Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна
Міністерство освіти і науки України

Кваліфікаційна наукова
праця на правах рукопису

Микита ШЕВЕЛЕВ

УДК 551.558, 551.596, 534.221

ДИСЕРТАЦІЯ

Параметри інфразвукових хвиль, згенерованих джерелами різної фізичної природи

Спеціальність 105 – Прикладна фізика та наноматеріали
(Галузь знань 10 - Природничі науки)
Подається на здобуття наукового ступеня доктора філософії

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

Науковий керівник:
Леонід ЧОРНОГОР, доктор фізико-математичних наук, професор

Харків–2023

АНОТАЦІЯ

Шевелев М. Б. Параметри інфразвукових хвиль, згенерованих джерелами різної фізичної природи. – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора філософії за спеціальністю 105 – Прикладна фізика та наноматеріали (Фізико-математичні науки). – Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна Міністерства освіти і науки України, Харків, 2023.

Дисертаційна робота присвячена розв’язанню актуальної проблеми – експериментальному та теоретичному дослідженню впливу інфразвукових хвиль, згенерованих джерелами природного та штучного походження, на параметри атмосферно-космічних радіоканалів, які використовуються засобами телекомунікації, радіолокації, радіонавігації, радіопеленгації, тощо, а також на характеристики радіохвиль.

Метою дисертаційної роботи є дослідження основних фізичних процесів в атмосферно-іоносферних радіоканалах, які супроводжували вплив на навколоземне середовище хвиль інфразвукового діапазону, згенерованих джерелами природного та техногенного походження.

З першого розділу, який є оглядовим, випливає, що більшість джерел інфразвуку як природного, так і штучного походження є локалізованими в часі та просторі. Аналіз збурень параметрів від подібних джерел дозволив з великою ймовірністю виявити інфразвукові коливання на різних моніторингових станціях світу. Наведено дані про набір технічних засобів, які доцільно використовувати для реєстрації інфразвукових коливань. Описано складнощі, що виникають у процесі реєстрації інфразвукових коливань, і методи їхнього вирішення. Описано основні методи комп’ютерного аналізу інфразвукових сигналів за допомогою спеціального програмного забезпечення й алгоритмів, які розроблено для пакетів комп’ютерної математики. Оцінено основні параметри збурень тиску в

повітрі від різних джерел за даними зарубіжних робіт. Показано, що теоретичне описання поширення інфразвуку в атмосфері потребує застосування відповідних моделей і фізичних спрощень, зокрема – представлення поширення радіохвиль в атмосферно-іоносферних радоканалах у рамках променевого та хвилеводного наближення. Перше найбільш вдало описує фізичні процеси на відносно невеликих відстанях (до 1 Мм), друге – на більших відстанях (більше 1 Мм).

У другому розділі розглянуто статистичні характеристики метеороїдів як важливого джерела інфразвукових хвиль. Підтверджено, що число падінь мініастероїдів швидко спадає зі збільшенням їх енергії світіння. Обґрунтовано, що закон розподілу числа падінь космічних тіл метрового розміру за довготою є близьким до рівномірного. Розподіл числа падінь за широтою зменшується при збільшенні широти, що обумовлено не астрономічними, а геометричними причинами. Серед усіх космічних тіл, які потрапляють до атмосфери Землі, сталою є кількість космічних тіл в діапазоні енергій свічення 20 ГДж – 150 ГДж. При збільшенні енергії від 125 ГДж до 3000 ГДж прийнятний степеневий закон розподілу. Швидкість більшості космічних тіл варіювалася в діапазоні приблизно від 12,5 км до 20 км/с, і лише в двох випадках спостерігалось значення швидкості від 45 км/с до 49 км/с. Залежність числа космічних тіл, які вторгаються до атмосфери, від висоти області їхнього максимального свічення добре апроксимується нормальним законом у діапазоні висот 20 км – 48 км. Спостерігається досить високий статистичний зв’язок між квадратом початкової швидкості космічного тіла та логарифмом енергії свічення.

Третій розділ присвячено встановленню залежностей основних параметрів інфразвукових хвиль, згенерованих падінням і вибухом крупних космічних тіл, від відстані. Предприйнято спробу вивести прості математичні співвідношення, засновані на фізично адекватних і зрозумілих механізмах поширення інфразвукових хвиль на глобальні відстані уздовж поверхні Землі.

За результатами дослідження акустичного сигналу від унікального Тунгуського космічного тіла встановлено, що залежність амплітуди інфразвукової хвилі, згенерованої падінням і вибухом Тунгуського космічного тіла, від відстані є складною та з трудом піддається апроксимації простими математичними співвідношеннями, заснованими на фізично розумних механізмах поширення інфразвукових хвиль уздовж поверхні Землі на глобальні відстані. Порівняльний аналіз отриманих апроксимуючих залежностей дозволив з їх сукупності обрати кращі залежності. До них відносяться залежності, засновані на наступних моделях поширення інфразвукових хвиль в хвилеводах, що утворені поверхнею Землі та атмосферними областями (в першу чергу стратосферою та в меншій мірі термосферою): модель зі сферичною розбіжністю з поступовим переходом до циліндричної розбіжності та модель з циліндричною розбіжністю та загасанням.

Проведено статистичний аналіз основних параметрів сигналу (часу затримки, швидкості приходу, тривалості, періоду коливань і амплітуди) в залежності від горизонтальної відстані між областю свічення Індонезійського суперболіду та місцезнаходженням інфразвукової станції. Наведено апроксимуючі залежності параметрів сигналу від відстані. Побудовано кореляційні поля. Оцінено основні параметри метеороїду, скориговане значення швидкості приходу інфразвукового сигналу та середньої швидкості тропосферно-стратосферного вітру.

Для Челябінського космічного тіла показано, що кореляційне поле «швидкість приходу інфразвукового сигналу – відстань між джерелом та станцією» має значний розкид, середнє значення цієї швидкості складає 286.0 ± 21.5 м/с. Отримані апроксимуючі залежності для швидкості приходу інфразвукового сигналу від відстані між джерелом і станцією, а також від азимуту джерела, тривалості та амплітуди сигналу від відстані. Побудовано кореляційне поле для періодів основного коливання, оціненого за двома різними методиками. Час запізнення інфразвукового сигналу збільшувався

практично за лінійним законом при збільшенні відстані між джерелом інфразвуку та станцією. Середня по всіх трасах швидкість приходу інфразвукового сигналу складала 291 м/с. Залежність швидкості приходу від відстані через сильний розкид даних спостережень апроксимовано константою. Залежність швидкості приходу від синусу азимутального кута (розрахованого та оціненого) апроксимована лінійним законом, з якого оцінено середнє по всіх трасах значення швидкості (287 – 288 м/с) та швидкості тропосферно-стратосферного вітру (12 – 14 м/с). Залежність тривалості інфразвукового сигналу від відстані апроксимовано лінійним законом. При цьому тривалість сигналу поблизу джерела складала біля 10.7 хв. У спектрі інфразвукового сигналу на різних станціях переважали складові з періодом приблизно від 17 до 85 с. Середні значення періодів, отримані за допомогою різних методик, змінювались приблизно від 35 до 39 с.

Дослідження акустичних коливань, згенерованих Липецьким метеороїдом, показали, що час запізнення інфразвукового сигналу збільшувався при збільшенні горизонтальної відстані від епіцентру вибуху метеороїду до станцій за лінійним законом. При цьому середня за всіма трасами швидкість приходу сигналу була близькою до 304 – 305 м/с. Швидкість приходу інфразвукового сигналу при збільшенні відстані спочатку достатньо швидко спадала, а на відстанях 4.5 – 8.66 Мм флуктуювала біля значення 302 м/с. Залежність тривалості інфразвукового сигналу від відстані була спадаючою за лінійним законом. Дисперсійне уширення сигналу було несуттєвим на відстанях 5 – 8 Мм. Середні значення періодів інфразвукового сигналу, які не залежать від відстані та які оцінено за різними регресіями, дорівнювали 6.28±0.98 та 6.14±0.76 с. Середнє значення початкової кінетичної енергії метеороїду, отримане з інфразвукових спостережень періода коливань, складає 2.26 – 2.43 кт ТНТ, що несуттєво відрізняється від незалежних даних НАСА (2.8 кт ТНТ). Апроксимація швидкості приходу інфразвукового сигналу від синуса азимутального кута показала, що скориговане значення швидкості приходу сигналу складало біля

300 м/с, а середнє значення тропосферно-стратосферного вітру було близьким до 25 – 31 м/с. Аналіз кореляційних полів показав, що існує стійкий статистичний зв'язок між спостережуваним та істинним азимутами джерела інфразвуку. Відмічено, що мала місце тенденція до збільшення рівня флуктуацій азимуту при збільшенні відстані.

Для параметрів інфразвукового сигналу, згенерованого Камчатським космічним тілом, встановлено наступне. Амплітуда інфразвукового сигналу досить швидко спадала при збільшенні відстані від місця вибуху метеороїду до місця реєстрації сигналу. Час запізнення інфразвукового сигналу збільшувався в міру збільшення відстані між місцем вибуху космічного тіла та місцем реєстрації сигналу. Швидкість приходу сигналу залежала від вказаної відстані й орієнтації траси та змінювалася в межах 269 – 308 м/с. Тривалість інфразвукового сигналу практично не залежала від відстані між місцем генерації та місцем реєстрації сигналу. Спектри інфразвукового сигналу були широкосмуговими, в них були присутні періоди від ~5 до ~40 с. Разом з тим найбільша енергія припадала на виділені періоди 12 – 15 і 28 – 33 с. Побудовано кореляційні поля та регресії для основних параметрів інфразвуку. За переважним періодом інфразвуку оцінено кінетичну енергію (179 кт ТНТ) та акустичну ефективність (~4%) космічного тіла.

У четвертому розділі продемонстровано приклади залежностей амплітуди хвилі інфразвукового діапазону, згенерованої потужним вулканом і зареєстрованої станціями світової мережі на різних континентах світу, від відстані між станцією та джерелом. Установлено, що найбільш вдалою є апроксимація, яка описує хвилеводне поширення із загасанням. Оцінено відповідні коефіцієнти та глибину загасання.

Вперше на прикладі масових вибухів складів боєприпасів у Вінницькій області у п'ятому розділі показано, що при збільшенні енерговиділення від 3 до 53 т ТНТ спостерігалася тенденція до збільшення амплітуди та періоду переважаючого коливання. Тривалість цугів коливань при цьому збільшувалася від ~1.5 до 2 хв. Встановлено, що при невеликій (на 15 – 18%)

зміні відстані між епіцентром вибухів і місцем розташування інфразвукової станції параметри інфразвукового сигналу змінювалися незначно. Відмінності в хвильових формах пов'язані з орієнтацією траси. Виявлено, що при енерговиділенні, що дорівнює 53 т ТНТ, в спектрі коливань переважали гармоніки з періодом від 3 до 5 – 6 с. Тривалість цугів коливань з такими періодами становила 40 с. Розраховано, що середня швидкість приходу для різних трас при стратосферного відображенні хвиль змінювалася в межах 300 – 309 м/с, що свідчить про вплив вітру у верхній атмосфері на поширення інфразвуку. При термосферному відбитті хвиль амплітуда сигналу була в кілька разів менше, а швидкість приходу становила 245 – 250 м/с.

На прикладі серій масових вибухів поблизу м. Ічня вивчено особливості хвилевих форм інфразвукових сигналів, їх амплітуд і спектрального складу при далекому (218 км) поширенні хвиль, згенерованих впродовж техногенної катастрофи на арсеналі боєприпасів. Показано, що при збільшенні енерговиділення від 4.1 до 49.9 тон ТНТ спостерігалася тенденція до збільшення амплітуди та періоду переважаючого коливання. Тривалість цугів коливання при цьому збільшувалася від 2.5 до 7 с. Виявлено, що при енерговиділенні, рівному 49.9 тон ТНТ, в спектрі коливань переважали гармоніки з періодами від 1 до 2 с. Розраховано, що середня швидкість приходу хвиль змінювалася в межах 300 – 333 м/с. Побудовано основні кореляційні поля.

У шостому розділі на прикладі сильної геокосмічної бурі, як важливого джерела інфразвуку, вивчено особливості хвилевих форм геомагнітних компонент на різних станціях світової мережі *InterMagnet*. Показано, що зі зменшенням широти амплітуда варіацій *X*- і *Y*-компонент спадає. Основні періоди, які спостерігалися в спектрі коливань, складали 35 хв – 55 хв та 70 хв – 110 хв. Амплітуда коливань змінювалась приблизно в 70 разів. Тривалість квазіперіодичних коливань варіювалася в діапазоні 2–16 годин.

У сьомому розділі вперше на прикладі помірного землетрусу в Албанії, як потужного джерела інфразвуку, продемонстровано, що подібні джерела

можуть викликати квазіперіодичні варіації рівня геомагнітного поля, які мають час запізнення близько 6 хв і тривалість 70–80 хв. Переносником збурень в цьому випадку могли бути магнітогідродинамічні хвилі. Квазіперіодичні збурення, які мають час запізнення 97–106 хв і тривалість близько 130–140 хв, швидше за все, викликані землетрусом. За перенесення збурень відповідали акустико-гравітаційні хвилі, які мають період 7–14 хв. Відносне збурення концентрації електронів у полі акустико-гравітаційної хвилі було близько 5.3%. Результати спостережень за албанським і турецьким землетрусами в цілому узгоджуються між собою.

Ключові слова: хвиля, іоносфера, вітер, хвилевід, статистичний аналіз, падіння метеороїдів, землетрус, апроксимація, амплітуда тиску, надширокосмуговий сигнал, сферична та циліндрична розбіжність, дисперсія, фазова швидкість, загасання.

ABSTRACT

Shevelev M. B. Parameters of infrasound waves generated by sources of different physical origin. – Qualifying scientific work is as a manuscript.

Thesis for a Philosophy Doctor Degree in Physics and Mathematics: Speciality 105 – Applied Physics and Nanomaterials (Physics and Mathematics). – V. N. Karazin Kharkiv National University, Ministry of Education and Science of Ukraine, Kharkiv, 2023.

This Ph.D. thesis is devoted to the solution of an urgency task: this is experimental and theoretical research of the infrasound waves action generated by sources of natural and artificial origin, on the parameters of atmospheric and space radio channels used by means of telecommunications, radar, radio navigation, radio direction finding, etc., as well as on the characteristics of radio waves.

The goal of this thesis is to study the main physical processes in the atmospheric and ionospheric radio channels during the impact on the near-Earth environment of infrasound waves generated by sources of natural and anthropogenic origin.

From the Chapter I (analytical review of Ph.D. thesis), it follows that most sources of infrasound, both natural and artificial, are localized in time and space. The analysis of parameter disturbances from similar sources made it possible to detect low-frequency (LF) oscillations at various monitoring stations around the world. The data on the range of technical equipment, which are effective to use for recording LF oscillations, are given. Difficulties arising in the process of recording infrasound vibrations and methods of their solution are described. Basic methods of computer analysis of infrasound signals using special software and algorithms developed for computer mathematics packages are described. The main parameters of air pressure disturbances from various sources were estimated based on the data of foreign works. It is shown that the theoretical description of the propagation of infrasound in the atmosphere requires the use of appropriate models and physical

simplifications, in particular, the representation of the propagation of radio waves in atmospheric-ionospheric radio channels within the framework of the ray and waveguide approximation. The first most successfully describes physical processes at relatively small distances (up to 1 Mm), when the second approximation is rational for longer distances (more than 1 Mm).

At the Chapter II a rapid decrease in the number of asteroids with increasing of their glow energy is confirmed. It is substantiated that the law of distribution of the number of falls of meter-size bolides by longitude is close to uniform. The distribution of the number of falls by latitude decreases with increasing latitude, which is due not to astronomical reasons, but to geometric reasons. Among all bolides that enter the Earth's atmosphere, the number of cosmic bodies in the range of luminescence energies from 20 GJ to 150 GJ is constant. When increasing the energy from 125 GJ to 3000 GJ, a power-law distribution is acceptable. The speed of most of the space bodies varied in the range of approximately from 12.5 km to 20 km/s, and only two cases were observed with a speed value from 45 km/s to 49 km/s. The dependence of the number of cosmic bodies invading the atmosphere on the height of the region of their maximum luminosity is well approximated by the normal law in the (20–48) km height range. A fairly high statistical relationship is observed between the square of the initial speed of the cosmic body and the logarithm of the luminous energy.

The Chapter III is devoted to establishing the dependence of the main parameters of infrasound waves from the fall and explosion of large celestial bodies versus distance. An assume was made to derive simple mathematical relations based on physically adequate and understandable mechanisms of propagation of infrasound waves over global distances along the Earth's surface.

It is found out from infrasonic signal analysis of unique Tunguska celestial body the following conclusions have been drawn from this study: (1) the dependence of the amplitude of the infrasound wave generated by the Tunguska celestial body on distance is determined to be complex and difficult to fit with simple mathematical relations based on reasonable physical models of the

propagation of infrasound waves along the Earth's surface at global-scale distances, (2) the intercomparison of the approximating relations determined permitted the selection of preferable relations from their entire set. To these latter belong the relations based on the following models for propagation of infrasound waves in the waveguides formed by the ground and atmospheric layers (primarily, by the stratosphere, and, to a lesser degree, by the thermosphere): (1) a spherical wavefront gradually becoming a cylindrical wavefront, and (2) a cylindrical wavefront with attenuation.

The statistical analysis of the basic signal parameters (time delay, celerity, duration, oscillation period, and amplitude) has been performed as a function of the horizontal distance from the luminosity region of the Indonesian super-bolide to the place of a corresponding infrasound station. The approximating relations for the signal parameters as a function of range are presented. Correlation diagrams are constructed. The principal meteoroid parameters, the corrected infrasound wave celerity, and the mean troposphere-stratosphere wind speed are estimated.

For Chelyabinsk meteoroid it is found the correlation diagrams for the infrasound signal celerity and the distance between the source and an observation station have been shown to exhibit a significant scatter with a mean of 286.0 ± 21.5 m/s. The model fits of the infrasound signal celerity to the signal duration, to the back-azimuth angle of arrival, and to the distance between the source and an observation station, as well as the model fit of the signal amplitude to distance, are determined. The correlation diagrams for the main oscillation periods obtained by two different techniques are constructed. The infrasound signal time delay increases virtually linearly with the distance between the infrasound source and the station. The infrasound signal celerity averaged over all paths is equal to 291 m s^{-1}. The dependence of the celerity on the distance is fit with a constant due to a large scatter of the data. The dependence of the celerity on the sine of the back-azimuth angle of arrival, both calculated and estimated, is fit with a straight line that gives mean values of the celerity (287 – 288 m s^{-1}) and troposphere-stratosphere winds (12 – 14 m s^{-1}) along all paths. The dependence of the infrasound signal duration

on the distance is fit with a straight line, and the signal duration near the source is found to be 10.7 min. The spectral components with a period in the 17-s to 85-s range predominate in the infrasound signal spectrum, and the period mean values estimated by employing different techniques vary from 35 s to 39 s.

Acoustic oscillations investigation, which generated by Lipetsk meteoroid, shown the infrasonic signal exhibits a linear dependence of the infrasonic signal time delay on the horizontal distance from the meteoroid explosion epicenter, and the signal celerity averaged over all propagation paths is estimated to be approximately 304 – 305 m/s. The infrasonic signal celerity first shows a rapid enough decrease with distance, but over the 4.5 – 8.66-Mm distance range exhibits fluctuations about the 302 m/s value. The duration of the infrasonic signal shows a linear decrease with distance, and the signal duration dispersion is insignificant in the 5 – 8 Mm distance range. The mean periods of the infrasonic signal, independent of distance and averaged over various regression functions, are estimated to be 6.28±0.98 s and 6.14±0.76 s. The mean of the initial kinetic energy estimated using the oscillation period of the infrasonic signal is 2.26 – 2.43 kt TNT, which differs insignificantly from the NASA estimates (2.8 kt TNT). The approximation for the dependence of celerity vs. sine of the back-azimuth angle of arrival shows that the corrected value of the celerity is about 300 m/s, and the mean of the troposphere-stratosphere wind is approximately 25 – 31 m/s. Analysis of the scatter diagrams has shown that a steady statistical link exists between the true and observed back-azimuth angles of infrasound sources. It is noted that the level of fluctuations in the azimuth tends to increase with distance.

For Kamchatka meteoroid infrasonic signal it was found that the infrasonic signal amplitude exhibits quite a rapid decrease with distance between an infrasonic station and the meteoroid’s explosion site. The time delay of the infrasonic signal shows an increase with distance between the celestial body explosion and the site of signal detection. The signal celerity exhibits a dependence on the distance and the path orientation; it is estimated to be in the range of 269–308 m/s. The infrasonic signal duration shows virtually no dependence on the

distance from the detonation point to an infrasonic station. The infrasonic signal spectra have a wide bandwidth with periods from ~5 to ~40 s. At the same time, the greatest energy falls within the isolated periods of 12–15 s and 28–33 s. The scatter diagrams and regressions for the infrasound main parameters were plotted. The celestial body's kinetic energy (179 kt TNT) and acoustic efficiency (~4%) were estimated from the prevailing infrasonic period.

In the Chapter IV, examples of dependences of the amplitude of the infrasound wave generated by a powerful volcano and registered by stations of the global network on different continents of the world, on the distance between the station and the source are demonstrated. It was established that the most successful approximation is the one that describes waveguide propagation with attenuation. The corresponding coefficients and attenuation depth were estimated.

At Chapter V (on the example of massive ammunition depot at Vinnytsia region) it was shown that an upward trend in the amplitude and period of the predominant oscillation were observed when the energy release increased from 3 to 53 tons of TNT, while the duration of the oscillation trains increased from ~1.5 to 2 min. The infrasonic signal parameters were determined to change insignificantly when the distance between the explosion epicenter and an infrasonic station location changed a little (by 15 to 18 %). The differences in the wave forms are related to orientation of the propagation path. The analysis has revealed that the harmonics in the 3 to 5 – 6 s period range were predominant when the energy release was equal to 53 tons of TNT. The duration of the trains of oscillations with such periods amounted to 40 s. The average celerity was calculated to change within 300 to 309 m/s for different propagation paths with stratospheric wave reflections, that provides evidence for the influence of the wind in the upper atmosphere on the infrasound propagation. The thermospheric reflection resulted in the signal amplitude smaller by a factor of a few times and the celerity equal from 245 to 250 m/s.

At the Ichnia ammunition depot catastrophe the features of the waveforms, amplitudes, and spectral content of the infrasonic signals generated during the

man-made catastrophe and propagated to long distances (218 km) from the ammunition depot near the Town of Ichnia (Chernihiv Province, Ukraine) on October 9 – 10, 2018 have been investigated. It has been shown that an upward trend in the amplitude and period of the predominant oscillation are observed when the energy release increases from 4.1 to 49.9 tons of TNT. The duration of the oscillation trains increases from 2.5 to 7 s. The analysis has revealed that the harmonics in the 1 to 2-s period range are predominant when the energy release was equal to 49.9 tons of TNT. The average celerity of waves is calculated to vary within the 300 to 333 m/s interval. The main correlation fields are plotted.

At the Chapter VI, using the example of a strong geospace storm, the peculiarities of the geomagnetic components waveforms at various stations of the *InterMagnet* global network were studied. It is shown that as the latitude decreases, the amplitude of the *X*- and *Y*-component variations decreases. The main periods observed in the spectrum of oscillations reached from 35 min to 55 min and from 70 min to 110 min. The amplitude of oscillations changed approximately 70 times. The duration of quasi-periodic oscillations varied in the (2–16) hours range.

At the Chapter VII for the Albanian moderate earthquake it is demonstrated similar sources can cause of the quasi-periodic variations in the level of the geomagnetic field which observed with a 6 min lag and a 70–80 min duration. These disturbances could be transferred by the magnetohydrodynamic waves. The quasi-periodic variations that were observed to appear with a 97–106 min lag and to last for about 130–140 min were most likely due to the earthquake. They were transferred by the atmospheric gravity waves with a period of 7–14 min. A relative disturbance in the electron density in the atmospheric gravity wave field was observed to be approximately 5.3%. The results obtained from observations of Albanian and Turkish earthquakes show agreement.

Keywords: wave, ionosphere, wind, waveguide, statistic analysis, meteoroids fall, earthquake, approximation, pressure amplitude, ultra-wideband signal, spherical and cylindrical wavefront, dispersion, phase velocity, attenuation.

СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

Наукові праці в фахових виданнях:

1. Чорногор Л. Ф. Геомагнітний ефект албанського землетрусу 26 листопада 2019 р. / Л. Ф. Чорногор, К. П. Гармаш, М. Ю. Голуб, С. Г. Леус, М. Б. Шевелев, Y. Luo // Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка». – 2020. – Вип. 32. – С. 44–52. https://doi.org/10.26565/2311-0872-2020-32-05

(Особистий внесок здобувача: Обробка результатів спостереження хвилевих форм та аналіз інфразвукових сигналів, що супроводжували помірний землетрус. Спектральний і статистичний аналіз експериментальних даних. Написання окремих розділів, участь в обговоренні результатів.)

Наукові праці в наукових виданнях, які індексуються в науковометричних базах WoS/SCOPUS:

2. Chernogor L. F. Parameters of the Infrasound Signal Generated by a Meteoroid over Indonesia on October 8, 2009 / L. F. Chernogor, M. B. Shevelev // Kinematics and Physics of Celestial Bodies. – 2018. – Vol. 34, No 3. – Pp. 147–160. https://doi.org/10.3103/S0884591318030030

(Особистий внесок здобувача: Аналіз вимірювань основних характеристик інфразвукового сигналу, згенерованого великим космічним тілом, побудова апроксимацій, фізична інтерпретація отриманих результатів. Написання окремих розділів, участь в обгворенні результатів.)

3. Chernogor L. F. Characteristics of Infrasonic Signals Generated by the Lipetsk Meteoroid: Statistical Analysis / L. F. Chernogor, M. B. Shevelev // Kinematics and Physics of Celestial Bodies. – 2020. – Vol. 36, No. 4. – Pp. 186–194. https://doi.org/10.3103/S0884591320040030

(Особистий внесок здобувача: Аналіз вимірювань основних характеристик інфразвукового сигналу, згенерованого великим космічним тілом, побудова апроксимацій, фізична інтерпретація отриманих результатів. Написання окремих розділів, участь в обговоренні результатів.)

4. Chernogor L. F. Parameters of the Infrasonic Signal Generated by the Kamchatka Meteoroid / L. F. Chernogor, O. I. Liashchuk, M. B. Shevelev // Kinematics and Physics of Celestial Bodies. – 2020. – Vol. 36, No. 5. – Pp. 222–237. https://doi.org/10.3103/S0884591320050037

(Особистий внесок здобувача: Обробка результатів спостереження хвилевих форм та аналіз інфразвукових сигналів, що супроводжували падіння та вибух швидкісного та масивного космічного тіла. Спектральний і статистичний аналіз інфразвукових даних. Написання окремих розділів, участь в обговоренні результатів.)

Список публікацій, які засвідчують апробацію матеріалів дисертації

(Тези доповідей на наукових конференціях)

1. Chernogor L. F. Characterizing the infrasonic signal generated by the Chelyabinsk celestial body: global statistics / L. F. Chernogor, Q. Guo, V. T. Rozumenko, M. B. Shevelev // Міжнародна наукова конференція «Астрономічна школа молодих вчених» Україна, Умань, 23–24 травня 2018 р. Програма і тези доповідей. – 2018. – P. 85.

2. Chernogor L. F. Infrasonic Signals Generated by a Series of Chemical Explosions near Vinnytsia City / L. F. Chernogor, O. I. Liashchuk, V. T. Rozumenko, M. B. Shevelev // Astronomy and Space Physics in the Kyiv University, Kyiv, Ukraine, May 29 – June 01, 2018. Book of Abstracts. – 2018. – Pp. 87–88.

3. Chernogor L. F. The parameters of the infrasonic waves generated by the Chelyabinsk meteoroid / L. F. Chernogor, G. Qiang, V. T. Rozumenko,

M. B. Shevelev // Astronomy and Space Physics in the Kyiv University, Kyiv, Ukraine, May 29 – June 01, 2018. Book of Abstracts. – 2018. – Pp. 89–90.

4. Chernogor L. F. Ultra-Wideband Infrasonic Signals Generated by Series of Chemical Explosions / L. F. Chernogor, O. I. Liashchuk, M. B. Shevelev // 2018 9th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals. Conference Proceedings. – Pp. 318–321.

https://doi.org/10.1109/UWBUSIS.2018.8520054

5. Шевелев Н. Б. Инфразвуковые сигналы, сгенерированные взрывами на военной базе вблизи города Винница / Н. Б. Шевелев, А. И. Лящук, Л. Ф. Черногор // 18 Українська конференція з космічних досліджень. Київ, Україна, 17 – 20 вересня 2018. Тези доповідей конференції. – С. 51.

6. Шевелев Н. Б. Инфразвуковой эффект Тунгусского метеороида: глобальная статистика / Н. Б. Шевелев, Л. Ф. Черногор // 18 Українська конференція з космічних досліджень. Київ, Україна, 17 – 20 вересня 2018. Тези доповідей конференції. – С. 52.

7. Чорногор Л. Ф. Параметри інфразвукових сигналів в атмосфері, згенерованих протягом техногенної катастрофи поблизу м. Вінниця: результати обробки даних української мережі мікробарографів / Л. Ф. Чорногор, О. І. Лящук, М. Б. Шевелев // Вип. 5. Обчислювальні методи і системи перетворення інформації: зб. пр. V-ї наук.-техн. конф. Львів, 4 – 5 жовтня 2018 р. // Львів: ФМІ НАНУ, 2018. – С. 99 – 103.

8. Chernogor L. F. Dependence of infrasonic wave amplitude on distance: computer simulation / L. F. Chernogor, M. B. Shevelev // XIV International Scientific Conference “Electronics and Applied Physics”. October 23-26, 2018, Kyiv, Ukraine. – Pp. 136 – 137.

9. Chernogor L. F. Parameters of infrasonic signals generated in the atmosphere by multiple explosions at an ammunition depot / L. F. Chernogor, O. I. Liashchuk, M. B. Shevelev // Proceedings of the XIXth International young scientists’ conference on applied physics. May 21 – 25, 2019, Kyiv, Ukraine. – Pp. 100 – 101.

10. Chernogor L. F. Parameters of infrasonic signals generated in the atmosphere by multiple explosions at an ammunition depot / L. F. Chernogor, O. I. Liashchuk, M. B. Shevelev // Astronomy and Space Physics in the Kyiv University. Book of Abstracts. International Conference. May 28 – May 31, 2019. – Pp. 90 – 91.

11. The Parameters of the Infrasonic Waves Generated by the Chelyabinsk meteoroid: System Statistic Analysis Results / Q. Guo, Y. Zheng, L. F. Chernogor, V. T. Rozumenko, M. B. Shevelev // 2019 IEEE 2nd Ukraine Conference on Electrical and Computer Engineering. Lviv, Ukraine, July 2–6, 2019. – Pp. 938–941. https://doi.org/10.1109/UKRCON.2019.8879852

12. Shevelev M. B. Latitudinal Dependence of Quasi-Periodic Variations in the Geomagnetic Field During the Strongest Geospace Storm in September 2017 / M. B. Shevelev, L. F. Chernogor // Fifth UK–Ukraine–Spain Meeting on Solar Physics and Space Science. Programme, Abstracts, information. – 2019. – P. 31.

13. Chernogor L. F. Infrasonic effects of the Kamchatka meteoroid / L. F. Chernogor, O. I. Liashchuk, M. B. Shevelev // Astronomy and Space Physics in the Kyiv University. Book of Abstracts. May 27–29, 2020. Kyiv, Ukraine. – Pp. 71–72.

14. Chernogor L. F. Statistical characteristics of infrasonic signals generated by the Lipetsk meteoroid / L. F. Chernogor, M. B. Shevelev // Astronomy and Space Physics in the Kyiv University. Book of Abstracts. May 27 – 29, 2020. Kyiv, Ukraine. – P. 73.

15. Chernogor L. F. Global-scale quasi-periodic variations in the geomagnetic field during the greatest geospace storm of September 7 – 9, 2017 / L. F. Chernogor, M. B. Shevelev // Astronomy and Space Physics in the Kyiv University. Book of Abstracts. May 27 – 29, 2020. Kyiv, Ukraine. – Pp. 74 – 75.

16. Chernogor L. F. Ultra-Wideband Signals in the Infrasonic Frequency Band / L. F. Chernogor, O. I. Liashchuk, M. B. Shevelev // 2020 IEEE Ukrainian Microwave Week: 2020 IEEE 10th International Conference on Ultrawideband

and Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS). Proceedings. – Pp. 1112–1117. ISBN: 978-1-7281-7312-2 https://doi.org/10.1109/UkrMW49653.2020.9252722

17. Чорногор Л. Ф. Акустичні ефекти в іоносфері, спричинені серіями вибухів на складах боєприпасів / Л. Ф. Чорногор, О. І. Лящук, М. Б. Шевелев // XXI Міжнародна науково-технічна конференція «Вимірювальна та обчислювальна техніка в технологічних процесах», ВОТТП-2021, 3–7 червня 2021, Затока, Україна. – С. 14–16. https://vottp.onat.edu.ua/%d0%b0%d1%80%d1%85%d1%96%d0%b2/

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ……23
ВСТУП……24
РОЗДІЛ 1. АНАЛІТИЧНИЙ ОГЛЯД……32
1.1. Джерела інфразвукових хвиль……32
1.2. Засоби спостереження……33
1.3. Методи описання поширення інфразвукових хвиль у атмосфері Землі……37
1.4. Результати спостережень……...40
1.5. Висновки до розділу 1……57
РОЗДІЛ 2. СТАТИСТИЧНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ МЕТЕОРОЇДІВ У АТМОСФЕРІ ЗЕМЛІ……59
2.1. Загальні відомості……59
2.2. Результати статистичного аналізу……60
2.3. Обговорення результатів статистичного аналізу……66
2.4. Висновки до розділу 2……67
РОЗДІЛ 3. ХАРАКТЕРИСТИКИ ІНФРАЗВУКОВИХ ХВИЛЬ, ЗГЕНЕРОВАНИХ МЕТЕОРОЇДАМИ……69
3.1. Залежність амплітуди інфразвукових хвиль, згенерованих Тунгуським космічним тілом, від відстані……69
3.2. Характеристики інфразвукових хвиль, згенерованих Індонезійським метеороїдом……80
3.3. Характеристики інфразвукових хвиль, згенерованих Челябінським метеороїдом……100
3.4. Характеристики інфразвукових хвиль, згенерованих Липецьким метеороїдом……111
3.5. Характеристики інфразвукових хвиль, згенерованих Камчатським метеороїдом……130

РОЗДІЛ 4. ХАРАКТЕРИСТИКИ ІНФРАЗВУКОВИХ ХВИЛЬ, ЗГЕНЕРОВАНИХ У ПРОЦЕСІ ВИВЕРЖЕННЯ ВУЛКАНУ……158
4.1. Загальні відомості про вулкан St. Helens……158
4.2. Вихідні дані……158
4.3. Результати аналізу залежності тиску від відстані……159
4.4. Обговорення……161
4.4. Висновки до розділу 4..……163
РОЗДІЛ 5. ХАРАКТЕРИСТИКИ ІНФРАЗВУКОВИХ ХВИЛЬ, ЗГЕНЕРОВАНИХ ВПРОДОВЖ ТЕХНОГЕННОЇ КАТАСТРОФИ……164
5.1. Загальні відомості про техногенну катастрофу поблизу м. Вінниця……164
5.2. Загальні відомості про техногенну катастрофу поблизу м. Ічня……..179
РОЗДІЛ 6. ХВИЛЬОВІ ПРОЦЕСИ ВПРОДОВЖ СИЛЬНОЇ ГЕОМАГНІТНОЇ БУРІ..……198
6.1. Вступ……198
6.2. Стан космічної погоди……198
6.3. Збурення в магнітному полі Землі……199
6.4. Результати аналізу……201
6.5. Обговорення……206
6.6. Висновки до розділу 6.……207
РОЗДІЛ 7. ХВИЛЬОВІ ПРОЦЕСИ ВПРОДОВЖ ПОМІРНОГО ЗЕМЛЕТРУСУ……208
7.1. Вступ……208
7.2. Загальні відомості про землетрус……...208
7.3. Стан космічної погоди……209
7.4. Результати аналізу……..209
7.5. Обговорення……213
7.6. Висновки до розділу 7……..214

ПІДСУМКИ...……..216
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ…….217
ДОДАТОК А……..246
ДОДАТОК Б……..250

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ

АГХ – акустико-гравітаційні хвилі

АПФ – адаптивне перетворення Фур’є

ВПФ – віконне перетворення Фур’є

ПЕВ – повний електронний вміст

ССА – системний спектральний аналіз

ХНУ – Харківський національний університет

Δp – амплітуда хвилі

R – коефіцієнт достовірності апроксимації

r – відстань від джерела до місця реєстрації

T – період хвиль

ΔT – тривалість сигналу

Δt – час запізнення

σ – середньоквадратичне відхилення

ВСТУП

Обґрунтування вибору теми дослідження. Останнім часом актуальною стає проблема заборони ядерних випробувань країнами, які мають відповідну матеріально-технічну базу. З цією метою в світі було створено Міжнародну систему моніторингу, яка складається зі станцій різного призначення, та узгоджено ключові положення цієї заборони, які зведено в єдиний Договір про всеосяжну заборону ядерних випробувань. Серед ключових задач для досягнення ефективного всеосяжного контролю можна виділити наступні: виявлення на записі корисних сигналів сейсмічних або інфразвукових хвиль, визначення їхніх параметрів та ідентифікація (визначення типів хвиль); пошук фрагментів даних, що містять записи сейсмічних або інфразвукових подій, які повинні бути оброблені системою; порівняння виявлених ефектів з попередньо очікуваними параметрами для мережі станцій; визначення джерела (епіцентру/гіпоцентру) сейсмічних або інфразвукових подій і розпізнавання типу джерела [1, 2]. Варто зазначити, що розв’язання кожної задачі має свої складнощі та потребує комплексного підходу, про що свідчать деякі з робіт іноземних авторів (див., наприклад, [2, 3–8]). На прикладі наведених посилань легко зрозуміти, що задачі виявлення та аналізу інфразвукових сигналів, а також їхнього впливу на радіоканали, є досить складними не лише в теоретичному обчисленні величини такого впливу та побудові емпіричних моделей зміни атмосферних параметрів, а ще й в практичній реалізації виявлення акустичних коливань і підході до їхнього аналізу. Крім того, на варіації тиску впливають низка факторів, таких як просторово-часові неоднорідності в атмосфері Землі, динамічні зміни іоносфери, просторова структура вітру, неізотропність, температурні варіації тощо [9].

На даний час для виявлення закономірностей в параметрах інфразвукових сигналів, які генеруються потужними ядерними вибухами, проводяться дослідження на прикладі інших локалізованих у часі та просторі джерел: вулканів [10–12], потужних тайфунів [13, 14], землетрусів [15–18], польотів літаків крупних ракет [19, 20], серій хімічних вибухів і масштабних пожеж [21–24] тощо. За результатами аналізу отримано чисельний масив даних, який буде застосовано в подальшому для розробки емпіричних моделей впливу джерел природного та техногенного походження на іоносферні радіоканали. Це необхідно для моніторингу глобальних катастроф, якісного розуміння взаємозв'язків між геооболонками та фізичних процесів, які виникають протягом акустичного впливу високоенергетичних джерел.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами і темами.

У дисертації наведено результати досліджень, виконаних автором з його науковим керівником протягом 2016–2022 рр. відповідно до науково-дослідних робіт кафедри космічної радіофізики Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Основними з них є такі.

1. Моделювання динамічних процесів в іоносфері та геомагнітному полі в період аномального 24-го циклу сонячної активності (2015–2017 рр.), номер держреєстрації 0115U000467 (виконавець напрямку).

2. Дистанційний вплив потужного радіовипромінювання на канали телекомунікацій та електронну апаратуру (2016–2018 рр.), номер держреєстрації 0116U000822 (виконавець напрямку).

3. Глобальні та великомасштабні збурення в геокосмосі, викликані дією високоенергійних джерел, та їх екологічні наслідки (2018–2020 рр.), номер держреєстрації 0118U002039 (виконавець напрямку).

4. Великомасштабні та глобальні фізичні процеси в атмосфері та геокосмосі природного та техногенного походження (2019–2021 рр.), номер держреєстрації 0119U002538 (виконавець напрямку).

5. Великомасштабні та глобальні фізичні процеси в системі Земля–атмосфера–іоносфера–магнітосфера природного та техногенного походження (2022–2024 рр.), номер держреєстрації 0122U001476 (виконавець напрямку).

6. Проєкт Національного фонду досліджень України 2020.02/0015 “Теоретичні та експериментальні дослідження глобальних збурень природного і техногенного походження в системі Земля – атмосфера – іоносфера” (2020–2021 рік) (виконавець напрямку).

Мета і задачі дослідження. Метою дисертаційної роботи є дослідження параметрів інфразвукових сигналів, які супроводжували вплив на навколоземне середовище падінь космічних тіл метрового розміру, землетрусів, вивержень вулканів, масових хімічних вибухів та масштабних пожеж.

Для досягнення поставленої мети в роботі розв’язуються наступні задачі:

– Дослідження розподілу числа зареєстрованих американськими супутниковими системами космічних тіл у атмосфері Землі від їхніх основних характеристик.

– Експериментальні дослідження основних фізичних процесів, викликаних падінням і вибухом унікальних космічних тіл.

– Експериментальні дослідження впливу землетрусів на варіації тиску в іоносфері.

– Експериментальні дослідження особливостей варіацій компонент геомагнітого поля протягом впливу сильних геокосмічних бур.

– Експериментальні дослідження параметрів інфразвуку, який згенеровано серіями хімічних вибухів на складах боєприпасів.

– Фізична інтерпретація отриманих результатів і виявлення найбільш адекватних моделей поширення інфразвукових коливань від локалізованих у часі та просторі високоенергетичних джерел.

Об'єкт дослідження – атмосферний інфразвук.

Предмет дослідження – фізичні процеси в атмосферних радіоканалах, зумовлені впливом на середовище інфразвукових коливань тиску.

Методи досліджень. У дисертації використовуються відомі математичні та радіофізичні методи статистичної радіофізики та математичної статистики, спектральний аналіз, статистичний аналіз, кореляційний аналіз, числові методи комп'ютерної математики, а також фізичне моделювання.

Наукова новизна отриманих результатів.

1. Вперше проведено глобальний статистичний аналіз космічних тіл, зареєстрованих базою даних NASA, за основними параметрами: географічними координатами, компонентами та модулем швидкості, висотою максимального свічення, енергією свічення, початковою кінетичною енергією. Встановлено основні фізичні закономірності між числом падінь космічних тіл і фізичними параметрами, а також основні статистичні характеристики.

2. Вперше для п'яти унікальних космічних тіл (Тунгуського, Індонезійського, Челябінського, Липецького, Камчатського) за допомогою статистичних методів з використанням бази даних NASA проведено всебічний аналіз варіацій параметрів інфразвукових сигналів і оцінено основні статистичні характеристики (швидкості приходу, амплітуди, періоди, відношення сигнал/шум тощо). Вперше побудувано кореляційні поля для

азимутів, періодів і швидкостей приходу та встановлено стійкий статистичний зв'язок між цими параметрами, що є необхідним для створення адекватних фізико-математичних моделей поширення інфразвукових хвиль, згенерованих космічними тілами метрового–декаметрового розмірів.

3. Вперше для потужного виверження вулкану Св. Олени побудовано регресії «варіації тиску – відстань до джерела» для встановлення характеру поширення хвилевого фронту. Виявлено найбільш ймовірний механізм розбіжності фронту хвилі, а саме – хвилеводне поширення з загасанням. Оцінено основні параметри загасання амплітуди інфразвуку при поширенні на глобальні (до 40 Мм) відстані. Проведено регресійний аналіз і встановлено найбільш фізичні залежності, які пояснюють особливості поширення вибухових хвиль при подоланні відстаней, еквівалентних довжині земного екватора.

4. Вперше з використанням даних мережі українських інфразвукових станцій досліджено характеристики варіацій тиску, викликаних серією хімічних вибухів у 2017 та 2018 роках на складах боєприпасів поблизу смт Калинівка (Вінницька обл.) та м. Ічня (Чернігівська обл.). Встановлено закономірності варіацій параметрів спектрального складу сигналів у залежності від їхнього енерговиділення. Проведено системний спектральний аналіз структури гармонік інфразвукових сигналів при поширенні на великі (кілька сотень кілометрів) відстані від епіцентру та встановлено основні параметри сигналів на часо-частотній площині. За допомогою регресійного аналізу встановлено залежності основних фізичних параметрів зареєстрованих приходів сигналів одне від одного. Оцінено швидкості та амплітуди хвиль при термосферному та стратосферному відбитті.

5. Вперше на прикладі сильної геомагнітної бурі з використанням бази даних NOAA та OMNIWeb встановлено фізичні характеристики збурень у

компонентах геомагнітного поля. Показано, що спостерігалися квазіперіодичні та аперіодичні типи цих збурень. Оцінено величину ампплітуди таких коливань, їхні тривалості та часи запізнювання. За допомогою аналізу космічної погоди доведено, що ефекти в магнітному полі викликані саме унікальною в 24-му циклі сонячної активності геомагнітною бурею.

6. Вперше на прикладі помірного землетрусу (магнітуда 6,4) встановлено характерні параметри аперіодичних і квазіперіодичних збурень, спектральний склад і тонку структуру коливань горизонтальних компонент магнітного поля Землі. Наведено основні фізичні характеристики появи таких коливань: їхні часи запізнювання, тривалості, амплітуди. Установлено типи хвиль, які спостерігалися в варіаціях магнітного поля.

Практичне значення отриманих результатів полягає в отриманні кількісних значень статистичних характеристик та їхніх збурень у інфразвукових хвилях і параметрів атмосферно-іоносферного каналу поширення під дією високоенергетичних джерел (падінь метеороїдів, геокосмічних бур, потужних вибухів, вивержень вулканів і землетрусів), що визначають ефективність функціонування міжнародних і національних систем виявлення потужних процесів і їхнього глобального контролю, акустичного зондування атмосфери, телекомунікації, радіонавігації, радіолокації, радіоастрономії та дистанційного радіозондування.

Значна частина результатів дисертації увійшла в підсумкові звіти за науково-дослідними роботам кафедри космічної радіофізики, для яких отримані акти про впровадження результатів досліджень.

Особистий внесок здобувача полягає в аналізі результатів спостережень і вимірювань, проведенні числових розрахунків, написанні

відповідних розділів у статтях і тезах, участі в фізичному тлумаченні й обговоренні отриманих результатів.

Апробація результатів дисертації. Представлені в роботі результати доповідалися на 9 міжнародних і національних конференціях, основні з яких наступні:

– Українська конференція з космічних досліджень (Odesa, Ukraine, 21–25 August 2017; Київ, Україна, 17 – 20 вересня 2018).

– Міжнародна наукова конференція «Астрономічна школа молодих вчених». (Умань, Україна, 23–24 травня 2018).

– Astronomy and Space Physics in the Kyiv University (Kyiv, Ukraine, 24–27 May 2016, 29 May– 01 June 2018; 28 May–31 May 2019; 27 – 29 May 2020).

– XVII International Young Scientists' Conference on Applied Physics (Kyiv, Ukraine, 23–27 May 2017).

– XIII International Conference "Electronics and Applied Physics" (Kyiv, Ukraine, 24–27 October 2017).

– 2018 9th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals (Odessa, Ukraine, 4 – 7 September 2018).

– 2019 IEEE 2nd Ukraine Conference on Electrical and Computer Engineering (Lviv, Ukraine 02–06 July 2019).

– Fifth UK–Ukraine–Spain Meeting on Solar Physics and Space Science (Kyiv, Ukraine, 26–30 August 2019).

– 2020 IEEE Ukrainian Microwave Week: 2020 IEEE 6th International Symposium on Microwaves, Radar and Remote Sensing (Kharkiv, Ukraine, 22–27 June 2020).

Публікації. Матеріали дисертації опубліковані у 21 науковій праці, серед яких 1 стаття у науковому фаховому виданні України, 3 – праці в зарубіжних наукових спеціалізованих виданнях (входять до міжнародних наукометричних баз Scopus/Web of Science), 17 – матеріали доповідей на

конференціях (зокрема 3 тези, що входять до наукометричних баз Scopus та Web of Science).

