорті» (S&EMC). – Розлуч, 06 лютого – 19 лютого 2016. – С. 71–72.
 96. Wait J. R. Characteristics of the earth-ionosphere waveguide for VLF radio waves / J. R. Wait, K. P. Spies // In: NBS Technical Note 300. Washington, DC: U.S. Department of Commerce, National Bureau of Standards. – 1964.
 97. Greifinger C. Approximate method for determining ELF eigenvalues in the earth-ionosphere waveguide / C. Greifinger, P. Greifinger // Radio Science. – September – October, 1978. – Vol. 13(5). – P. 831–837.
 98. Porrat D. Modal phenomena in the natural electromagnetic spectrum below 5 kHz / D. Porrat, P. R. Bannister, A. C. Fraser-Smith // Radio Science. – 2001. – Vol. 36. – P. 499–506.
 99. A time domain direction finding technique for locating wide band atmospherics / A. P. Nickolaenko, V. A. Rafalsky, A. V. Shvets, M. Hayakawa // Journal of Atmospheric Electricity. – 1994. – Vol. 14(1). – P. 97–107.
 100. Tumanski S. Handbook of magnetic measurements (Series in Sensors) / S. Tumanski // Ch.4 – Magnetic sensors [текст– CRC Press – 2011.
 101. Harriman S. K. Magnetic Sensor Design for Femtotesla Low-Frequency Signals / S. K. Harriman, E. W. Paschal // U.S. Inan – IEEE Transactions on geoscience and remote sensing. – January, 2010. – Vol. 48(1) – P. 396–402.

102. Шве́ц А.В. Комплекс для многокомпонентных измерений СНЧ–ОНЧ электромагнитных полей / А.В. Шве́ц, А.П. Кривонос, В.К. Иванов // Радиофизика и электроника. – 2016. – Т. 7(21), №4. – С. 49–55.
103. Сердюк Т.Н. Комплекс для измерения и регистрации низкочастотных электромагнитных полей / Т.Н. Сердюк, А.В. Шве́ц, А.П. Кривонос // Энергозбереження на залізничному транспорті та в промисловості: Матеріали VI Міжнародної науково-практичної конференції. – Воловець, 10 червня – 13 червня 2015 р. – С. 106 –107.
104. Метод расчета параметров индукционного датчика для согласования с входными шумами усилителя / Т. Н. Сердюк, А. В. Шве́ц, А. П. Кривонос, Ю.В. Горишня // Тези VIII Міжнародної науково-практичної конференції «Безпека та електромагнітна сумісність на залізничному транспорті». – Чернівці, 01 лютого – 03 лютого 2017. – С. 62–63.
105. Шве́ц А. В. Экспериментальное исследование распространения СНЧ-СДВ атмосфериков и динамика мировой грозовой активности / А. В. Шве́ц // Дис. на соиск. уч. ст. канд. физ. – мат. наук. – госуниверситет им. А.М. Горького. – Харьков. – 1994. – С. 153.
106. Jean A. G. Calibration of Loop Antennas at VLF / A. G. Jean, H. E. Taggart, J. R. Wait // Journal of research of the National Bureau of Standards-C. Engineering and Instrumentation. – 1961.– Vol. 65, №3. – P. 189–193.
107. Режим доступу до інформації: <http://www.playrec.co.uk/>
108. Сердюк, Т.Н., Выделение импульсных сигналов на фоне мощных помех от силовых сетей / Т.Н. Сердюк, А.В. Шве́ц, В.К. Иванов – Электромагнитная совместимость и безопасность на железнодорожном транспорте. – 2011. – №1. – С. 77–83.
109. Rodger C. J. Location accuracy of VLF World Wide Lightning Location (WWLL) network: Post-algorithm upgrade / C. J. Rodger, J. B. Brundell, R.L. Dowden // Ann. Geophys. – 2005. – Vol. 23. – P. 277–290.