Структура та обсяг дисертації. Дисертація складається зі Вступу, семи розділів, Висновків, списку використаних джерел і додатків. Загальний обсяг роботи складає 249 сторінок, основного тексту – 150 сторінок. Робота ілюстрована 107 рисунками, 16 таблицями. Список використаних джерел містить 240 найменувань.

Автор дисертаційної роботи висловлює подяку всім співавторам робіт, на основі яких підготовлено дисертаційну роботу, а також і співробітникам кафедри космічної радіофізики, Національного центру управління та випробувань космічних засобів, які внесли вагомий вклад в результати досліджень, наведених в дисертації. Особливо хочеться відзначити внесок О. І. Лящука за надання інфразвукових даних для обробки та інтерпретації акустичних реєстрацій, на основі яких написано низку статей, К. П. Гармаша за консультування та роз’яснення низки комп’ютерних методів і алгоритмів, О. В. Лазоренка за ознайомлення з основними методами обробки даних, С. В. Панасенка за надання комп’ютерних засобів обробки даних і детальні інструкції щодо користування, В. А. Подноса, А. М. Цимбала та В. Ф. Пушина за корисні рекомендації щодо застосування основних методів розрахунку основних параметрів у спеціалізованих пакетах комп’ютерної математики. Окрема подяка науковому керівнику, завідувачу кафедри, доктору фізико-математичних наук, професору, Заслуженому професору Харбінського інженерного та Ціндаоського університетів Чорногору Леоніду Феоктистовичу за розробку нових концепцій до взаємодії підсистем в системі Земля–атмосфера–іоносфера–магнітосфера під час великомасштабних катастроф і створення методу системного спектрального аналізу, за допомогою якого проведено дослідження інфразвукових і магнітометричних сигналів від більшості джерел, розглянутих у цій роботі.

РОЗДІЛ 1. АНАЛІТИЧНИЙ ОГЛЯД

Дослідження поширення акустико-гравітаційних (далі – АГХ) та, зокрема, інфразвукових коливань в атмосфері Землі є актуальним на початку XXI сторіччя. Це пов'язано з декількома факторами. По-перше, частоти інфразвуку (0.003 Гц < f < 20 Гц) не можна зафіксувати за допомогою природніх органів чуття, проте коливання цього діапазону безпосередньо впливають на біосферу [1, 2]. По-друге, через відсутність адекватної моделі поширення коливань інфразвукового діапазону на різних висотах за допомогою наявних засобів реєстрації акустичних коливань необхідно створення спеціалізованих реєстраторів, здатних вимірювати та зберігати інформацію про такі коливання. По-третє, навіть з використанням наявних фізичних реєстрацій необхідно враховувати низку факторів, які впливають на швидкість поширення інфразвукових коливань, наприклад, такі, як неоднорідність атмосфери, випадкові варіації температури повітря та швидкісті вітру, тощо [1, 2].

Дослідження параметрів поширення інфразвукових хвиль в атмосфері Землі та параметрів змін середовища під їхнім впливом необхідно для моніторингу стану атмосферно-термосферного хвилеводу та можливого передбачення степеню впливу високоенергетичних процесів на геооболонки.

Розглянемо спочатку можливі джерела генерації акустико-гравітаційних хвиль як основного джерела збурень в іоносфері.

1.1. Джерела інфразвукових хвиль

Джерелами інфразвукових хвиль як частини діапазону АГХ є багато природніх та техногенних явищ. До природніх явищ належать падіння великих космічних тіл (метеороїдів) [2, 25–31], геокосмічні бурі [2, 32–34], сонячні затемнення [35–40], сонячний термінатор [41–43], полярні сяйва [2, 32–34], погодні фронти, циклони, торнадо та урагани [44–47], обтікання

вітром гір [2], вибухи та виверження вулканів [48–53], гірські лавини [54], морський шторм [55–59], великі пожежі [60, 61], сильні землетруси [62–70], цунамі [67, 71], грози [72–77] та ін.

До явищ техногенної природи віднесемо ядерні вибухи [78–84], хімічні вибухи [85–91], старти та польоти ракет [92–101], вплив потужного радіовипромінювання [102–106], польоти великих літаків [107–109], вітрові електростанції [110], мегаполіси [2, 111], скиди води з гребель [2], приземлення космічних човників [112] та ін.

Як видно з наведеного огляду джерел, більшість із них є високоенергетичними, їхній вплив є обмеженим у часі та просторі. Вплив викиду енергії на одну геооболонку спричиняє збурення, які самі є джерелом для впливу на інші оболонки. Цей факт буде грати визначальну роль при аналізі певних явищ у наступних розділах дисертаційної роботи.

1.2. Засоби спостереження

Для вимірювання інтенсивності інфразвукових сигналів використовувалися різні моделі мікробарографів і інфразвукових сенсорів. Перші надчутливі мікрофони, що мали високу надійність і забезпечували безперебійну роботу, було розроблено Національним Бюро зі стандартизації у м. Вашингтон на початку 1950-х рр. [2]. На сьогоднішній момент мережа системи інфразвукового моніторингу використовує два основні типи мікробарометрів: перший – модель MB2000, розроблена геофізичною лабораторією при Комісаріаті з питань атомної енергетики у Франції, другий – так званий Chaparral Physics Model 5.1, сконструйований в Альбукерке, Нью-Мехіко, групою вчених-фізиків. Смугова фільтрація в мікробарометрі MB2000 проводиться сигналу в діапазоні частот 0.01 – 27 Гц, а в іншій моделі – до 50 Гц. Перший тип пристрою дозволяє вимірювати значення вихідного сигналу в діапазоні частот від 0 до 40 Гц. Другий оснащено сенсорами з рівномірною імпульсною характеристикою на рівні 3 дБ,

електронні компоненти ізольовано від зовнішнього впливу, що робить цей прилад термостійким [2].

В монографії [2] також наведено деякі можливі конфігурації інфразвукових станцій для якомога точнішого виявлення параметрів інфразвукової хвилі. Зокрема, доведено, що найкращою конфігурацією для виявлення азимуту та швидкості приходу та просторової кореляції сигналу є п’ятикутник з трьома станціями, що утворюють трикутник, посередині (масив з 8 станцій). Наведено приклади існуючих розташувань каналів станцій IS04, IS05, IS07. Авторами, зокрема, пояснюється, що відміна в системі розташування каналів пов’язана з особливостями географії, погодними умовами, а також доукомплектуванням станцій, що раніше складалися з чотирьох каналів, додатковими каналами.

В інфразвукових спостереженнях за ядерними вибухами важливу роль відіграє розв’язання задачі про зменшення рівня сторонніх завад від інших джерел інфразвуку та, зокрема, вітру. Для цього використовують спеціальні шумознижуючі трубки, причому розташовані вони в усіх напрямках для ефективного зниження шумового фону від атмосферних вітрів та отримання якомога чіткіших хвильових форм. Приклади шумознижуючих систем наведено на рис. 1.2.1. Видно, що існують системи з 96 портами та діаметром апертури 18 м та з 144 портами та діаметром 70 м. В основному, саме такі системи використовують нині на станціях IMS.

Варто зазначити, що в Україні є власна мережа інфразвукових станцій, яка представляє собою систему малоапертурних акустичних груп, розташованих у Житомирській, Одеській і Хмельницькій областях [113]. Особливістю цих акустичних груп є використання завадостійких механізмів типу «павук», під’єднаних до входу мікробарографу, для зменшення ролі акустичних завад і впливу вітру. Детальніше про апертуру інфразвукових станцій і їхні характеристики описано в оригінальній частині роботи.

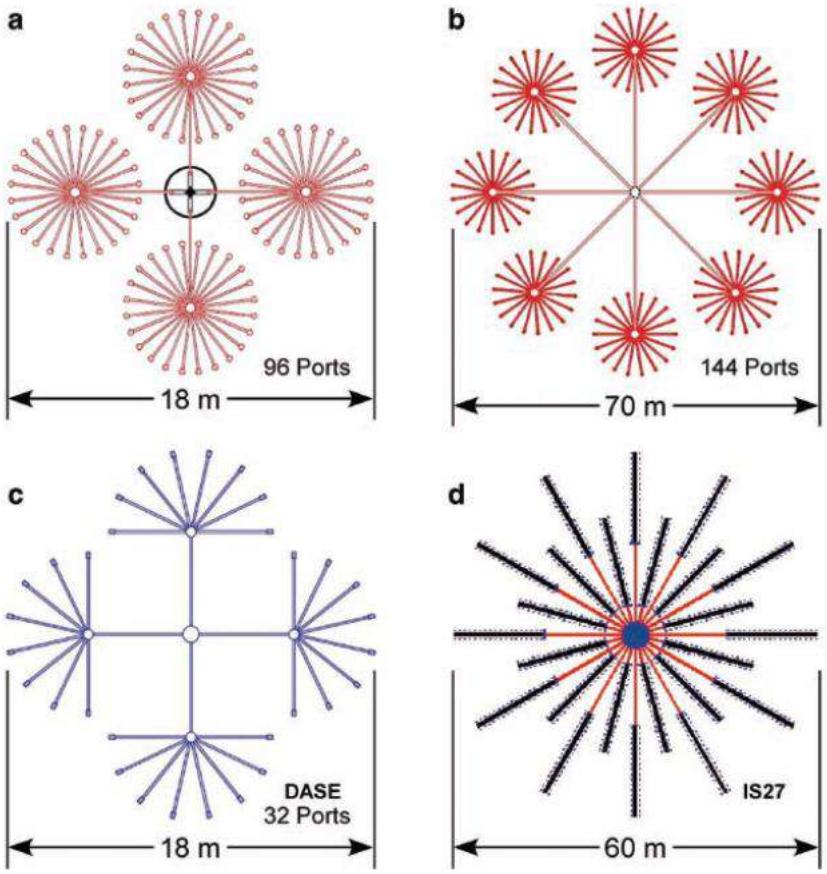


Рис. 1.2.1 Типові приклади систем для придушення шумів від атмосферних вітрів

На рис. 1.2.1, *d*, показано шумознижуючу систему німецької станції, що базується в Антарктиді. Ця інфразвукова станція, канали якої розташовано в формі «спіралі» (див. рис. 1.2.2), вважається однією з найкращих в світі, адже така конфігурація дозволяє однозначно визначити напрямок (азимут) та швидкість приходу інфразвукової хвилі в частотній області до 0.7 Гц, придушуючи при цьому шуми вітрів та атмосферних неоднорідностей. В кожній точці вимірювання встановлено мікробарометр та аналогово-цифрові перетворювачі, що ізольовані від впливу навколишнього середовища алюмінієвими ємностями та опущені в ополонку (рис. 1.2.2, праворуч). Передача даних до головної станції Ноймайер III відбувається через Wi-Fi, а живлення – за допомогою кабелю довжиною 10 км.

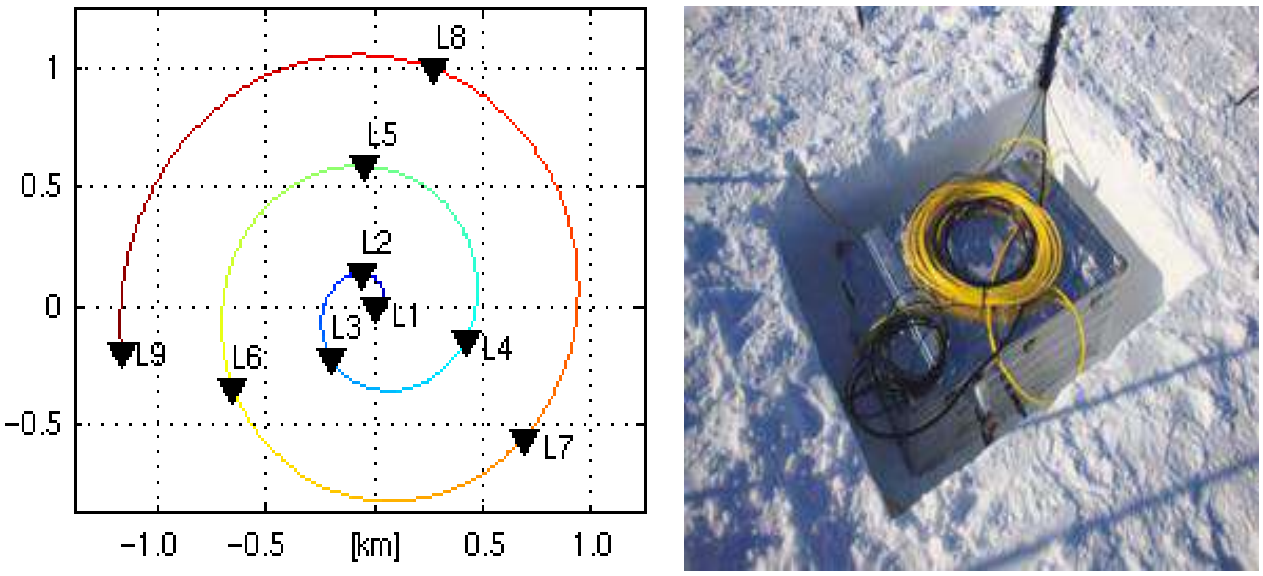


Рис. 1.2.2 Конфігурація каналів німецької станції «Ноймаєр III», що розташована в Антарктиді (зліва); мікробарометри та перетворювачі в алюмінієвій ємності, що опущені в ополонку (справа)

Для просторової селекції також використовують спеціальні завадозахисні пристрої у вигляді хвилеводів для придушення завад від неоднорідностей і турбулентностей у приземній атмосфері.

Для реєстрації інфразвукового сигналу від падіння Челябінського метеороїду, що проводилася в Тункінському районі Бурятії, в 150 км від Іркутська, використовувалася інфразвукова апаратура Інституту сонячно-земної фізики СО РАН. Устаткування являє собою переносні павільйони, в яких знаходиться мікробарограф, пристрій калібрування та система для придушення завад у вигляді трубної лінії довжиною 60 м з двадцятьма вхідними капілярами діаметром в 1 мм. Основні параметри мікробарографа, за допомогою якого велася реєстрація сигналів, такі: чутливість 0.5 В/Па, динамічний діапазон – 80 дБ, смуга частот від 0.01 до 3 Гц, рівень власного шуму – 0.001 Па [114].

На даний момент в світі діє Міжнародна система моніторингу, що включає в себе мережу з 60 інфразвукових станцій по всьому світу, які досліджують інфразвукові явища від різних джерел (див., наприклад, [1, 2]).

Їхня діяльність регламентується Договором про всеосяжну заборону ядерних випробувань.

1.3. Методи описання поширення інфразвукових хвиль у атмосфері Землі

Швидкість поширення інфразвуку в атмосфері. Як відомо з роботи [115], швидкість звуку може суттєво залежати від швидкості вітру, особливо якщо поширення відбувається в області верхньої атмосфери. Саме тому для характеристики швидкості звуку було введено так звану ефективну швидкість звуку v_{eff}, що дорівнює сумі швидкості звуку в приземній атмосфері та скалярного добутку між нормаллю **n** та напрямком вітру **u** [115]:

$$v_{eff} = v_s + (\mathbf{n} \cdot \mathbf{u}) = \sqrt{\gamma RT} + (\mathbf{n} \cdot \mathbf{u}).$$

Тут γ – показник адіабати, що зазвичай дорівнює 1.4; R – універсальна газова стала, що дорівнює kN_A (k – стала Больцмана, N_A – число Авогадро); T – температура атмосфери, в якій відбувається поширення хвилі. Залежність ефективної швидкості звуку від висоти підйому показано в [115]. З графіку цієї залежності випливає, що v_{eff} суттєво залежить від швидкості вітру та сезону: найбільша різниця може складати 130 м/с для Е-шару іоносфери.

Моделі поширення інфразвукових хвиль. Першу модель поширення інфразвукових хвиль в атмосфері було описано Госсардом та Хуком у 1975 р. [116]. Так званий метод «нормальної моди», що описано в його книзі, мав на меті, по-перше, знаходження власних значень та власних розв’язків для різних нормальних мод в атмосфері, що є однорідною в горизонтальному напрямі, і, по-друге, синтез хвильових форм в діапазоні лінійних розмірів та часу, що завчасно відомі, від різних джерел інфразвуку. Автором було проведено огляд робіт, на основі яких було встановлено, що повні коливання тиску в групі хвиль складаються з сукупностей n вкладів коливань тиску від окремих мод. Кожна мода є власним рішенням рівнянь, які задовільняють

граничним умовам на нескінченності та на поверхні Землі. Розв'язок цих рівнянь дає власні значення хвильового числа k_n для кожної частоти ω_n.

На сьогоднішній день існує дві основні теорії поширення інфразвуку в атмосфері: променева та хвилеводна теорії. В загальному випадку, перша використовується для приблизної візуалазації шляху, яким поширюється звук, та передбачення моментів часу приходу інфразвукової хвилі. Хвилеводна модель «безперервних» хвиль дозволяє врахувати дифракційні ефекти на певній частоті, що використовуються для передбачення амплітуд полів. Крім того, існують так звані «широкосмугові» моделі, які використовують для отримання вейвлет-форми шуканого сигналу та отримання амплітуд хвилі на певному проміжку часу шляхом розв'язання параболічного рівняння на певному часовому проміжку.

Розглянемо ці моделі більш детально.

Променева теорія. Класична променева теорія [117] припускає, що поширення хвилі відбувається в площині, яка є паралельною фронту акустичної хвилі. Середовище є лінійним та недисипативним. Рівняння поширення в цьому випадку мають такий вигляд:

$$\frac{d\mathbf{r}}{dt} = v_s\mathbf{k} + \mathbf{u}, \tag{1.3.1}$$

$$\frac{d\mathbf{k}}{dt} = \left(\mathbf{k}\cdot\nabla\left(v_s + \mathbf{k}\cdot\mathbf{u}\right)\right)\mathbf{k} - \nabla\left(v_s + \mathbf{k}\cdot\mathbf{u}\right), \tag{1.3.2}$$

де $\mathbf{r}$ – радіус-вектор, що вказує на положення фронту хвилі, та $\mathbf{k}$ – нормальний вектор хвильового фронту, довжина якого дорівнює 1, v_s, як і раніше, являє собою швидкість звуку в повітрі, а $\mathbf{u}$ – вектор напрямку вітру. Важливо, що останні дві величини є функціями від $\mathbf{r}$. У променевій теорії хвилі, що мають частоту більше 0.01 Гц, поширюються незалежно від ефектів плавучості [117].

Рівняння (1.3.1) і (1.3.2) може бути спрощено, якщо припустити, що поширення відбувається в горизонтально стратифікованій атмосфері. Тоді v_s і горизонтальні компоненти вітру u та v є функціями, що залежать лише від

висоти z. Похідними від компонент вектору **k** по висоті z можна знехтувати в порівнянні з довжиною хвилі. Тоді рівняння (1.3.1) можна переписати таким чином [116]:

$$\frac{dx}{dt} = k_x v_s + u, \frac{dy}{dt} = k_y v_s + v, \frac{dz}{dt} = k_z v_s. \qquad (1.3.3)$$

Рівняння (1.3.2) з урахуванням тих самих припущень набуде такого вигляду:

$$\frac{dk_x}{dt} = nk_x k_z, \frac{dk_y}{dt} = nk_y k_z, \frac{dk_z}{dt} = n\left(k_z^2 - 1\right). \qquad (1.3.4)$$

Показник заломлення або показник рефракції n визначається так:

$$n = \frac{dv_s}{dz} + k_x \frac{du}{dz} + k_y \frac{dv}{dz}. \qquad (1.3.5)$$

Так, рівняння (1.3.3) – (1.3.5) утворюють систему звичайних диференційних рівнянь, розв’язок якої дозволяє знайти залежність швидкості звуку та компонент вітру u та v від висоти в числовому вигляді.

Хвилеводна теорія. Ця теорія використовується при поширенні радіохвиль у природніх стратосферному та тропосферному хвилеводах або звукових каналах [118]. Завдяки цим утворенням інфразвукові коливання можуть бути зареєстровані на відстані від кількох сотень до 20 – 40 тисяч кілометрів. Ці хвилеводні структури мають значну протяжність у вертикальному напрямку.

Автором роботи [118] наведено моделі поширення хвиль в тропосфері та стратосфері на основі спостережень інфразвукових коливань від ядерних вибухів, енергія яких не перевищувала кількох мегатон ТНТ. Пункти реєстрації знаходились на відстані 5 і 11.5 тис. км. Переважаючі періоди коливань складали від 5 – 8 с до 1 хв протягом реєстрацій тривалістю півгодини. Довжина хвилі в цьому випадку може досягати 20 км, що робить неможливим застосування променевої теорії. Хвильове рівняння в стандартному вигляді придатне лише для тих хвиль, для яких виконується умова

$$\frac{T}{2\pi} \ll \frac{v_s}{g},$$

тобто для хвиль з $T < 1$ хв. За більших значень T сила тяжіння стає суттєвою та рівняння ускладнюються [118].

Крім розглянутих вище теорій, ведуться спроби розробки інших адекватних фізичних моделей поширення інфразвуку [2, 117, 118].

Варто згадати, що інфразвук є частиною акустико-гравітаційних хвиль, які теж мають свої особливості поширення.

1.4. Результати спостережень

Природні джерела

Вулканічна діяльність. Перші документальні інфразвукові спостереження датуються 1883 р., коли вулкан Кракатау, що в Індонезії, почав проявляти активну вулканічну діяльність. Хвилі звукового діапазону було чутно за 5 тис. км від джерела виверження, а інфразвукові хвилі охопили майже всю земну кулю, причому ці хвилі були зареєстровані барометрами по всьому світові аж цілих сім разів [2].

З розвитком апаратури та підвищенням точності вимірювань на початку XXI ст. стало можливим визначати не лише малі коливання тиску від вивержень, а й групові швидкості та енергетику подібних процесів. Так, в роботі [119] описано енергетику хвильових процесів, спричинених виверженням вулкану Hunga Tonga 15 січня 2022 р. о 04:14 UT та зареєстрованих мікробарографами в різних частинах світу. Результати спостережень, взяті з цієї роботи, наведено на рис. 1.4.1*а, б*. З цього рисунку випливає, що основна амплітуда коливань досягала 20 Па, а вивчення сейсмічних залежностей показало, що середня швидкість фіксованих коливань земної поверхні змінювалась у межах 0.2–0.5 мкм/с.

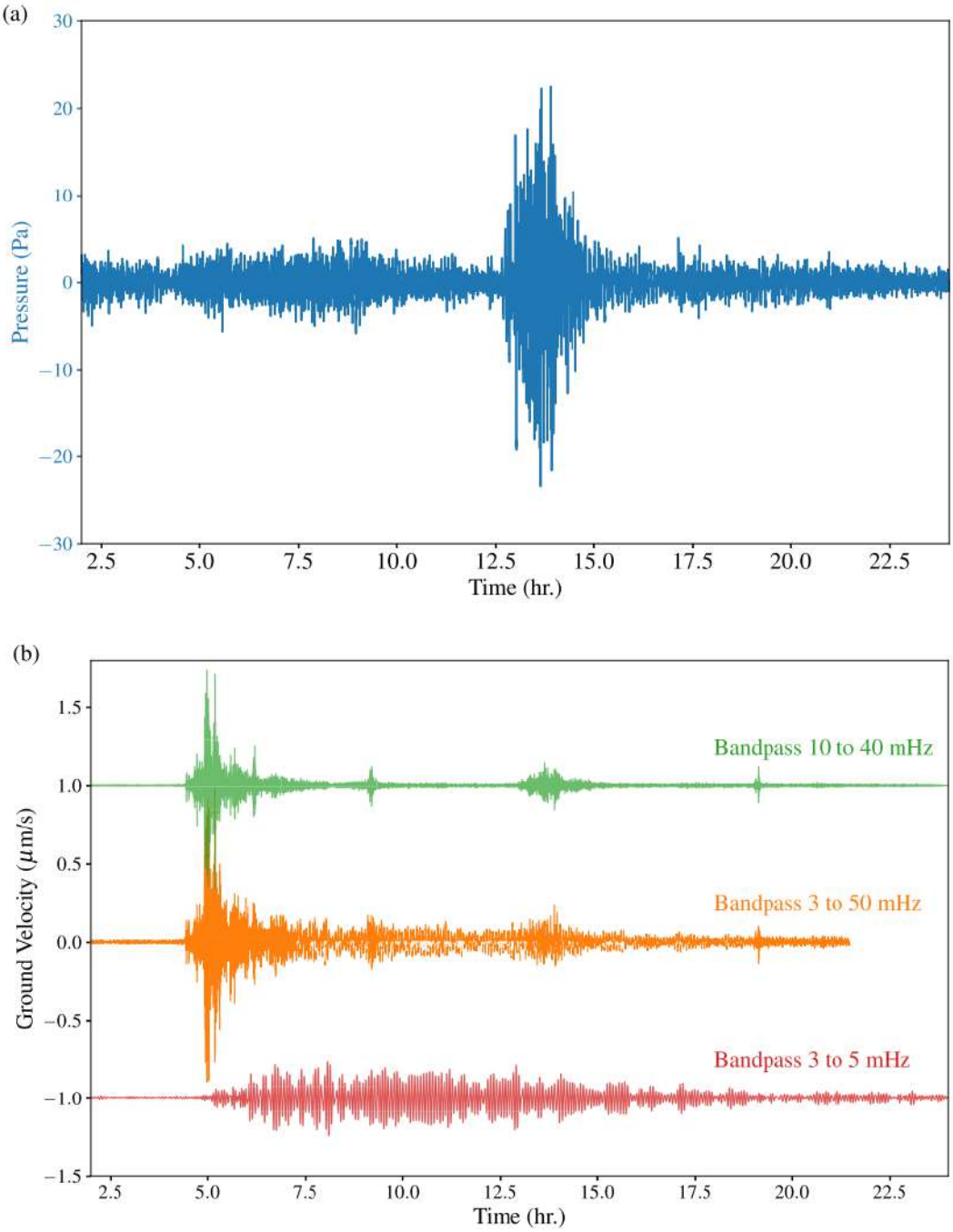


Рис. 1.4.1 Результати інфразвукових спостережень за виверженням вулкану Hunga Tonga 15 січня 2022 р. о 04:14 UT [119]: *а* – часові залежності тиску в інфразвуковій хвилі з мікробарографу GSN станції ANMO (Нью-Мексико, відстань до вулкану – 9524 км, смуга фільтру – 3–50 мГц); *б* – часові залежності амплітуди сейсмічних хвиль у різних частотних діапазонах на тій же станції. Початковий час відліку – 00:00 UT 15 січня 2022 р.

Мікробароми. Одними з перших інфразвукові коливання морської поверхні спостерігали автори роботи [120] ще в 1939 році за допомогою двох мікробарографів. Спостереження проводилися неподалік Сейсмологічної

лабораторії біля м. Пасадена, що в Південній Каліфорнії. Автори роботи спостерігали дуже малі флуктуації барометричного тиску з періодами, що в більшості випадків складали від 4 – 20 до кількох сотень секунд. Подальші дослідження показали, що хвильові форми були подібні до мікросейсм (основний період коливань такого типу хвиль – біля 5 с), внаслідок чого отримали назву «мікробароми». Пізніше коливання такого типу спостерігали інструментально в університеті Фрібурга (Швейцарія). За допомогою найпростішого мікробарографу було зареєстровано варіації тиску над поверхнею Атлантичного океану та пояснено механізм утворення коливань такого типу [121].

Згідно уточненого визначення [2], мікробароми являють собою стоячі хвилі, що генеруються на поверхні океану під час штормів.

Одна із сучасних робіт, тематика якої присвячена інфразвуку від мікробаром, показує, яким чином оцінювалася нелінійна взаємодія хвиль та їх параметри, виходячи зі спостережень на 39 станціях інфразвукової мережі по всьому світу [122]. Результати наведено у вигляді місячного розподілу числа реєстрацій мікробаром на кожній зі станцій в залежності від її широти та стратосферного вітру. Крім того, авторами побудовані глобальні карти, що показують місця утворення мікробаром як джерел інфразвуку в різних місцях нашої планети з імовірністю $P > 0.7$.

Автори роботи [123] досліджують так звані медикани – середземноморські циклони, використовуючи дослідження в діапазоні 0.1–0.5 Гц і 2–8 Гц для більш ефективної селекції різних типів джерел інфразвукових коливань у рамках Договору про всеосяжну заборону ядерних випробувань. Установлені основні характеристики приходу інфразвукових хвиль – зворотній азимут, енергію, швидкості. Побудовано статистичні характеристики загальної кількості числа реєстрацій від часу, а також відношення загальної кількості випадків від акустичних сигналів, які не могли бути пов’язані з досліджуваними циклонами (джерелом збурень виступали блискавки).

Потужні землетруси. Після сильного землетрусу генерується одразу декілька типів хвиль, що поширюються земною поверхнею та випромінюються вертикально вгору. Хвильова швидкість в цьому випадку значно перевищує швидкість звуку. Для обчислення флуктуацій тиску використовується формула $p = \rho v_s v$, де p – тиск, спричинений випромінюванням хвилі поверхнею, що рухається зі швидкістю v, ρ – густина приземної атмосфери, v_s – швидкість звуку в повітрі [124].

Амплітуди, що виникають під час тремтіння земної поверхні, в сотні або навіть тисячі разів перевищують амплітуди мікросейсм. Крім того, звукові хвилі від землетрусів можуть бути зареєстровані на відстані тисяч кілометрів від епіцентру землетрусу. Так, наприклад, у тій же роботі [124] наведено мікробарограму, що була записана під час землетрусу в Монтані 18 серпня 1959 р. Реєстрації інфразвукових хвиль проводилися за 2860 км від епіцентру, в м. Вашингтон. З даних спостережень видно, що коливання тиску, спричинені землетрусом, зазвичай складаються з кількох хвильових груп, з яких коливання тиску здійснюють сейсмічні хвилі. Прихід поверхневих сейсмічних хвиль (так званих релеєвських) позначено як G. Інші позначені літерами в роботі сигнали можуть бути наслідком багаторазового відбиття від поверхні розділу між ядром та мантією. Швидкості приходу всіх позначених груп хвиль можуть варіюватися від 4 до 6 км/с. Землетруси можуть також породжувати хвилю в своєму епіцентрі, що поширюється повітрям зі швидкістю v_s.

До більш сучасних робіт можна віднести [15–18], де досліджуються як сейсмічні, так і акустичні збурення. У першій із статей колективу французьких авторів предприйнято спробу виявити інфразвукові коливання тиску за допомогою повітряних аеростатів після двох потужних підводних землетрусів магнітудою 7.5 і 7.3.

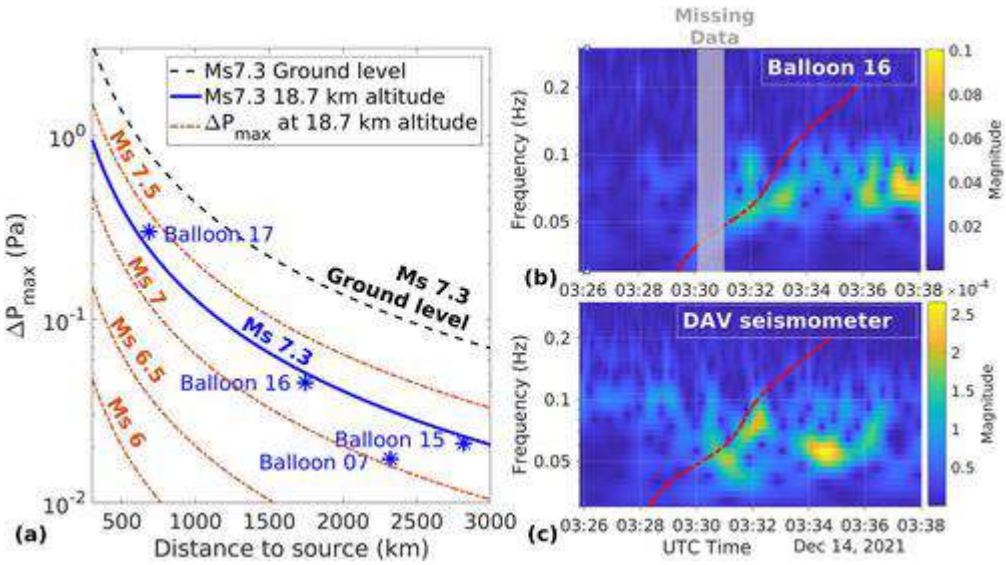


Рис. 1.4.2 Максимальне збурення тиску (Па) на висоті 18.7 км і періоді 10 с як функція горизонтальної відстані до землетрусу (км) для різних магнітуд поверхневої хвилі (Ms) землетрусу. Пунктирні червоні лінії та синя лінія – це теоретичні розрахунки на висоті 18.7 км; *b* – скалограми записів тиску кулі 16 і *c* – вертикальної складової сейсмометра DAV, обчислені за допомогою безперервного вейвлет-перетворення з використанням вейвлета Морле [15]

У роботі [16] виконується моделювання гіпотетичних, але неспостережуваних збурень повітряного свічення мезопаузи, спричинених інфразвуковими акустичними хвилями під час землетрусу у Кайкурі 2016 року магнітудою 7.8. У роботі [17] на прикладі двох помірних землетрусів на Алясці, рознесених на 10 км та відбувшихся протягом двох годин, розраховано відносну зміну спектральної густини потужності між двома подіями. Для більш точної оцінки використано акустичні та сейсмічні реєстрації з масиву IS53 та окремих станцій USArray. У діапазоні 0.9–2.1 Гц виявлено, що сейсмічна енергія ефективно перетворюється на акустичну. Подібні просторові розподіли сейсмічної та дифрагованої інфразвукової енергії вказують на вплив різних механізмів епіцентру землетрусів на інфразвукові спостереження. Це дослідження проливає світло на механізм

генерації інфразвуку землетрусу та демонструє потенціал моніторингу інфразвуку для обмеження властивостей джерела землетрусу.

Сильні грози та розряди блискавок. Ці природні явища відносяться до джерел надширокосмугових процесів. Поширюючись в хвилеводі Земля – атмосфера – іоносфера – магнітосфера, грози генерують електричне поле напруженістю близько 10^6 В/м. Дослідження інфразвуку від гроз проводилися в м. Палісейдс, Нью-Йорк, 27 серпня 1976 р. Із результатів досліджень можна виявити, що основний імпульс, що спостерігається з рознесених за відстанню станцій, має амплітуду 1 – 1.5 Па, тривалість t = 5 с, період T = 1.4 с [72].

Новими дослідженнями цього напряму є роботи [125–127]. У першій із робіт за допомогою інфразвукової станції, розташованої в Кот-д'Івуарі, досліджено статистичні характеристики реєстрацій акустинчих приходів сигналів від грозових бур. Установлено типові частоти для блискавок, які є потужним джерелом інфразвуку (від 0.5 до 5 Гц). Установлено масштаб амплітуди загасання амплітуди коливань. Автори [126] за допомогою масиву ізраїльських станцій вивчали спрайти (світлові спалахи, блискавки червоного чи синього кольорів, які б'ють вгору та зосереджені в діапазоні висот 50–130 км) на висотах мезосфери. Приклади спостережень подібних природних явищ за допомогою методу мультиканальної обробки наведено на рис. 1.5. Як видно з цих рисунків, амплітуда реєстрованого збуреня склала 0,03 Па, а значення переважаючих частот варіювалися від 1 до 4 Гц. У роботі [127] проаналізовано інфразвукові імпульси під час грозової активності. Під час досліджень проводили вимірювання швидких змін електростатичного поля за допомогою чеської мережі мікробарографів. Відстань до джерела складала 4–10 км. За допомогою методів математичної статистики визначено висоту джерела інфразвуку (3–5 км).

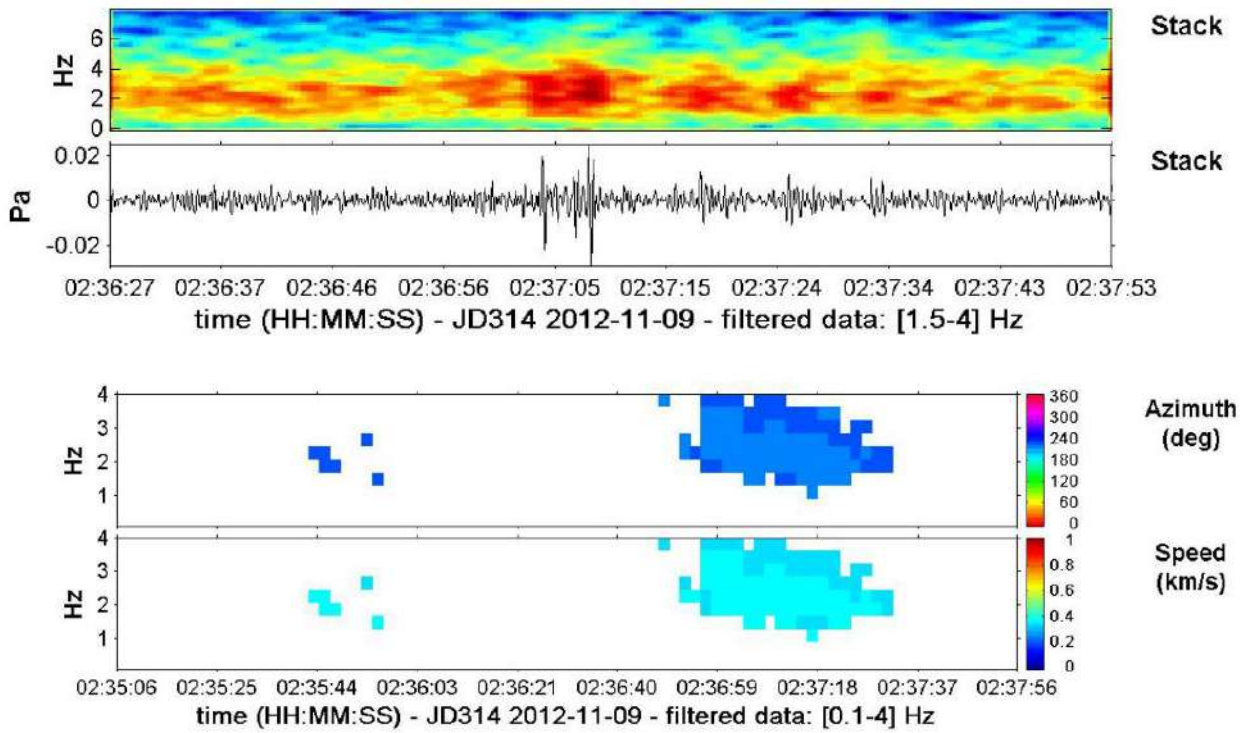


Рис. 1.4.3 Типовий випадок виникнення інфразвукових хвиль під час виникнення спрайту 9 листопада 2012 р. над Середземним морем [126]

Снігові лавини. Інфразвукові записи від 4 зходжень лавини в м. Vallée de la Sionne, що в Швейцарії, наведені авторами роботи [128]. Дослідження акустичних ефектів проводилися у 2009 – 2010 рр. та дозволили за допомогою інфразвукових сенсорів з чутливістю 2 В/Па та нижньою границею 0.1 Гц отримати реєстрації в моменти зходження. Перед аналізом отримані дані було пропущено через смуговий фільтр Баттерворта 4 порядку (від 1 до 40 Гц). Було встановлено, що максимальна амплітуда в усіх чотирьох реєстраціях не перевищувала 2.5 Па, а сукупні сейсмічні та інфразвукові вимірювання від подібних процесів добре узгоджуються між собою [128].

Падіння космічних тіл. Інфразвуковим дослідженням від процесів прольоту та вибуху космічних тіл в атмосфері Землі присвячено велику кількість робіт (див., наприклад, [2, 129 – 135]). Вперше інфразвукові реєстрації було задокументовано саме тоді, коли 30 червня 1908 р. біля Тунгуски, що в Центральному Сибіру, пролетів та вибухнув мініастероїд

[132]. Згідно роботи [132], кінетична енергія метеороїду складала від 10 до 10^3 Мт ТНТ, кут нахилу до горизонту за результатами обчислень по різних моделях складав приблизно 30°. Результати інфразвукових спостережень від вибуху Тунгуського космічного тіла показано в роботі [133]. Легко зрозуміти, що реєстрація запису з кількох мікробарографів містить кілька хвилевих пакетів: перший з них надійшов о 05:10 UT, його амплітуда Δp складала приблизно 100 Па, а квазіперіод T – біля 120 с; другий прибув біля 05:24 UT, при цьому $\Delta p \approx 40$ Па, а $T \approx 20 - 30$ с.

Після цієї події майже на півсторіччя про дослідження в цій області забули, і повернулися до цього лише на початку 1960-х рр. Тоді вторгнення космічних тіл в атмосферу Землі почали розглядати як можливе джерело акусто-гравітаційних хвиль. В 1976 р. було опубліковано роботу [26], в якій описано можливий механізм генерації циліндричної ударної хвилі при входженні метеорів в атмосферу. Розгляд цих процесів включав припущення, що число Маха $\mathrm{M} \gg 1$, а число Кнудсена $\overline{\mathrm{Kn}} = 1$. Ключова система рівнянь, що розв'язується в цьому випадку, має такий вигляд [26]:

$$\begin{cases} m\dfrac{dv}{dt} = mg\sin\theta - \dfrac{1}{2}\rho v^2 C_D A - fw\dfrac{dm}{dt} = \\ = mg\sin\theta - \dfrac{1}{2}\rho v^2 \bar{C}_D A; \\ \dfrac{dz}{dt} = -v\sin\theta = \dfrac{dz}{dv}\dfrac{dv}{dt}; \\ \dfrac{dm}{dt} = -C_H \dfrac{A\rho v^3}{2Q}\left(\dfrac{v^2 - v_m^2}{v^2}\right); \end{cases}$$

де m – маса метеору; v – відносна швидкість метеору; g – прискорення сили тяжіння; θ – горизонтальний кут підйому; ρ – густина атмосфери; C_D – коефіцієнт хвилевого опору; $\bar{C}_D$ – ефективний коефіцієнт хвилевого опору; A – площа поперечного перерізу метеору; f – параметр абляції ($0 \le f \le 1$); w – її швидкість; t – змінна часу; z – геометрична висота (відлік ведеться від рівня поверхні Землі, де $z = 0$); C_H – безрозмірний коефіцієнт переносу тепла; Q – теплота абляції; v_m – швидкість метеору, за якої абляція припиняється.

Швидкість метеорів змінювалася від 11.2 км/с (другої космічної) до 73.2 км/с, радіус – від 0.5 см до 5 м, кут входження в щільні шари атмосфери – $10° \leq \theta \leq 90°$ (тобто, до вертикального входження), а параметр абляції – від 0 до $5 \cdot 10^{-12}$ $с^2/см^2$ [26]. На основі модельних розрахунків отримано важливі співвідношення відносної зміни тиску як функції відстані, а також радіусу циліндричної ударної хвилі від висоти.

У роботі [134] показано інфразвуковий сигнал, що надійшов від прольоту та вибуху метеороїду метрового розміру ($R \approx 1.8$ м) Парк Форест 27 березня 2003 р. о 05:50 UT. Початкова кінетична енергія цього тіла складала 0.5 кт ТНТ, початкова маса – $(11 \pm 3) \cdot 10^3$ кг, а кут нахилу траєкторії до горизонту – біля 30°. Результати спостережень вибухової хвилі з двох інфразвукових станцій – IS10, розташованої на відстані 1170 км від джерела вибуху, та «Blossom Point» (на відстані 965 км) – показано на рис. 1.4.4. Перед аналізом вихідні дані було відфільтровано в полосі частот 0.4 – 3 Гц для першої станції та 0.5 – 12 Гц для другої. Було обраховано періоди інфразвукових хвиль – 5 і 2.3 с відповідно – та з урахуванням впливу вітру оцінено кінетичну енергію тіла [134]. В роботі також наведено оцінки швидкості поширення інфразвукової хвилі для цих двох станцій.

Велику значущість у вивченні питання поширення інфразвуку від вибухів суперболідів являє собою робота [27]. Автор розглядає результати записів реєстрацій інфразвукових хвиль від трьох різних суперболідів. Зазвичай автор для аналізу однієї події брав реєстрації з шести різних станцій у різних країнах світу та порівнював їх між собою для виявлення якомога сильнішої кореляції. На рис. 1.4.5, запозиченому з цієї роботи, бачимо, що сплески мали різну амплітуду та тривалість. Наведені вимірювання взято з американської та антарктичної станцій. Для виключення можливих «хибних» реєстрацій автором було наведено найкращі приклади реєстрацій з кожної станцій не менш як на чотирьох каналах. Видно, що результати з різних каналів однієї станцій добре узгоджуються між собою, за рахунок чого досягнуто значної кореляції між сигналами.

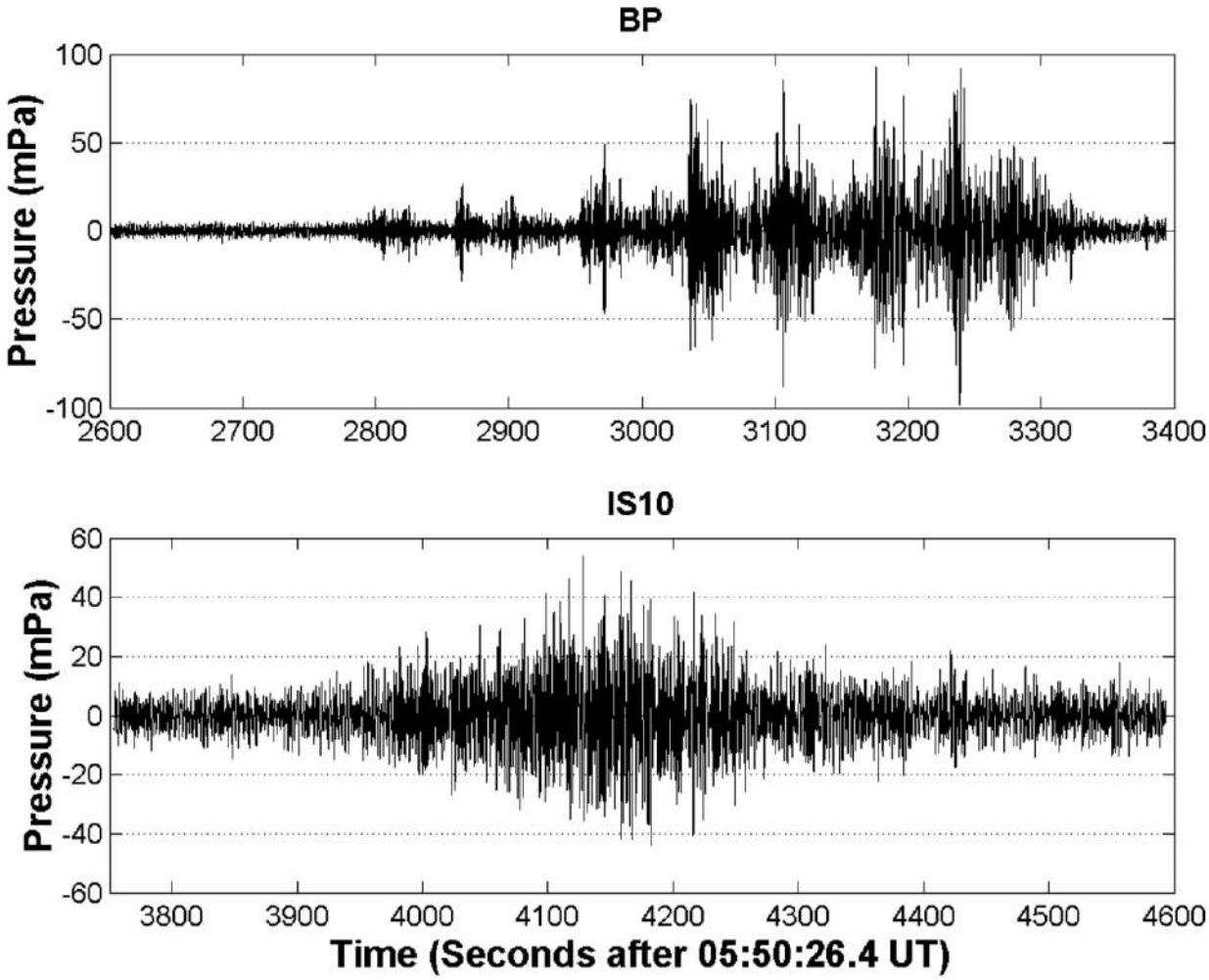


Рис. 1.4.4 Результати інфразвукових спостережень від вторгнення та вибуху метеороїду Парк Форест [134]

Однією з найновіших статей є [135], де автори на прикладі аналізу реєстрацій від падінь трьох космічних тіл досліджують інфразвукові сигнали за допомогою алгоритму MCCA (Multi-channel cross correlation algorithm). Для обробки й аналізу були взяті дані з чотирьох інфразвукових станцій: казахстанської I31KZ, російської I43RU, кенійської I32KE та німецької I27DE (з розташуванням в Антарктиді). Побудовано графіки вихідного сигналу з урахуванням фільтрації та зроблено відповідні висновки стосовно придатності алгоритму для обробки сигналів.