110. Особенности распространения и структура поля твиков / Б. Е. Едемский, Б. С. Рябов, С. С. Тараненко [и др.] // Препринт / АН СССР. ИЗМИРАН. – 1988. – Т. 6 (800) – С. 31.
111. A technique for automatic monitoring the lower ionosphere and lightning location by tweek-atmospherics / A.V. Shvets, A.P. Krivonos, T.N. Serdiuk, M. Hayakawa // International Journal of Electronics and Applied Research (IJEAR). –2017. – Vol.4, Issue 2. – P. 1 – 14.
112. Шве́ц А. В. Предварительные результаты мониторинга нижней ионосферы на основе анализа твик-атмосфериков / А. В. Шве́ц, А. П. Кривонос // Радиофизика и электроника. –2017. – Т.8 (22), № 3. – С.49–57.
113. Krivonos A. P. Variations of the Effective Height of the Lower Ionosphere by Results of Analysis of Tweek-Atmospherics. Preliminary Results. / A.P. Krivonos, A. V. Shvets, S. M. Khmara // First Ukraine Conference on Electrical and Computer Engineering (UKRCON). – 2017 – P. 1–4.
114. A Density-Based Algorithm for Discovering Clusters in Large Spatial Databases with Noise / M. Ester, H. P. Kriegel, J. Sander, X. Xu //Proceedings of 2nd International Conference on Knowledge Discovery and Data Mining (KDD-96). – 1996. – P. 226–231.
115. Добровольное сообщество совместной грозопеленгации в реальном времени. В© 2003 – 2018 Участники проекта Blitzortung.org. – Режим доступа до інформації: http://ru.blitzortung.org/archive_data.php.
116. World Data Center for Geomagnetism, Kyoto. – Режим доступа до інформації: <http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/index.html>.
117. Goddard Space Flight Center, Space Physics Data Facility. – Режим доступа до інформації: <https://omniweb.gsfc.nasa.gov/form/dx1.html>.
118. Using tweek atmospherics to measure the response of the low-middle latitude D-region ionosphere to a magnetic storm / H. Ohya, M. Nishino, Y. Murayama,

K. Igarashi, A. Saito // Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. – 2006. – Vol. 68. – P. 697–709.

119. Данилов А.Д. Популярная аэрономия / А.Д. Данилов // Ленинград: Гидрометиздат. – 1989. – С. 230.

ДОДАТОК А

Список публікацій за темою дисертації

1. Оценка параметров профиля проводимости нижней ионосферы на основе анализа твик-атмосфериков / А.В. Швец, Т.Н. Сердюк, А. П. Кривонос, Ю.В. Горишня // Радиофизика и электроника. – 2015. – Т.6 (20), №1. – С. 40– 47.
2. Кривонос А. П. Сравнительный анализ методов оценки параметров нижней ионосферы с помощью твик-атмосфериков / А. П. Кривонос, А. В. Швец // Радиофизика и радиоастрономия. – 2016. – Т. 21, № 4. – С. 270–278.
3. Швец А.В. Комплекс для многокомпонентных измерений СНЧ–ОНЧ электромагнитных полей / А.В. Швец, А.П. Кривонос, В.К. Иванов // Радиофизика и электроника. – 2016. – Т.7(21), №4. – С. 49–55.
4. A technique for automatic monitoring the lower ionosphere and lightning location by tweek-atmospherics / A.V. Shvets, A.P. Krivonos, T.N. Serdiuk, M. Hayakawa // International Journal of Electronics and Applied Research (IJEAR). –2017. – Vol.4, Issue 2. – P. 1 – 14.
5. Швец А. В. Предварительные результаты мониторинга нижней ионосферы на основе анализа твик-атмосфериков / А. В. Швец, А. П. Кривонос // Радиофизика и электроника. –2017. – Т.8 (22), № 3. – С.49–57.
6. Сердюк Т.Н. Комплекс для измерения и регистрации низкочастотных электромагнитных полей / Т.Н. Сердюк, А.В. Швец, А.П. Кривонос // Энергозбереження на залізничному транспорті та в промисловості: Матеріали VI Міжнародної науково-практичної конференції. – Воловець, 10 червня – 13 червня 2015 р. – С. 106 –107.
7. Krivonos A. P. Comparative analysis of methods for solving the inverse problem of recovering the parameters of the Earth-ionosphere waveguide excited by lightning / A. P. Krivonos, A. V. Shvets // International Young Scientists Forum on Applied Physics. – Dnipropetrovsk, 29 Sept. – 2 Oct. 2015. – 1 електрон. опт. диск (CD-ROM).