Варто відзначити також цілий комплекс інфразвукових досліджень, пов’язаних із метеороїдом Юйшу, вторгнення та вибух у приземній атмосфері якого мали місце о 23:23:33 UTC 22 грудня 2020 р. біля китайської

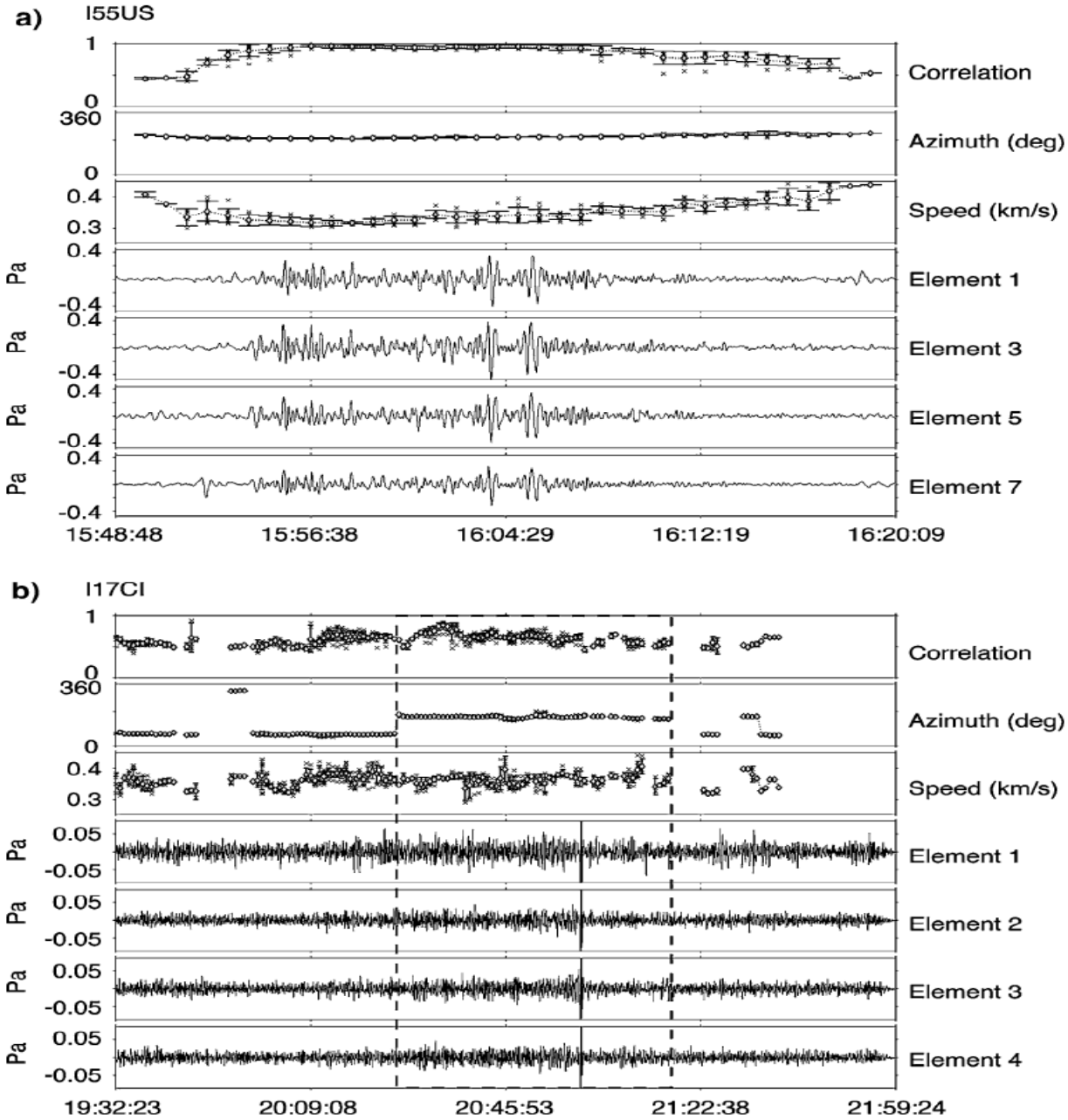


Рис. 1.4.5 Приклади хвилевих форм, що були зареєстровані 3 вересня 2004 р. на американській та антарктичній станціях [27]

провінції Цинхай [136]. За допомогою чотирьох датчиків інфразвукового масиву в цій провінції на відстані близько 1100 км виявлено реєстрації акустичних коливань і оцінено висоту вибуху космічного тіла (43.22±15.51 км), що приблизно відповідає зареєстрованій датчиками NASA висоті 35.5 км. Найдовший період кожного прибуття використовувався для оцінки енергії метеороїду (7.51 кт ТНТ). Видно, що оцінена за вимірюваннями енергія на 20% відрізнялася від енергії, обчисленої NASA.

Це могло бути пов’язано з технічними особливостями вимірювань або методикою обробки. На рис. 1.4.6 наведено результати деяких реєстрацій інфразвукових сигналів, зареєстрованих у провінції Юннань, КНР. Літерами А та В позначено два приходи інфразвукових хвиль.

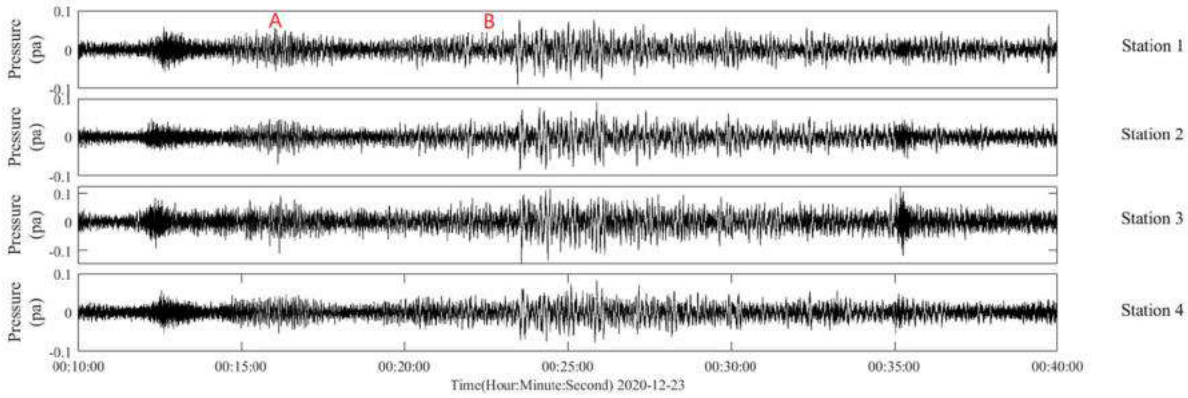


Рис. 1.4.6 Результати міжканальної обробки інфразвукового сигналу на станції в провінції Юннань. Приходи А та В відповідають різним групам інфразвукових хвиль

Вище розглянуто лише декілька прикладів спостереження інфразвукових сигналів від падіння космічних тіл. Детальніше це питання буде розглянуто в експериментальній частині роботи.

Варті уваги дослідження варіацій приземного тиску та магнітного поля, а також генерації акустико-гравітаційних хвиль в полярних широтах [137]. За допомогою технічних засобів антарктичної станції «Академік Вернадський» виявлено зв’язок між інфразвуковими варіаціями тиску та магнітними флуктуаціями, встановлено часи запізнювання та переважаючі періоди відповідних варіацій. За отриманими даними побудовано моделі переносу атмосферних збурень на іоносферні висоти [137].

Дослідження варіацій тиску в інфразвуковому діапазоні нерозривно пов’язане з вивченням характеру генерації та поширення рухомих іоносферних збурень. На даний час актуальною темою є розробка моделі поширення рухомих збурень у районі Антарктики, а також зв’язок їхньої генерації з акустико-гравітаційними хвилями в тропосфері; залежність

основних параметрів цих збурень від сезону року та часу доби. Пояснення фізичних механізмів генерації подібних ефектів, як і їхнього зв'язку з коливаннями інфразвуку знаходяться в процесі розробки [138]. Цікавим також є зв'язок між нижньою атмосферою й іоносферою Землі при дослідженні характеру поширення значних за амплітудою збурень у арктичній полярній стратосфері [139].

Штучні джерела

Польоти надзвукових літаків. Одними з перших інфразвуковий вплив літаків, що мають швидкість на порядок вищу за v_s, вивчали автори робіт [107, 108]. Автори цих робіт вивчали хвильові форми, що були утворені внаслідок прольоту надзвукового літаку «Concorde» у 165 км на південь від обсерваторії «Lamont-Doherty», що в Нью-Йорку. Реєстрації показали, що ударна хвиля має N-образну структуру, тривалість сигналу склала 230 мс, а флуктуації тиску досягали 105 Па. Запозичені з роботи [108] результати спостережень інфразвуку показано на рис. 1.4.7. Зліва – ударна хвиля в зоні прольоту, справа – хвильова форма в «тіньовій» зоні.

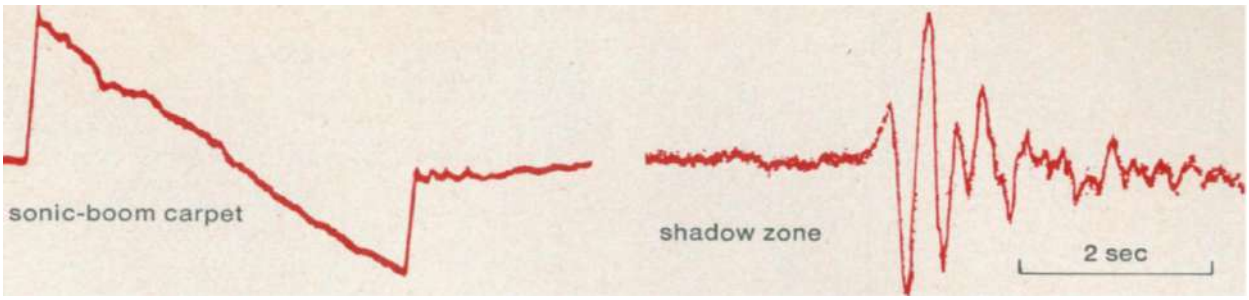


Рис. 1.4.7 Хвильові форми від прольоту надшвидкісного літаку «Concorde» [108]

Подальші дослідження з питань генерації інфразвуку надзвуковими літаками проводили автори [140, 141]. У першій роботі підбито підсумки спостережень акустичних хвиль від літаків, зокрема відмічено, що основні частоти спостережуваних хвиль складали від 0.5 до 6 Гц; обчислено азимут приходу хвиль від польоту «Concorde» 6 лютого 1995 р. Наведено залежності відстані до джерела інфразвуку від азимуту, фазової швидкості сигналу від

азимуту; виконано порівняння цих залежностей для двох різних подій – прольоту «Concorde» та виверження вулкану Гекла. Автори роботи [141] проаналізували інфразвукові коливання від «Concorde» за допомогою вже розробленого на той момент алгоритму PMCC (див. підрозділ 1.5) та обчислили фазові параметри хвиль. Сигнал реєструвався за допомогою мережі мікробарографів, що мали апертуру в 3 км. Сигнал було оброблено за допомогою смугового фільтра в полосі частот 0.02 – 4 Гц. Результати наведено з декількох каналів різних станцій та обчислено їх кореляцію задля виділення корисного сигналу на фоні завад. Крім того, на основі вже згаданих раніше робіт та статистичного аналізу більш ніж 6 тисяч прольотів «Concorde» було побудовано моделі джерела та атмосфери, в якій поширювався інфразвук. Встановлено узгодженість між моделлю та експериментальними спостереженнями, а саме: побудовано траєкторії та обчислено швидкості поширення хвиль, наведено порівняння очікуваного та спостережуваного азимутів, зроблено порівняння очікуваної та експериментальної швидкостей стратосферно-тропосферного вітру для весни та осені 1999 р.

У більш сучасній роботі [142] доведено, що регулярні польоти вертольотів над певною ділянкою можуть спровокувати геологічні зміни ландшафтів і навіть небезпечні руйнування кам’янистих і піщаних структур через співпадіння частот інфразвуку від лопастей вертольоту та власних частот скелястих форм рельєфу. Виявлено, що амплітуда коливань у природніх і штучно збурених таким чином умовах зростає в 10^3 разів.

Старти та польоти потужних ракет. Тривалий інфразвук від запусків великих ракет фіксують і вивчають з 1957 р. за допомогою низькочастотних акустичних приладів. Переважаючі періоди інфразвукових сигналів – 0.1 – 2 Гц. Сигнали можуть групуватися на ранні з надзвуковою швидкістю, нормальні акустичні і пізні (зі швидкістю, меншою за швидкість звуку).

Одним із відомих досліджень акустичних коливань від стартів потужних ракет був запуск ракети «Saturn V», який відбувся 9 листопада 1967 р.

о 12 годині за світовим часом [143]. Реєстрація інфразвуку проводилася в 1485 км від місця запуску, в м. Палісейдс, США. Спостерігалося дві групи хвиль: перша (тривалістю 10 хвилин) прийшла до точки спостереження через 70 хвилин після старту ракети, друга (тривалість – 9 хвилин) зафіксована через 81 хвилину після старту. Перша група сигналів відноситься до моменту підйому ракети на висоту 120 км над поверхнею Землі.

Інфразвуковий сигнал першої групи зареєстровано о 13:10:30 UT, 9 листопада 1967 року, другої – о 13:21:30 UT. Закінчення запису останнього інфразвукового сигналу зафіксовано о 13:30:30 UT. Максимальна амплітуда першого сигналу склала 1 Па, другого – 2 Па. Фур'є-аналіз показав, що періоди для сигналів першої і другої груп рівні відповідно 10 і 7 с. Інші параметри ІЗ сигналів від запуску ракети «Saturn V» наведені в роботах [144–146].

Робота [20] ілюструє дослідження варіацій звукового тиску від трьох запусків ракетоносія Falcon 9. Установлено високий ступінь кореляції між трьома запусками ракетоносія, здійсненого в різні часи доби та пори року. Підтверджено поширення акустичних збурень тиску на глобальні відстані протягом безпосереднього старту ракети, а також відокремлення головного двигуна та другої ступені ракети. Результати підтверджено не лише статистикою за кількістю стартів, а й за даними з різних пунктів вимірювань.

Автори [147] зібрали інформацію про 1001 запуск ракет із 27 космодромів світу для встановлення емпіричних залежностей енергії тяги ракетоносіїв від амплітуди атмосферних збурень тиску, які створено цими джерелами.

Колективом авторів нідерландських установ досліджено інфразвукові ефекти від стартів ракет КНДР у 2009 та 2017 рр. на глобальних (понад 4,5 тис. км відстанях) [148]. Установлено, що амплітуди варіацій тиску для різних станцій глобальної мережі варіювалися в межах 0.01–0.7 Па, а значення вдаваних швидкостей були наближені до швидкості поширення звуку в повітрі та складали 330–342 м/с. Побудовано найбільш ймовірні траєкторії поширення інфразвукових хвиль уздовж шляхів поширення для

російських, монгольських, японських і американських станцій [148]. На рис. 1.4.8 запозиченому з цієї роботи, наведено результати обробки масиву даних для запуску ракети КНДР 5 квітня 2009 р. Основними є часові залежності удаваної швидкості, зворотнього азимуту, амплітуди варіацій тиску та частоти спостережуваних сигналів.

Інші приклади стартів ракет та аналізу акустичних сигналів від них розглянуто в монографії [2].

Ядерні випробування. Станом на 2017 р. однією з найгостріших проблем в світі є розвиток та вдосконалення ядерної зброї. Масштабні підземні та надземні випробування цього виду зброї майже півтора десятка років проводить КНДР. Наслідком перших є штучні землетруси, що породжують інфразвукові хвилі. Зокрема, в роботі [84] описано результати спостережень акустичних сигналів на інфразвукових станціях, що розташовані в Південній Кореї, Японії та Російській Федерації. Для прикладу, апаратура корейської інфразвукової мережі, що реєструвала ці сигнали, включала надчутливі мікрофони, акустичні датчики та сенсори, редукційні системи, що поєднані між собою пористими шлангами, які зменшують шум від вітру. Хвилеві форми, що було зареєстровано однією з інфразвукових станцій цієї мережі – KSGAR – наведено на рисунку 1.4.9. Як і у випадку з землетрусом, бачимо, що присутні одразу кілька груп інфразвукових хвиль: перша – локальний інфразвук, друга – відбитий від земної поверхні інфразвук, остання – інфразвук, що надійшов з епіцентру вибуху. З рисунку видно, що, наприклад, нижня панель показує результати спостережень за третім підземним випробуванням в 2013 р. Час запізнення між моментом випробування та приходом останньої, релеєвської хвилі, варіюється між 1114 та 1186 с (моменти приходу переднього та заднього фронтів відповідно), швидкість приходу, відповідно, становить значення між 256 до 273 м/с.

Таким чином, вище розглянуто аналіз даних наземних вимірювань варіацій тиску, отриманих здебільшого за допомогою мікробарографів або

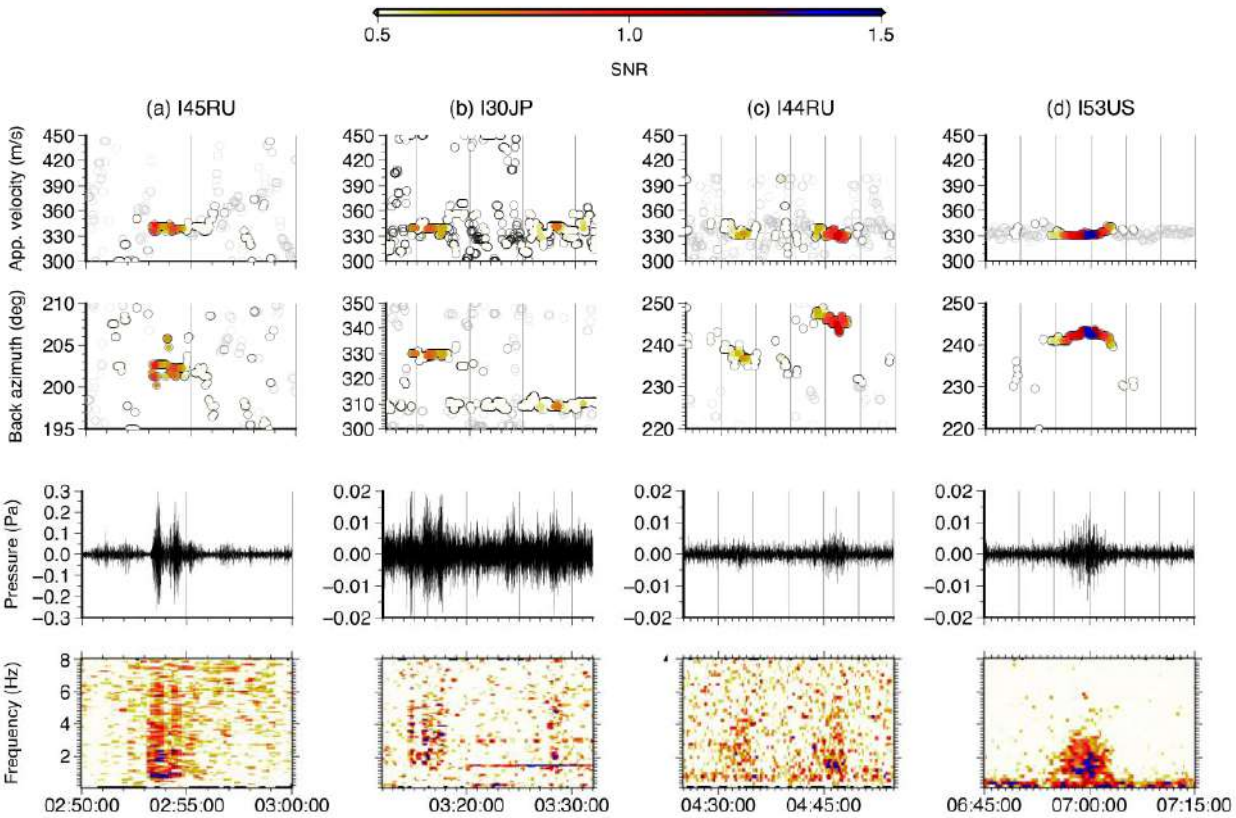


Рис. 1.4.8 Результати обробки масиву даних для запуску ракети КНДР 5 квітня 2009 р. Стовпці показують результати для масиву зі збільшенням відстані від джерела, тобто зліва направо (a) I45RU, (b) I30JP, (c) I44RU та (d) I53US. По рядках показано часові залежності параметрів інфразвуку на станціях світу. Знизу вгору наведені: частота, амплітуда найкращих реєстрацій, зворотний азимут і видима швидкість. Параметри позначаються кольором як функція відношення сигнал/шум. Найкращий промінь розраховується для зворотного азимута та видимої швидкості при максимальному відношенні сигнал/шум [148]

надчутливих мікрофонів. Варто зауважити, що для реєстрації фізичних ефектів від високоенергетичних і катастрофічних явищ різної фізичної природи можуть використовуватись різні устаткування та обладнання, зокрема й пересувні бортові механізми (див., наприклад, [149, 150]). Результати аналізу даних використовуються для виявлення особливостей поширення радіохвиль як низькочастотного, так і дуже високочастотного діапазону.

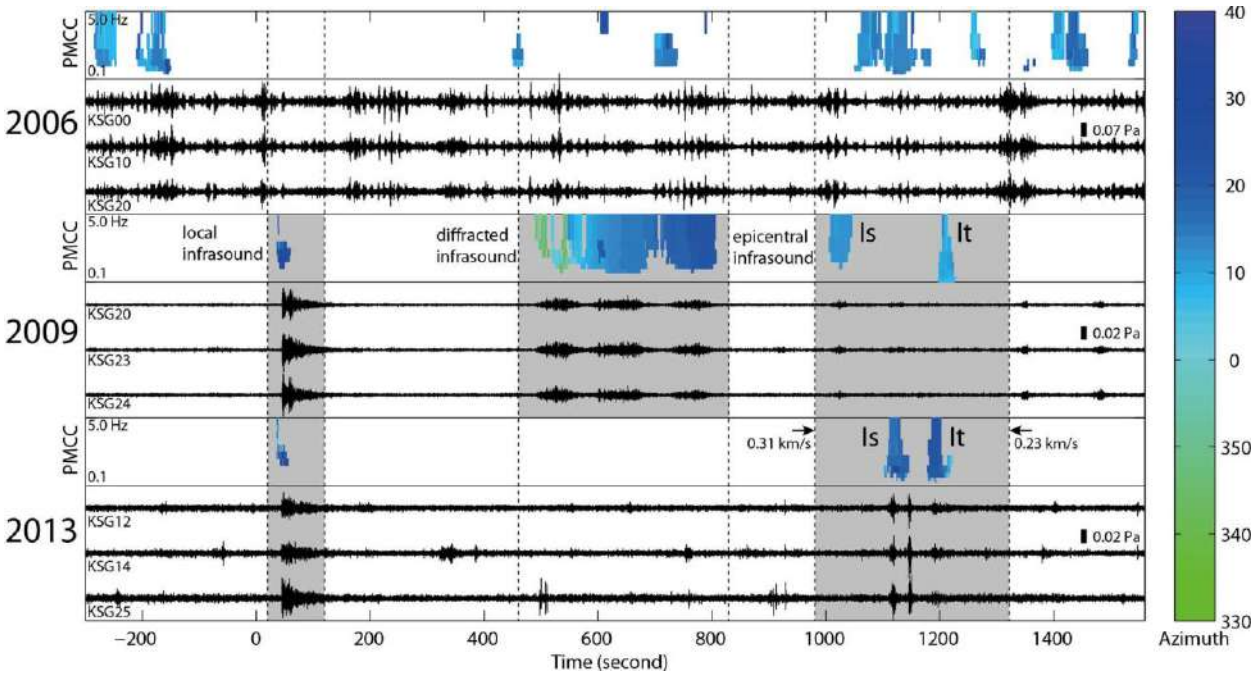


Рисунок 1.4.9 Результати спостережень інфразвукових сигналів зі станції KSGAR, розташованій в Південній Кореї. Зліва вказано рік, у який здійснювалось ядерне випробування, та методика, за якою виявлялися ефекти від землетрусу (PMCC – від Progressive Multi Channel Correlation) [148, 149, 150–152]. До вихідних даних попередньо було застосовано смугову фільтрацію в діапазоні від 2 до 7 Гц. Кольором показаний азимут, за яким зареєстровано прихід хвиль [84]

Варто зазначити, що окрім традиційних засобів і алгоритмів обробки сигналів будь-якого типу, як от спектральний аналіз або перетворення Фур'є, для інфразвукових сигналів використовуються спеціальні методи обробки за допомогою вузькопрофільного програмного забезпечення. З основами та прикладами демонстрації роботи таких методів можна ознайомитись в роботах авторів [151, 152] та низці перерахованих вище робіт.

1.5. Висновки до розділу 1

1. Джерел інфразвуку існує порівняно небагато, що пояснюється низькою частотою та великим значенням довжини хвилі. Джерела звуку поділяють на природні та штучні. До природніх джерел належать: геокосмічні бурі (висипання енергійних частинок, полярні сяйва і т.п.),

морські шторми, землетруси, виверження вулканів, зходження лавин, мікробароми, потужні грозові розряди, прольоти та вибухи метеороїдів у атмосфері Землі. До техногенних джерел відносять: потужні вибухи, старти та польоти космічних апаратів, падіння космічного сміття та ступенів ракет, ударні хвилі від літаків, що рухаються з надзвуковою швидкістю, вибухи як наслідок хімічних та ядерних випробувань як на поверхні Землі, так і в її оболонках.

2. Спостереження за часовими варіаціями тиску в інфразвуковій хвилі потребує використання надчутливої апаратури, зокрема, мікрофонів та мікробарографів, що мають чутливість не гірше 10^{-3}–10^{-4} Па/В. Крім того, датчики для спостереження за варіаціями тиску повинні мати складну конфігурацію та враховувати географічні та кліматологічні особливості, характер сигналу, який реєструється, інші фактори, пов’язані з потраплянням в спектр сторонніх завад від інших джерел інфразвуку й атмосферних неоднорідностей.

3. Для виявлення інфразвукових сигналів доцільно проводити кореляційну обробку за частотою, швидкістю та напрямом поширення інфразвукової хвилі. Подальшу обробку слід проводити за допомогою смугових фільтрів і спектрального аналізу.

4. Для теоретичного описання поширення інфразвуку в атмосфері використовують променеве та хвилеводне наближення. Перше зручно використовувати на відносно невеликих відстанях (сотні кілометрів), друге – на більших відстанях.

РОЗДІЛ 2. СТАТИСТИЧНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ МЕТЕОРОЇДІВ У АТМОСФЕРІ ЗЕМЛІ

Актуальність включення цього розділу обгрунтована необхідністю дослідження масивних космічних тіл (діаметром $d > 10$ м), які є важливим джерелом інфразвуку та можуть становити небезпеку для існування людства (див., наприклад, [153–156]). Метою цього розділу є встановлення емпіричних залежностей частоти падінь космічних тіл в залежності від їхнії параметрів, а також географічних координат. Попередні дослідження широко проводились закордонними організаціями та інститутами (див., наприклад, [153]).

Результати цього розділу опубліковано в роботах авторів [157–160].

2.1. Загальні відомості

Для статистичного аналізу використовувалась база спостережних даних НАСА [161]. Вона отримана за допомогою глобальної супутникової системи контролю космічного простору, яку було розроблено в США [162]. За допомогою інфрачервоних датчиків система дозволяє виявити свічення мініастероїдів із енергією свічення E_r не менше за $2{\cdot}10^{10}$ Дж і питомою потужністю джерела випромінювання не менше за 10^9 Вт/стер. Цим параметрам свічення відповідають мінімальні розміри космічних тіл близько 0.3 м – 1 м у залежності від їх складу та об’ємної густини.

У базі даних за 1994 – 2016 рр. є в наявності 693 випадки реєстрації яскравих болідів. Енергія E_r при цьому змінювалась від $2{\cdot}10^{10}$ Дж (всього 18 випадків) до $3.75{\cdot}10^{14}$ Дж (1 випадок – вторгнення Челябінського космічного тіла).

Як виявилось, щільність розподілу падаючих космічних тіл істотно залежала від географічних координат (рис. 2.1.1). Із рис. 2.1.1 видно, що найбільша щільність мала місце поблизу географічного екватору. По мірі віддалення від екватору щільність помітним чином зменшувалася. Довготний розподіл був близьким до рівномірного.

За інтервал часу, який дорівнював 23 рокам, спостерігалось вторгнення до атмосфери Землі не менше 693 космічних тіла. (Деякі виявлені на супутниках метеороїди за заявою НАСА в базі даних відсутні). Середнє щорічне число подій за такої статистики є близьким до 30, реально воно було, вочевидь, дещо більшим. Якщо виключити широтну залежність, то виявляється, що густина розподілу падаючих тіл у середньому буде незмінною – близько 0.06 год$^{-1}$ на площі 1 млн км^2, тобто на площі, близькій до території України. Із урахуванням широтної залежності густина, наприклад, на широті 60°, вдвічі менша, ніж на екваторі.

Рис. 2.1.1 Розподіл місць падінь космічних тіл метрового розміру Земною кулею.

2.2. Результати статистичного аналізу

Залежність числа подій від енергії свічення.

Оскільки енергія свічення різних космічних тіл змінювалась більше ніж на чотири порядки (від $2{\cdot}10^{10}$ до $3.75{\cdot}10^{14}$ Дж), а число їх падінь – більш ніж на два порядки, залежність числа подій від їх енергії свічення доцільно представити в логарифмічному масштабі (рис. 2.2.1). З рис. 2.2.1*а* видно, що

залежність логарифму числа подій від логарифму енергії свічення космічних тіл у першому наближенні може бути апроксимовано прямою лінією. При цьому апроксимуюче рівняння має вигляд

$$\lg n = -\,0.6875 \lg E_r + 1.1153.$$

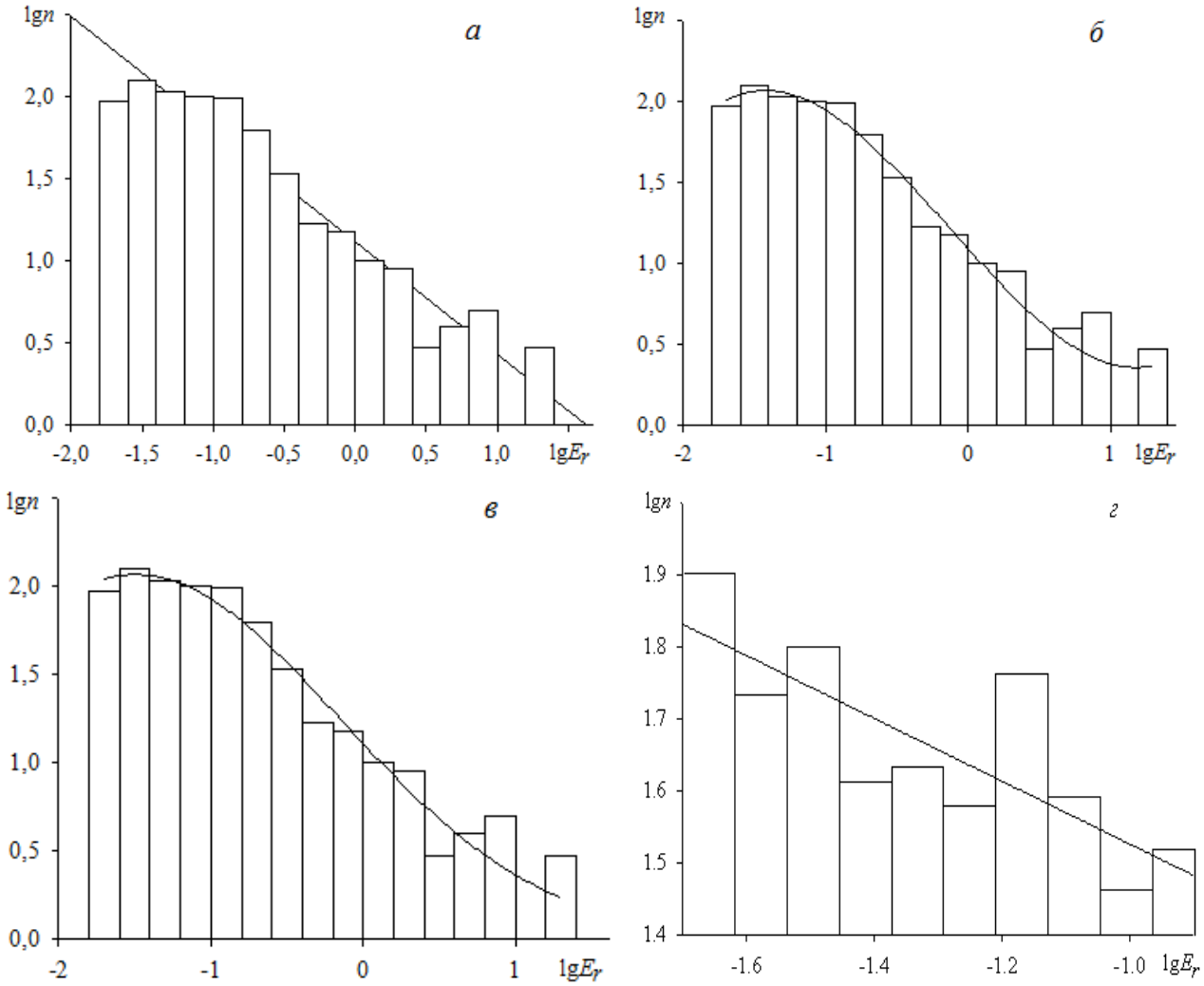


Рис. 2.2.1 Розподіл логарифму числа випадків за логарифмом енергії випромінювання (в ТДж) космічного тіла (загальне число випадків $N = 693$): *а* – апроксимація степеневою залежністю $\lg n = -0.6875 \lg E_r + 1.1153$; $R \approx 0.9588$; $\sigma \approx 0.2007$; *б* – апроксимація поліномом третього степеню $\lg n = 0.1944 \lg^3 E_r + 0.0720 \lg^2 E_r - 0.9781 \lg E_r + 1.0939$, $R \approx 0.9763$; $\sigma \approx 0.1649$; *в* – апроксимація нормальним законом: $\lg n = 2.0684 \cdot \exp(-0.5((\lg E_r + 1.4972)/1.3417)^2)$, $R \approx 0.9747$; $\sigma \approx 0.1639$; *г* – апроксимація степеневим законом: $\lg n = -0.4368 \lg E_r + 1.0888$; $R \approx 0.8083$; $\sigma \approx 0.0504$

При цьому коефіцієнт достовірності $R \approx 0.9588$. Значення E_r даються в тераджоулях.

Залежність lg$n$ від lgE_r також можна апроксимувати поліномом третьої степені (рис. 2.2.1*б*) або нормальним законом (рис. 2.2.1*в*). Відповідні апроксимації мають вигляд:

$$\lg n = 0.1944\lg^3 E_r + 0.0720\lg^2 E_r - 0.9781\lg E_r + 1.0939, \quad R \approx 0.9763,$$

$$\lg n = 2.0684\exp\left(-0.5((\lg E_r + 1.4972)/1.3417)^2\right), \qquad R \approx 0.9747.$$

Тут E_r також вимірюється в тераджоулях.

Залежність числа подій від складових швидкості.

Супутникова система вимірювала три проєкції початкової швидкості космічного тіла (v_x, v_y і v_z) у 145 випадках. При цьому використовувалась декартова геоцентрична система координат, у якій вісь Oz спрямована вздовж вісі обертання Землі до Північного полюса, ось Ox лежить в екваторіальній площині Землі та спрямована до нульового меридіану, а ось Oy утворює праву тройку відповідних векторів.

Залежність числа випадків від проєкцій швидкості та модуля швидкості показано на рис. 2.2.2. Із рис. 2.2.2*а* видно, що значення v_x зазвичай змінювались приблизно від –20 км/с до +20 км/с, а середнє значення $\overline{v_x} \approx 6.9$ км/с, $\sigma \approx 6.0$ км/с. Лише в декількох випадках значення v_x були близькі до –30 км/с.

Приблизно в таких же межах змінювались і значення v_y і v_z (див. рис. 2.2.2*б*, *в*). При цьому $\overline{v_y} \approx 9$ км/с, $\sigma \approx 10.1$ км/с, а $\overline{v_z} \approx 12$ км/с, $\sigma \approx 10.0$ км/с. У двох випадках значення v_y досягали приблизно –40 км/с.

Залежність числа подій від модуля швидкості v показано на рис. 2.2.2*г*. Із рисунка видно, що значення v найчастіше за все змінювались в межах 12 км/с – 20 км/с, але в двох випадках досягали 44.8 і 49.0 км/с.

Залежність $n(v)$ можна апроксимувати наступним співвідношенням:

$$n(v) = a(v - v_0)^2 \mathrm{e}^{-b(v - v_0)}, \tag{2.2.1}$$

де $a \approx 7.5073$, $b \approx 0.3766$, $v_0 \approx 9.193$ км/с. Додамо, що апроксимація (2.2.1) справедлива при $v \geq 11.2$ км/с.

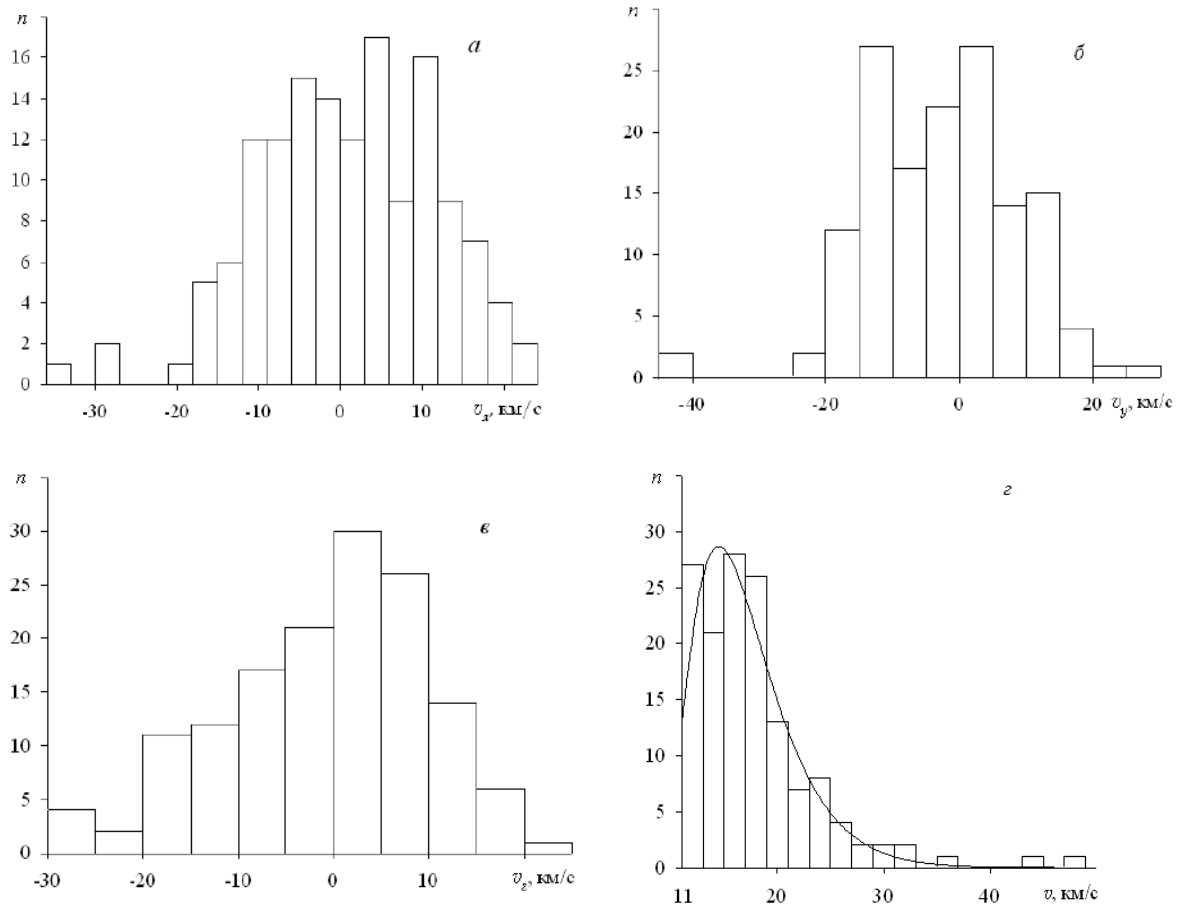


Рис. 2.2.2 Розподіл числа випадків за компонентами швидкості та модулем швидкості космічного тіла (145 подій): *а* –за $n(v_x)$; *б* – за $n(v_y)$; *в* – за $n(v_z)$; *г* – за модулем швидкості $n(|v|)$ (суцільна лінія – апроксимація законом (2.1), $R = 0.9588$, $\sigma = 3.0169$)

Залежність числа подій від висоти області максимального свічення.

Висота області максимального свічення боліда z_r є близькою до висоти майже повного руйнування космічного тіла та його найбільш інтенсивного гальмування. Залежність n від z_r показано на рис. 2.2.3. Видно, що висота області максимального свічення змінювалась приблизно від 15.2 км до 74 км, але найчастіше за все – від 28 км до 40 км. Для останнього діапазону висот загальне число випадків склало 150 або 52%.

Залежність $n(z_r)$ можна апроксимувати нормальним законом:

$$n = 52.4410 \exp\left(-0.5\left(\left(z_r - 33.8964\right)/8.1143\right)^2\right).$$

Значення z_r даються в км. Найбільш ймовірна висота була близькою до 34 км, а її стандартне відхилення – до 8 км.

Додамо, що нормальний закон помітно занижує значення n при $z_r > 48$ км. Скоріше за все, це пов'язано з відмінністю в структурі космічних тіл, які підвергнуто руйнуванню. При $z_r < 48$ км тіла, вочевидь, були кам'яними, а при $z_r > 48 - 50$ км – льодяними. Міцність останніх істотно менша міцності кам'яних тіл, а висота їх руйнування та свічення – помітно більша.

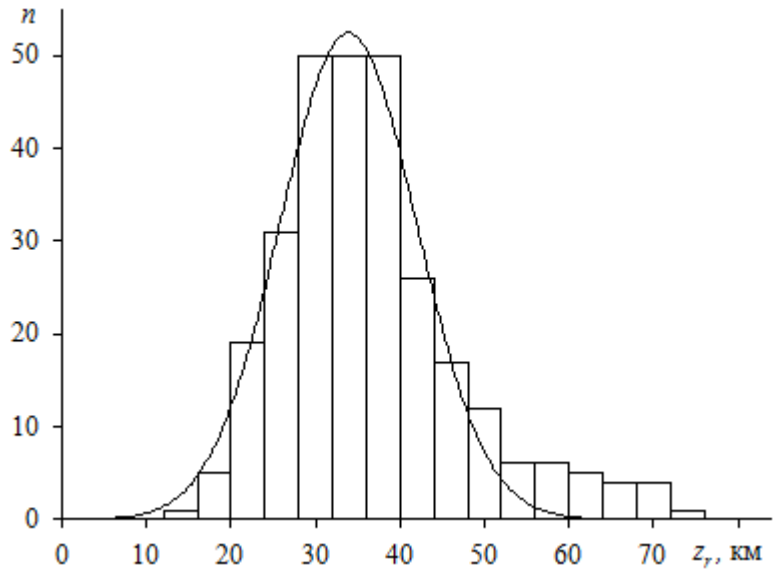


Рис. 2.2.3 Розподіл числа випадків за висотою області максимального свічення космічного тіла (288 подій). Суцільна лінія – апроксимація нормальним законом $n = 52.441\exp\left\{-0.5\left[\left(z_r - 33.8964\right)/8.1143\right]^2\right\}$, $R = 0.9796,\ \sigma = 3.9168$

Залежність висоти області максимального свічення від енергії свічення.

Кореляційне поле «висота області максимального свічення – енергія свічення зображено на рис. 2.2.4. З цього рисунку можна бачити, що кореляція між z_r і E_r є дещо більшою в інтервалі значень $\lg E_r$ від – 1.7 до – 0.6 та значень z_r від 26 до 42 км. Найбільше число подій реєструвалося в діапазоні висот 26 км – 42 км, їм відповідала енергія свічення приблизно від 30 ГДж до 500 ГДж.

Залежність квадрату початкової швидкості від енергії свічення.

Квадрат початкової швидкості v^2 космічного тіла є пропорційним його початковій кінетичній енергії. Кореляційне поле квадрат швидкості – енергія свічення наведено на рис. 2.2.5. З рис. 2.2.5 видно, що значна кореляція мала місце при $v^2 \approx 150-400$ (км/с)^2 и $E_r \approx 30-500$ ГДж.

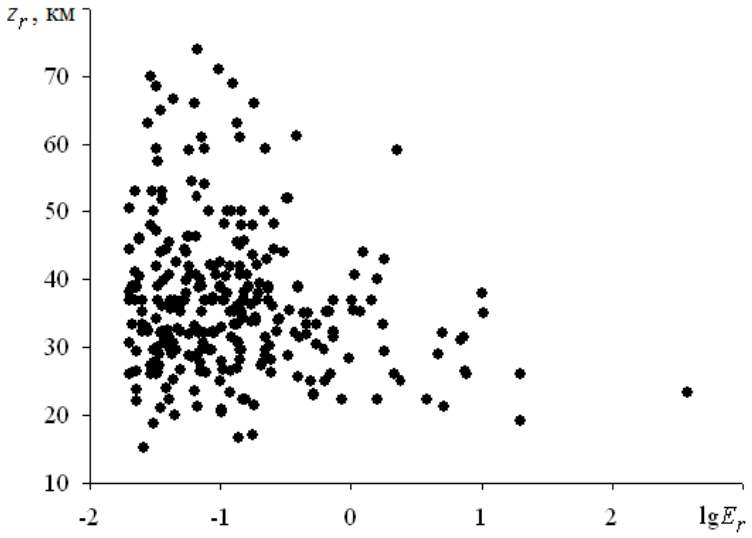


Рис. 2.2.4 Кореляційне поле “висота області максимального свічення (в км) – логарифм енергії свічення космічного тіла (в ТДж) (N=288 подій)

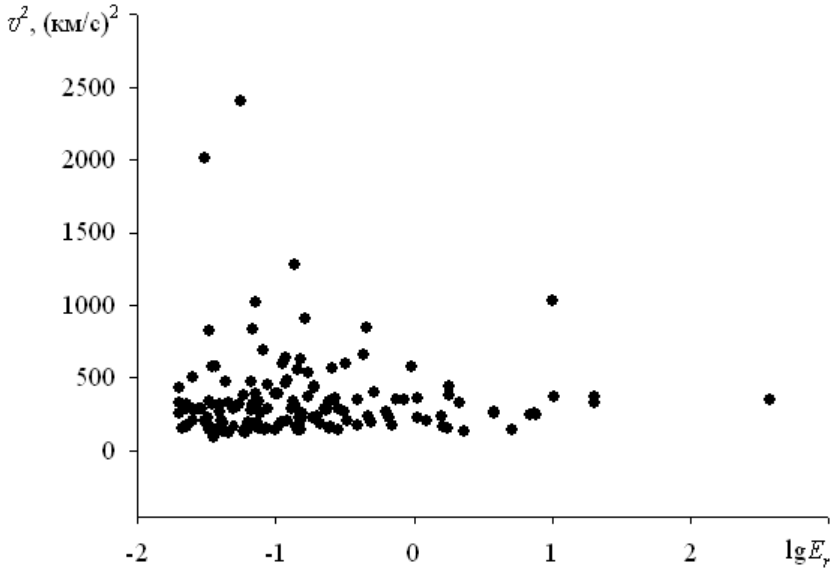


Рис. 2.2.5 Кореляційне поле “квадрат початкової швидкості (в км/с) – логарифм енергії свічення космічного тіла” (в ТДж) (N =145 подій)

2.3. Обговорення результатів статистичного аналізу

Аналіз рис. 2.1.1 показав, що закон розподілу числа падінь космічних тіл за довготою близький до рівномірного. Цього й слід було очікувати, оскільки немає виокремленої ділянки поверхні Землі.