8. Krivonos A. P. Comparative analysis of methods for estimation of parameters of the ionosphere by tweek atmospherics / A. P. Krivonos // 9th International Kharkiv Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves. – Kharkov, June 21–24, 2016. – DOI: 10.1109 / MSMW.2016.753802210.1109 / MSMW.2016.7538022.
9. Krivonos A. P. Comparison of single station methods for analysis of tweek atmospherics / A. P. Krivonos, V. A. Plakhtii // Proceedings of the 16th International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory (MMET). – Lviv, July 5–7, 2016. – P. 165–168.
10. Serdiuk T. N Multimode tweek-atmospherics in the earth-ionosphere waveguide / T. N. Serdiuk, A. V. Shvets, A. P. Krivonos // Тези VII Міжнародної науково-практичної конференції «Безпека та електромагнітна сумісність на залізничному транспорті» (S&EMC). –Розлуч, 06 лютого – 19 лютого 2016. – С. 71–72.
11. Shvets A. V. Analysis of Tweek-atmospherics, Synthesized Under the Quasi-longitudinal Propagation Model in Sharply Bounded Magnetized Ionosphere / A. V. Shvets, A.P. Krivonos // II International Young Scientists Forum On Applied Physics And Engineering. – Kharkiv, 10–14 Oct. 2016. - 1 електрон. опт. диск (CD-ROM).
12. Метод расчета параметров индукционного датчика для согласования с входными шумами усилителя / Т. Н. Сердюк, А. В. Шве́ц, А. П. Кривонос, Ю.В. Горишня // Тези VIII Міжнародної науково-практичної конференції «Безпека та електромагнітна сумісність на залізничному транспорті». – Чернівці, 01 лютого – 03 лютого 2017. – С. 62–63.
13. Обратная задача восстановления параметров волновода Земля-ионосфера, возбуждаемого разрядом молнии / А.В. Шве́ц, А. П. Кривонос, Т.Н. Сердюк, Ю. В. Горишня // Збірник наукових праць Харківського університету Повітряних Сил. – 2013. – Т.3(36). – С. 84 – 90.

14. Комплекс для измерения и регистрации электромагнитных полей в диапазоне СНЧ – ОНЧ / А.В. Швец, Т.Н. Сердюк, А.Ю. Щекотов, Г.Г. Беляев, А. П. Кривонос // Безпека та електромагнітна сумісність на залізничному транспорті. – 2014. – № 7. – С. 11–21.

Апробація результатів дисертації

Матеріали дисертації доповідалися й обговорювалися на наступних семінарах, конференціях і симпозіумах: наукові семінари ІРЕ ім. О. Я. Усикова НАН України; International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory, MMET-2016 (Львів, Україна, 2016); 9th Int. Kharkov Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves and Workshop on Terahertz Technologies, (Харків, Україна, 2016); YSF – 2015, (Дніпропетровськ, Україна, 2015); YSF – 2016 (Харків, Україна, 2016); VI Міжнародна науково-практична конференція «Енергозбереження на залізничному транспорті та в промисловості», (Воловець, 10 червня – 13 червня 2015 р.); VII Міжнародна науково-практична конференція «Безпека та електромагнітна сумісність на залізничному транспорті» (S&EMC), (Розлуч, Україна, 2016 р.); VIII Міжнародна науково-практична конференція «Безпека та електромагнітна сумісність на залізничному транспорті». – (Чернівці, Україна, 2017).