У той же час закон розподілу числа подій за широтою не є рівномірним. За мірою віддалення від екватора число подій зменшується, що обумовлено не астрономічними, а чисто геометричними причинами. Така поведінка має просте пояснення: воно пов'язане зі зменшенням площі поверхні, яка підвержена падінню космічних тіл. Геометричні міркування показують, що ця площа пропорційна cosφ, де φ – широта спостереження боліда, яка в процесі польоту тіла змінюється не значною мірою. Дійсно, число подій n пропорційне елементу площі $dS = 2\pi R^2 \cos\varphi d\varphi$, де R – радіус Землі.

Залежність числа подій від логарифму енергії свічення може бути апроксимована низкою функцій (див. рис. 2.2.1). Найбільш вдалою ($R \approx 0.9763$) є поліноміальна апроксимація, проте вона не має наочного фізичного тлумачення. Майже такий же коефіцієнт достовірності ($R \approx 0.9747$) має апроксимація нормальним законом (см. рис. 2.2.1*в*). Через велике стандартне відхилення ($\sigma_n \approx 1.34$), яке порівняне з $\left|\lg \overline{E_r}\right| \approx 1.50$, цьому закону також важко дати фізичне пояснення, хоча для нього $\sigma \approx 0.1639$ виявилось мінімальним.

Найбільш просте тлумачення має степеневий закон $n \sim E_r^{-0.6875}$ (див. рис. 2.2.1*а*). Чим більшою є енергія свічення, тим меншим є число таких тіл, які проникають до атмосфери Землі. У той же час число тіл із енергіями $E_r \approx 0.02$ ТДж – 0.13 ТДж при дискреті $\lg E_r = 0.2$ залишається практично незмінним у цьому діапазоні енергій ($n \approx 100$ при $\lg E_r \approx (-1.7) - (-0.9)$). Відносна доля таких тіл складає близько 67%. Степенева апроксимація є задовільною при $\lg E_r \approx (-1) - (+1)$, тобто при $E_r \approx 0.1 - 10$ ТДж. Якщо

ж дискрету зменшити до 0.08, то можна помітити деяке зменшення lg$n$ при збільшенні lgE_r (рис. 2.2.1*г*). При цьому lg$n$ = –0.4368lgE_r+1.0888.

Апроксимація залежності числа подій від модуля швидкості нормальним законом не є цілком задовільною, оскільки цей закон погано описує розподіл за швидкостями, який спостерігається при $v < 12$ км/с і особливо при $v > 25$ км/с. Закон у вигляді співвідношення (2.2.1) не має простого фізичного тлумачення. Ще з більшими труднощами стикається пояснення яких-небудь апроксимацій n від v_x, v_y і v_z.

Згладжування емпіричної залежності $n(z_r)$ нормальним законом є цілком прийнятним для $z_r \approx 20$ км – 48 км. Помітні розбіжності спостерігаються як при $z_r < 20$ км, так і при $z_r > 48$ км. Як вже відзначалось, це пов’язано зі значною зміною густини космічних тіл. На висоти $z_r < 20$ км проникають тіла підвищеної густини. Найменш міцні об’єкти, які, скоріш за все, складаються з льоду, руйнуються на висотах більше 50 км – 60 км.

Кореляційне поле, наведене на рис. 2.2.4, свідчить про присутність помітного зв’язку між z_r і lgE_r. Існує більший зв’язок між v^2 і lgE_r, тобто між кінетичною енергією тіла та енергією його свічення (рис. 2.2.5).

2.4. Висновки до розділу 2

1. Закон розподілу числа падінь космічних тіл метрового розміру за довготою є близьким до рівномірного. Розподіл числа падінь за широтою зменшується при збільшенні широти, що обумовлено геометричними, а не астрономічними причинами.

2. Число космічних тіл, які вторгаються до атмосфери Землі, в діапазоні енергій свічення 20 ГДж – 150 ГДж, залишається практично незмінним. Доля таких тіл є близькою до 72%. При збільшенні енергії від 125 ГДж до 3000 ГДж прийнятний степеневий закон розподілу.

3. Більшість (70.13%) космічних тіл мала швидкість приблизно від 12.5 км до 20 км/с. Значення швидкості від 45 км/с до 49 км/с спостерігалось лише в двох випадках.

4. Залежність числа космічних тіл, які вторгаються до атмосфери, від висоти області їхнього максимального свічення добре апроксимується нормальним законом у діапазоні висот 20 км – 48 км. Помітне відхилення від цього закону на висотах, менших за 20 км і більших за 48 км, пояснюється сильною відмінністю густини тіл від типової густини, властивої кам’яним космічним тілам.

5. Кореляційне поле висота області максимального свічення – логарифм енергії свічення свідчить про деяке збільшення зв’язку між цими параметрами в діапазоні висот 26 км – 42 км та інтервалі значення $\lg E_r \approx -(1.7 - 0.6)$.

6. Спостерігається досить високий статистичний зв’язок між квадратом початкової швидкості космічного тіла та логарифмом енергії свічення.

РОЗДІЛ 3. ХАРАКТЕРИСТИКИ ІНФРАЗВУКОВИХ ХВИЛЬ, ЗГЕНЕРОВАНИХ МЕТЕОРОЇДАМИ

У цьому розділі описано варіації характеристик інфразвукових хвиль при прходженні через нестаціонарні середовища на прикладі падінь і вибухів унікальних метеороїдів. Результати розділу опубліковано в працях і тезах авторів [163–172].

3.1 Залежність амплітуди інфразвукових хвиль, згенерованих Тунгуським космічним тілом

Загальні відомості про Тунгуське космічне тіло.

Тунгуське космічне тіло вторглось до атмосфери Землі над Центральним Сибіром у районі ріки Підкам'яна Тунгуска 30 червня 1908 р. о 00:13:59±0:08 UT. Координати епіцентру вибуху наступні: 60°53′09″±6″ пн.ш., 101°53′40″±13″ сх.д. [163, 164]. Початкова маса тіла оцінюється в 1 Мт, енергія вибуху 20 Мт ТНТ – 50 Мт ТНТ, висота вибуху – 6 км – 10 км [163]. Вибухова хвиля призвела до вивалу лісу на площі (2150±50) км^2 [163, 164]. На великих віддаленнях від епіцентру вибуху ударна хвиля перетворилась в акустико-гравітаційну хвилю, інфразвукова частина якої містила періоди T від ~ 10 с до 3 хв – 5 хв [116]. Інфразвукова хвиля зареєстрована 23 євро-азіатськими вимірювальними пунктами за допомогою існуючих тоді мікробарографів (табл. 3.1.1). Табл. 3.1.1 побудовано за даними з робіт [133, 175, 176]. Відстань від джерела інфразвуку до обсерваторії r змінювалась у широких межах: від 0.49 Мм до 5.8 Мм. Обсерваторія Потсдам зареєструвала як пряму ($r \approx 5.1$ Мм), так і зворотню (антипоїдальну) ($r \approx 35$ Мм) хвилю. Амплітуда тиску Δp інфразвукової хвилі змінювалась від 110 Па ($r \approx 0.970$ Мм) до 11 Па ($r \approx 35$ Мм). В цілому залежність $\Delta p(r)$ є далеко немонотонною (див. табл. 3.1.1), що пов'язане з особливостями поширення інфразвукових хвиль на трасах глобальної протяжності.

Таблиця 3.1.1 Вимірювальні пункти, на яких реєструвались хвильові форми від вибуху Тунгуського тіла за матеріалами [133, 175, 176]

Пункт реєстрації	Широта	Довгота	Відстань, Мм	Напрям випромінювання	Амплітуда Δp, Па
Киренськ	57°47′ пн.ш.	108°07′ сх.д.	0.49	132°	73
Тулун	53°33′ пн.ш.	100°22′ сх.д.	0.83	187°	163
Туруханськ	65°55′ пн.ш.	87°36′ сх.д.	0.9	314°	60
Олхон	53°03′ пн.ш.	106°54′ сх.д.	0.92	159°	100
Іркутськ	52°16′ пн.ш.	104°19′ сх.д.	0.97	170°	110
Пісчана Бухта	52°15′ пн.ш.	105°43′ сх.д.	0.99	165°	66.5
Тунка	51°45′ пн.ш.	102°32′ сх.д.	1.02	178°	96.5
Кабанськ	52°03′ пн.ш.	106°39′ сх.д.	1.03	162°	80
Култук	51°43′ пн.ш.	103°44′ сх.д.	1.03	173°	36.5
Перевальна	51°44′ пн.ш.	112°37′ сх.д.	1.21	143°	3.25
Чіта	52°02′ пн.ш.	113°30′ сх.д.	1.21	139°	26.6
Хатанга	71°59′ пн.ш.	102°20′ сх.д.	1.23	1°	73
Сретенськ	52°14′ пн.ш.	117°42′ сх.д.	1.36	128°	106.5
Санкт-Петербург	59°41′ пн.ш.	30°29′ сх.д.	3.74	Захід	18
Слутськ	59°41′ пн.ш.	30°29′ сх.д.	3.76	Захід	15
Копенгаген	55°40′ пн.ш.	12°30′ сх.д.	4.9	Захід	10
Берлін	52°32′ пн.ш.	13°25′ сх.д.	5.1	Захід	15
Потсдам	52°32′ пн.ш.	13°25′ сх.д.	5.1	Захід	35.35
Шнеєкоп	50°44′ пн.ш.	15°43′ сх.д.	5.1	Південний Захід	15
Загреб	45°49′ пн.ш.	15°59′ сх.д.	5.5	Південний Захід	13.5
England, Composite	52°00′ пн.ш.	0°0′	5.7	Захід	12.35
Грінвіч	51°29′ пн.ш.	0°0′	5.8	Захід	10
Кью	51°29′ пн.ш.	0°0′	5.8	Захід	9.85
Потсдам	52°32′ пн.ш.	13°25′ сх.д.	35	Схід	11.0

На жаль, у джерелах [133, 175, 176] не вказано похибку вимірювань амплітуди тиску. На цей час мікробарографи дозволяють вимірювати рівень тиску з похибкою порядку 0.01 Па і дещо менше. Судячи за флуктуаціями тиску, на реєстраціях, отриманих в обсерваторіях Потсдам і Грінвіч, похибка вимірювань була не гіршою за 1 Па. Як видно з таблиці 3.1.1, мінімальне значення Δp в обсерваторіях Копенгаген, Кью та Грінвіч було близько 10 Па, тобто відношення сигнал/шум складало порядку 10. В інших обсерваторіях це відношення було більшим. Виключення складають вимірювання в пункті

Перевальная, для якого відношення сигнал/шум було близько 3. Ці вимірювання не використовувались при подальшій обробці.

Обширні відомості про особливості поширення інфразвуку наведено в монографіях [2, 116]. На відстанях у декілька сотень кілометрів часто обмежуються променеви наближенням. При цьому спочатку промені спрямовані у всі боки від джерела. Має місце сферична розбіжність фронту хвилі. Частина променів відбивається на стратосферних висотах (~40 км – 45 км), а частина – на висотах термосфери (~110 км – 120 км) та повертається до поверхні Землі. На віддаленнях, більших за декілька сотень кілометрів, поступово починає переважати хвилеводне поширення, яке описується за допомогою методу нормальних мод [116]. Хвилевід утворено поверхнею Землі й областю атмосфери (стратосферою або термосферою). Внесок у енергію хвилі в хвилеводі дає в основному стратосферне поширення. В хвилеводі має місце циліндрична розбіжність фронту хвилі. Ослаблення хвилі виникає не лише за рахунок розбіжності її фронту, але й за рахунок загасання. Поглинання інфразвукових хвиль із періодом $T \sim 10 - 100$ с у приземній атмосфері порівняно мале. Тому загасання хвилі пов'язане з неідеальністю хвилевода та «висвічуванням» частини енергії при поширенні хвилі, її розсіянням на атмосферних неоднорідностях, дисперсійним розпливанням хвилевого пакету. Останнє було істотним, оскільки інфразвуковий сигнал від Тунгуського космічного тіла був надширокосмуговим. Коефіцієнт надширокосмуговості при $T_{\min} \approx 10$ с і $T_{\max} \approx 200$ с дорівнює [177]:

$$\mu = 2\frac{T_{\max} - T_{\min}}{T_{\max} + T_{\min}} \approx 1.81.$$

Для вузькосмугових процесів $\mu \ll 1$.

Результати аналізу залежності тиску від відстані.

Із аналізу виключались дані вимірювальних пунктів Перевальна ($\Delta p \approx 3.3$ Па), Чіта ($\Delta p \approx 26.6$ Па) та Култук ($\Delta p \approx 36.5$ Па) з аномально низькими

значеннями амплітуди інфразвуку при $r \approx 1.0 - 1.2$ Мм. У той же час у вимірювальних пунктах Кабанськ ($r \approx 1.0$ Мм) і Тунка ($r \approx 1.0$ Мм) значення амплітуди складали близько 80 та 96.5 Па.

Кореляційне поле «відстань між джерелом інфразвуку та місцем його реєстрації r – амплітуда тиску в інфразвуковій хвилі Δp» наведено на рис. 3.1.1. Там же показано спробу апроксимації законом зі сферичною розбіжністю фронту хвилі:

$$\Delta p = 76.46 r^{-1}, \qquad R \approx 0.75, \qquad \sigma \approx 29.7 \text{ Па}. \tag{3.1.1}$$

Тут і далі R – коефіцієнт достовірності, σ – середньоквадратичне відхилення апроксимації. Із рис. 3.1.1 видно, що апроксимуюча залежність задовільно описує результати спостережень, крім точки з $r \approx 35$ Мм. Для усунення цього недоліку запропоновано іншу апроксимацію (рис. 3.1.2). При цьому

$$\Delta p = 65.66 r^{-1} + 11.3, \qquad R \approx 0.77, \qquad \sigma \approx 29.51 \text{ Па}. \tag{3.1.2}$$

Якщо виключити із розглядання точку з $r \approx 35$ Мм, то апроксимація набуде вигляду (рис. 3.1.3):

$$\Delta p = 76.44 r^{-1}, \qquad R \approx 0.74, \qquad \sigma \approx 30.4 \text{ Па}. \tag{3.1.3}$$

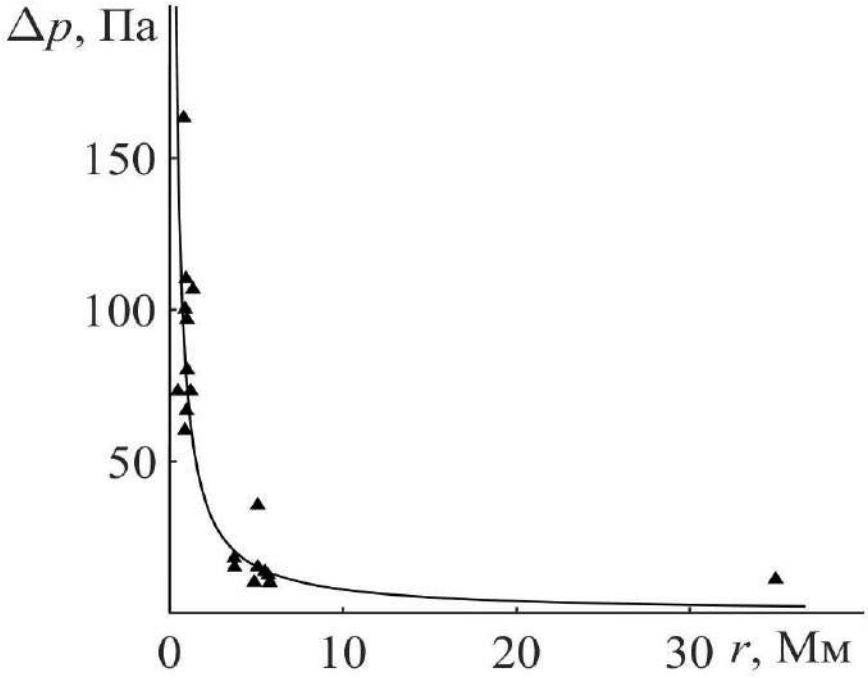


Рис. 3.1.1 Залежність амплітуди тиску в інфразвуковій хвилі, викликаній вибухом і падінням Тунгуського космічного тіла. Апроксимація за 21 точкою: $\Delta p = 76.46 r^{-1}, R \approx 0.75$, $\sigma \approx 29.7$ Па

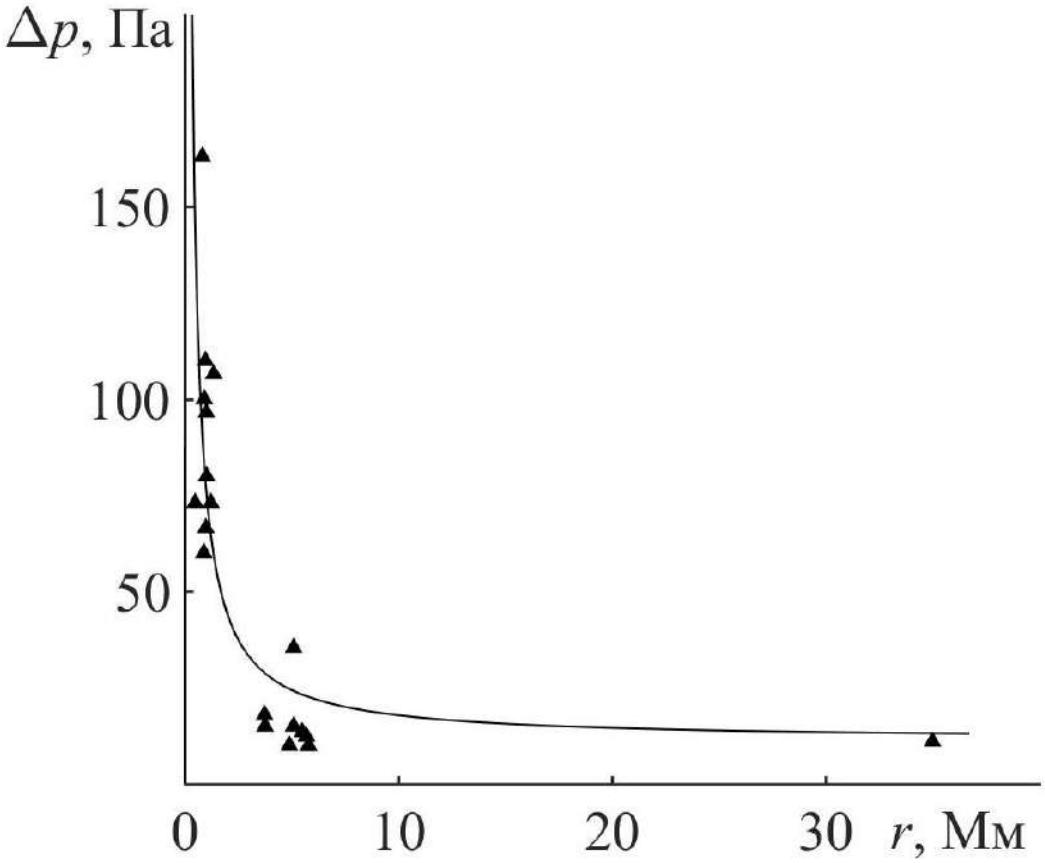


Рис. 3.1.2 Залежність амплітуди тиску в інфразвуковій хвилі, викликаній вибухом і падінням Тунгуського космічного тіла. Апроксимація за 21 точкою: $\Delta p = 65.66r^{-1} + 11.3, R \approx 0.77$, $\sigma \approx 29.51$ Па

Оскільки значення R на рис. 3.1.1 – 3.1.3 є недостатньо великими, а значення σ, навпаки, порівняно великі, предприйнято спробу наступного закону ослаблення амплітуди інфразвукової хвилі (рис. 3.1.4):

$$\Delta p = 80.69r^{-0.6778}, \quad R \approx 0.80, \quad \sigma \approx 28.14 \text{ Па}. \qquad (3.1.4)$$

Як виявилось, значення R і σ при цьому змінились незначним чином.

Далі намагатимемось урахувати зміни характеру розбіжності фронту хвилі. При поширенні інфразвуку спочатку очікувалась сферична розбіжність фронту хвилі, а потім – циліндрична розбіжність фронту хвилі. При цьому (рис. 3.1.5)

$$\Delta p = 27.25r^{-1} + 52.36r^{-0.5}, \quad R \approx 0.79, \quad \sigma \approx 28.02 \text{ Па}. \qquad (3.1.5)$$

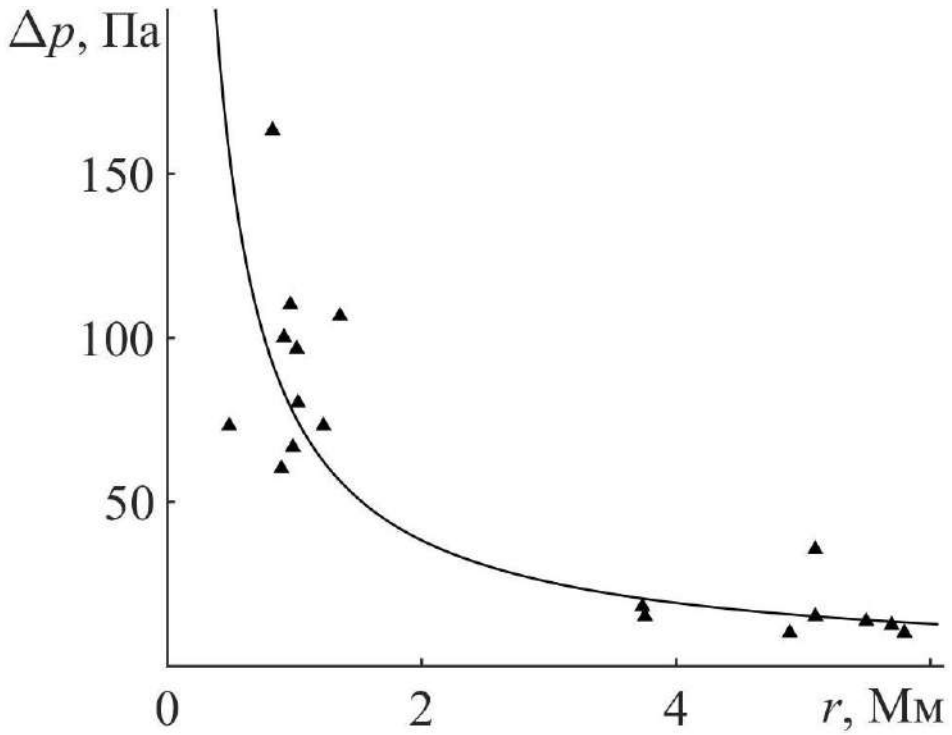


Рис. 3.1.3 Залежність амплітуди тиску в інфразвуковій хвилі, викликаній вибухом і падінням Тунгуського космічного тіла. Апроксимація за 20 точками: $\Delta p = 76.44 r^{-1}$, $R \approx 0.74$, $\sigma \approx 30.4$ Па

Після виключення точки з $r \approx 35$ Мм залежність $\Delta p(r)$ змінилась незначним чином (рис. 3.1.6):

$$\Delta p = 27.44 r^{-1} + 52.16 r^{-0.5}, \qquad R \approx 0.78, \qquad \sigma \approx 28.79 \text{ Па}. \qquad (3.1.6)$$

Далі спробуємо урахувати загасання інфразвукової хвилі. При циліндричній розбіжності фронту хвилі маємо (рис. 3.1.7):

$$\Delta p = 99.02 r^{-0.5} e^{-0.16 r}, \qquad R \approx 0.83, \qquad \sigma \approx 24.94 \text{ Па}. \qquad (3.1.7)$$

Якщо ж виключити точку з $r \approx 35$ Мм, коефіцієнт достовірності апроксимації дещо погіршиться, оскільки σ збільшиться (рис. 3.1.8):

$$\Delta p = 99.02 r^{-0.5} e^{-0.16 r}, \qquad R \approx 0.83, \qquad \sigma \approx 25.47 \text{ Па}. \qquad (3.1.8)$$

У випадку сферичної розбіжності фронту хвилі за наявності загасання апроксимуюча залежність набуває вигляду (рис. 3.1.9):

$$\Delta p = 87.18 r^{-1} e^{-0.17 r}, \qquad R \approx 0.68, \qquad \sigma \approx 32.92 \text{ Па}. \qquad (3.1.9)$$

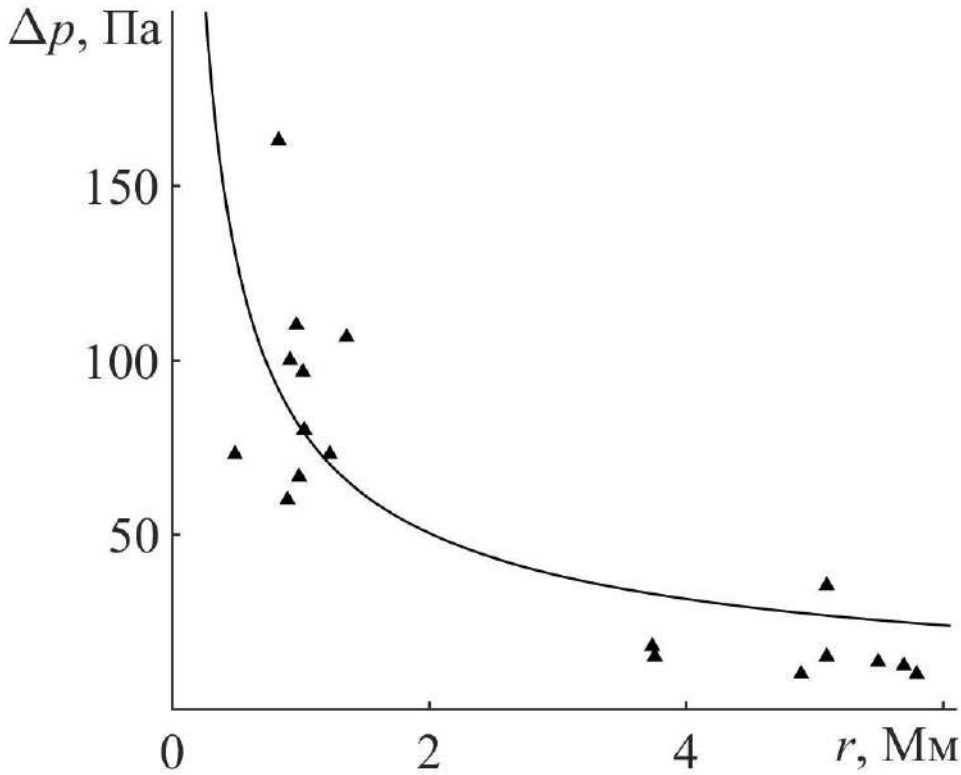


Рис. 3.1.4 Залежність амплітуди тиску в інфразвуковій хвилі, викликаній вибухом і падінням Тунгуського космічного тіла. Апроксимація за 20 точками: $\Delta p = 80.69 r^{-0.6778}$, $R \approx 0.80$, $\sigma \approx 28.14$ Па

Обговорення.

Нерівномірний розподіл у просторі реєструючих мікробарографів, їхній невисокий технічний рівень, істотний вплив метеоумов на трасі поширення інфразвукової хвилі, виникнення умов для фокусування та дефокусування променів призвів до значного розкиду точок на кореляційному полі «відстань – амплітуда». Це істотно ускладнило апроксимацію залежності $\Delta p(r)$ простою та фізично обґрунтованою формулою. Виключення даних спостережень на вказаних вище трьох станціях призводило до деякого покращення R та одночасного зменшення σ.

Залежність (3.1.1) можна було б визнати задовільною, якби вона давала значення Δp при $r \approx 35$ Мм, яке було близьким до спостережуваного (11 Па). Насправді з (3.1.1) випливає, що при $r \approx 35$ Мм $\Delta p \approx 2.2$ Па, тобто апроксимація занижує амплітуду приблизно в 5 разів.

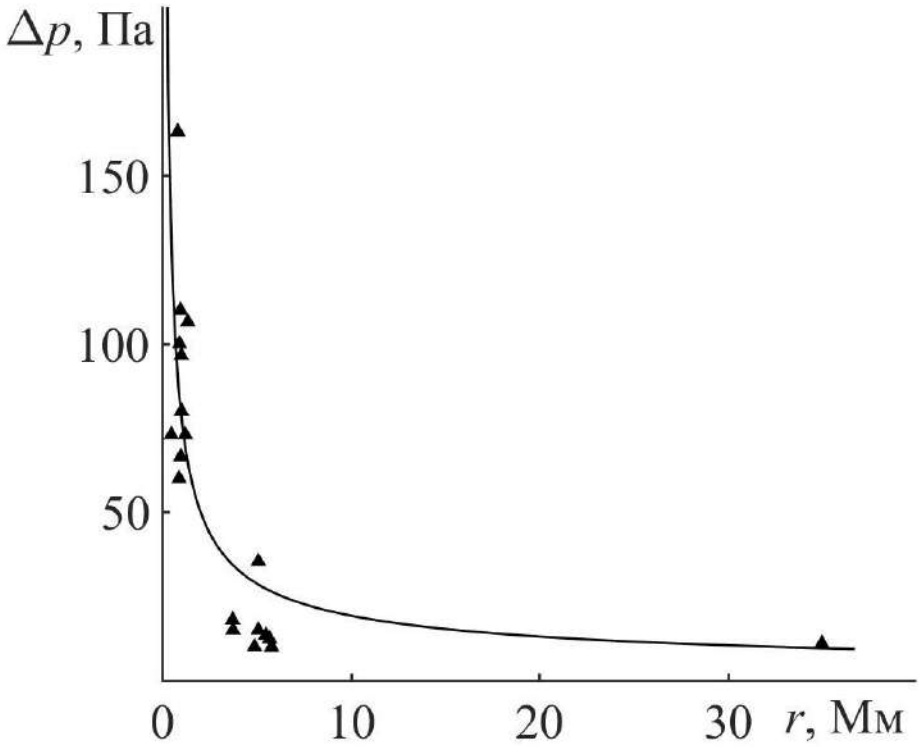


Рис. 3.1.5 Залежність амплітуди тиску в інфразвуковій хвилі, викликаній вибухом і падінням Тунгуського космічного тіла. Апроксимація за 21 точкою: $\Delta p = 27.25r^{-1} + 52.36r^{-0.5}$, $R \approx 0.79$, $\sigma \approx 28.02$ Па

Апроксимація (3.1.2) при $r \approx 35$ Мм дає $\Delta p \approx 13{,}2$ Па, що є дуже близьким до спостережуваного значення. Недолік апроксимації (3.1.2) полягає в тому, що при $r \to \infty$ амплітуда не прагне до нуля. Відсутність даних спостережень при r від 5.8 до 35 Мм не дозволяє перевірити коректність апроксимації (3.1.2), яка описує сферичну розбіжність хвилі при її поширенні в глобальних масштабах.

Використання залежності (3.1.3) не призвело до поліпшення апроксимації.

Відмова від сферичної розбіжності фронту хвилі та перехід до апроксимації (3.1.4) не призвели до помітного збільшення коефіцієнта достовірності та зменшення середньоквадратичного відхилення. Крім того, апроксимація (3.1.4) не має фізичного тлумачення.

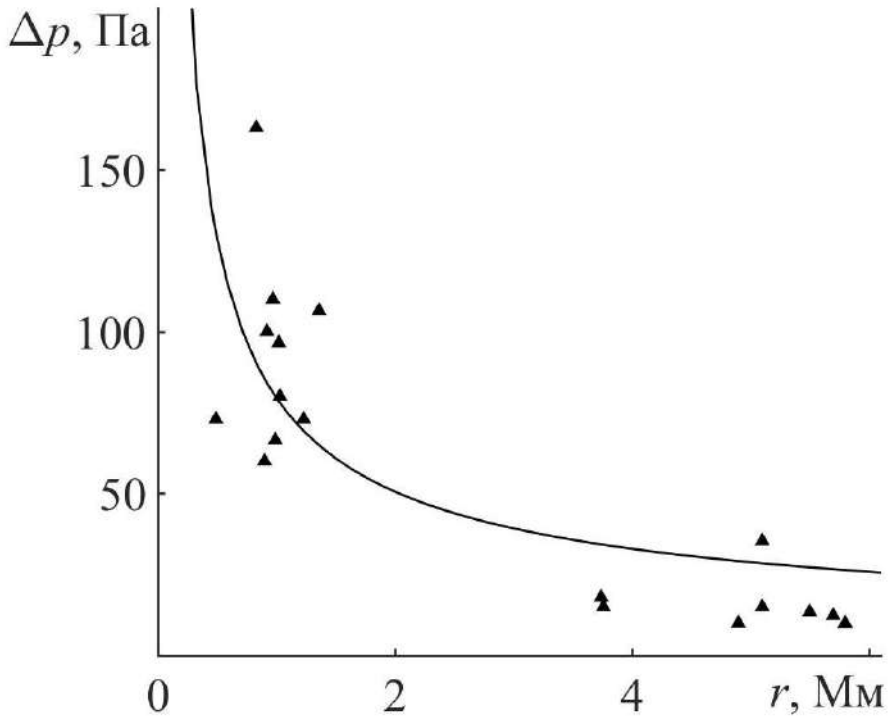


Рис. 3.1.6 Залежність амплітуди тиску в інфразвуковій хвилі, викликаній вибухом і падінням Тунгуського космічного тіла. Апроксимація за 20 точками: $\Delta p = 27.44 r^{-1} + 52.16 r^{-0.5}$, $R \approx 0.78$, $\sigma \approx 28.79$ Па

Залежності (3.1.5) і (3.1.6) передбачають поступовий перехід від сферичної до циліндричної розбіжності фронту інфразвукової хвилі. Внесок обох механізмів ослаблення амплітуди для залежності (3.1.5) стає однаковим при відстані $r_0 \approx 0.27$ Мм. При $r < r_0$ переважає сферична розбіжність, а при $r > r_0$ – циліндрична розбіжність. Наприклад, при $r \approx 35$ Мм з (3.1.5) отримаємо, що $\Delta p \approx 9.6$ Па, що є достатотньо близьким до спостережуваного значення (11 Па). Перехід від залежності (3.1.5) до залежності (3.1.6) не призвів до покращення апроксимації даних спостережень.

Залежності (3.1.7) і (3.1.8) передбачають циліндричну розбіжність фронту хвилі та наявність її загасання. Як випливає зі співвідношення (3.1.7), коефіцієнт загасання хвилі є близьким до 0.16 Мм$^{-1}$, а глибина загасання – до 6.25 Мм. Згідно (3.1.7) при $r \approx 35$ Мм $\Delta p \approx 0.06$ Па, що значно відрізняється від результатів вимірювань. Тому залежності (3.1.7) та (3.1.8) задовільно описують результати спостережень лише при $r \approx 0.5 - 5.8$ Мм. Наприклад, при $r \approx 1$ Мм маємо $\Delta p \approx 74$ Па. Близьке значення амплітуди

зареєстровано на вимірювальних пунктах Пісчана-Бухта (67 Па), Тунка (96.5 Па) та Кабанськ (80 Па).

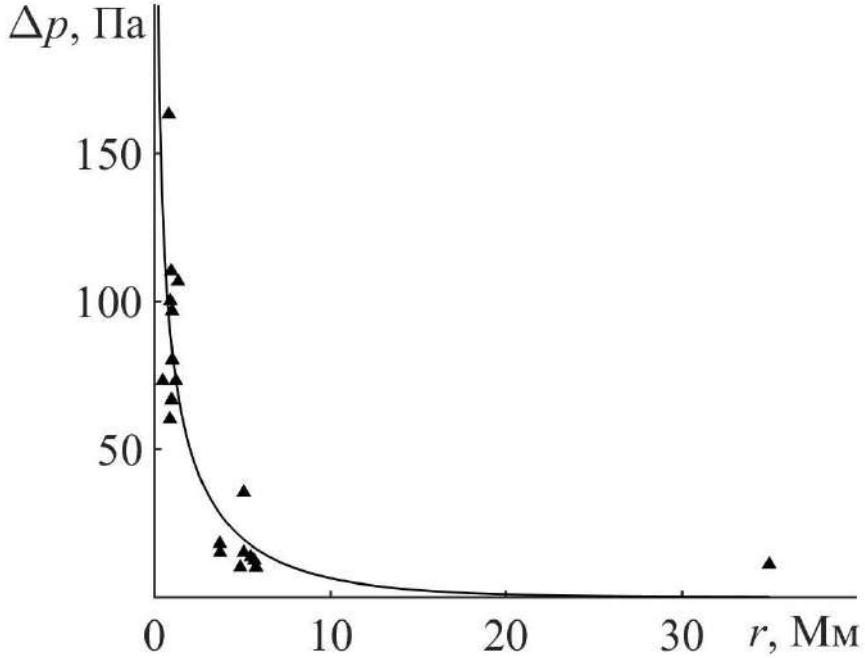


Рис. 3.1.7 Залежність амплітуди тиску в інфразвуковій хвилі, викликаній вибухом і падінням Тунгуського космічного тіла. Апроксимація за 21 точкою: $\Delta p = 99.02 r^{-0.5} e^{-0.16r}$, $R \approx 0.83$, $\sigma \approx 24.94$ Па

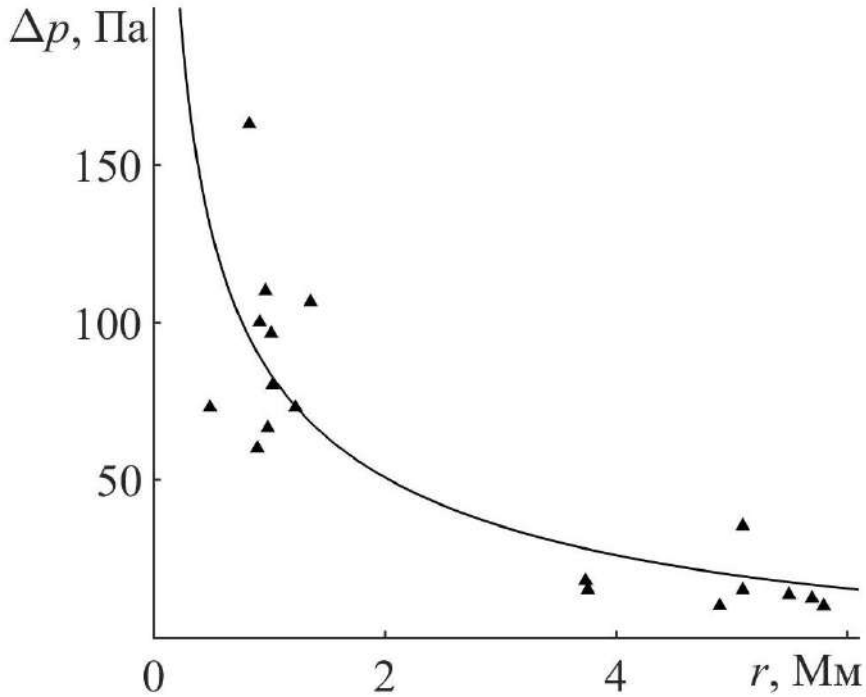


Рис. 3.1.8 Залежність амплітуди тиску в інфразвуковій хвилі, викликаній вибухом і падінням Тунгуського космічного тіла. Апроксимація за 20 точками: $\Delta p = 99.02 r^{-0.5} e^{-0.16r}$, $R \approx 0.83$, $\sigma \approx 25.47$ Па

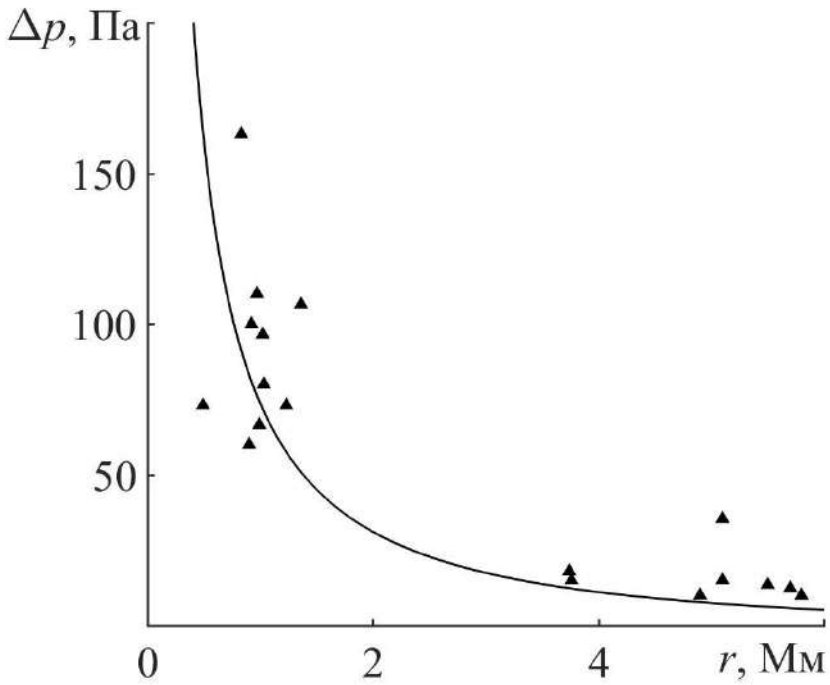


Рис. 3.1.9 Зависимость амплитуды давления в инфразвуковой волне, вызванной взрывом и падением Тунгусского космического тела. Аппроксимация по 20 точкам: $\Delta p = 87.18 r^{-1} e^{-0.17r}$, $R \approx 0.68$, $\sigma \approx 32.92$ Па

Таким чином, із всіх перерахованих апроксимацій перевагу слід надати залежностям (3.1.5), (3.1.7) і (3.1.9). Перша з них, можливо, задовільно описує $\Delta p(r)$ для інтервалу відстаней 0.5 – 35 Мм. В основу апроксимації (3.1.5) покладено природню фізичну умову – поступовий перехід від сферичної до циліндричної розбіжності фронту хвилі. При цьому значення $r_0 \approx 0.79$ Мм представляється цілком розумним.

В основу апроксимацій (3.1.7) і (3.1.9), які справедливі в інтервалі відстаней 0.5 Мм – 5.8 Мм, покладені циліндрична та сферична розбіжності фронту хвилі та наявність її загасання. При цьому глибина загасання представляється вельми правдоподібною – близькою до 6.25 Мм і 5.9 Мм. Апроксимація (3.1.7) більш фізично обґрунтована, оскільки вона передбачає циліндричну розбіжність, а отже й більш правдоподібне хвилеводне поширення на достатньо великих віддаленнях від джерела інфразвуку ($r \geq 1$ Мм).

Основні результати. 1. За даними євро-азійської мережі мікробарографів побудовано кореляційне поле «відстань – амплітуда хвилі» та встановлено, що мав місце значний розкид точок. Причин для цього могло бути декілька: нерівномірність розподілу реєструючих інфразвукову хвилю мікробарографів, невисокі технічні характеристики приладів того часу, розбіжність метеоумов на трасах поширення інфразвукової хвилі, наявність фокусуючих і дефокусуючих ділянок на трасі поширення і т. п.

2. Запропоновано декілька моделей послаблення амплітуди інфразвукової хвилі при збільшенні відстані між джерелом хвилі та місцем її реєстрації: сферична розбіжність фронту хвилі, циліндрична розбіжність фронту хвилі в хвилеводі, їхня комбінація, розбіжність, відмінна від сферичної та циліндричної, розбіжність у поєднанні з загасанням.

3. Перевагу слід надати моделям, які поєднують сферичну та циліндричну розбіжності, а також розбіжності в поєднанні з загасанням. Перша модель, можливо, справедлива в інтервалі відстаней 5.8 Мм – 35 Мм, а друга – в інтервалі відстаней 0.5 Мм – 5.8 Мм.

4. При використанні моделі з поступовим переходом від сферичної до циліндричної розбіжності фронту хвилі відстань, на якій внесок цих розбіжностей стає рівним, складає близько 0.79 Мм.

5. В моделі із загасанням інфразвукової хвилі коефіцієнт загасання є близьким до 0.16 (або 0.17) $Мм^{-1}$, а глибина загасання – до 6.25 і 5.9 Мм відповідно при циліндричній і сферичній розбіжностях фронту хвилі.

3.2. Характеристики інфразвукових хвиль, згенерованих Індонезійським метеороїдом

Менш масштабним і менш відомим був проліт і вибух метеороїду над Індонезією 8 жовтня 2009 р. [178, 179]. Як відомо, більшість вторгнень космічних тіл до атмосфери Землі має місце над Світовим океаном. Таким було й вторгнення метеороїду в Тихоокеанському регіоні. В цих випадках оптичні та сейсмічні спостереження відсутні. Найбільш ефективними

виявляються інфразвукові та супутникові вимірювання. Вони несуть інформацію про енергетику метеороїду та параметри акустичного сигналу (його амплітуду, швидкість приходу, спектральний склад, тривалість й т.д.).

Метою цього розділу є аналіз основних параметрів інфразвукового сигналу, згенерованого унікальним метеороїдом над Індонезією 8 жовтня 2009 р. Факт падіння спостерігався багатьма очевидцями, зареєстровано супутниками США, а також аматорськими камерами. До унікальності даної події слід віднести його значну (33 кт ТНТ) енергетику, а також реєстрацію згенерованого метеороїдом інфразвуку 17 (із 42) станціями глобальної Міжнародної системи моніторингу мережі СТВТО [180]. Сигнал було зареєстровано в дуже широкому діапазоні горизонтальних відстаней від місця вибуху метеороїду: приблизно від 2 до 17.5 Мм. Лише для Челябінського метеороїду максимальна відстань перевищувала 17.5 Мм (для зворотнього сигналу вона складала близько 25 Мм [165]).

Загальні відомості про Індонезійський суперболід

За даними робіт [178, 179] метеороїд вторгнувся до атмосфери Землі о 02:57 за всесвітнім часом або о 10:57 місцевого часу. Оцінено авторами [178, 179] координати вибуху метеороїду наступні: 4.9°S, 122.0°E із середньою похибкою в 2.9°. За думкою цих же авторів початкова кінетична енергія метеороїду складала (70±20) кт ТНТ, діаметр – 8 м –10 м, а маса – не більше 6 тис. т. Середній інтервал часу ΔT_m між двома падіннями таких тіл – (10–22) років [178, 179].

За даними НАСА координати області максимального свічення складали 4.2°S, 120.6°E, а енергія свічення – $2{\cdot}10^{13}$ Дж [161]. Тоді початкова кінетична енергія була близькою до 33 кт ТНТ, а початкова швидкість – до 19.2 км/с [161]. Вибух метеороїду мав місце на висоті 19.1 км [161]. При цьому, згідно співвідношенню з роботи [156], період між падіннями подібних тіл $\Delta T_m \approx 5.6$ років.

Відомості про координати інфразвукових станцій, які зареєстрували сигнал, згенерований метеороїдом, їхнє віддалення від місця генерації інфразвуку, а також спостережуваний і істинний азимути джерела інфразвуку наведено в табл. 3.2.1, побудованій за даними робіт [178, 179]. В табл. 3.2.1 перераховано основні параметри інфразвукового сигналу, отримані авторами [178, 179].

Таблиця 3.2.1 Основні відомості про інфразвукові станції

Назва станції	Широта, градуси	Довгота, градуси	Відстань, Мм	Істинний азимут, градуси	Спостережний азимут, градуси
I39PW	7.5N	134.5E	2.099	230	264
I07AU	19.9S	134.3E	2.291	316	318
I04AU	34.6S	116.4E	3.35	7	9
I30JP	35.3N	140.3E	4.92	210	211
I05AU	42.5S	147.7E	5.009	319	319
I22FR	22.2S	166.8E	5.386	284	285
I45RU	44.2N	132.0E	5.543	196	197
I46RU	53.9N	84.8E	7.296	222	224
I44RU	53.1N	157.7E	7.323	141	141
I55US	77.7S	167.6E	8.577	311	305
I53US	64.9N	147.9W	10.573	270	270
I26DE	48.8N	13.7E	11.594	80	80
I18DK	6.7N	4.9W	11.9	350	340
I56US	48.3N	117.1W	12.767	293	322
I13CL	15.3N	23.2W	13.636	244	240
I17CI	33.7S	78.8W	13.926	91	87
I08BO	16.2S	68.5W	17.509	203	218

Дані табл. 3.2.1 і 3.2.2 будуть використані для статистичного аналізу та апроксимації залежностей основних параметрів інфразвукового сигналу від відстані, а також залежностей швидкості приходу сигналу від азимуту джерела.

Порівняння основних параметрів Індонезійського метеороїду з параметрами інших метеороїдів із початковою кінетичною енергією більше за 10 кт ТНТ наведено в табл. 3.2.3. Судячи з висоти максимального свічення, всі космічні тіла, скоріш за все, були кам’яними розміром від 4.4 м до 7.9 м.

Таблиця 3.2.2 Основні відомості про параметри інфразвукового сигналу

Назва станції	Час запізнення, хв	Тривалість сигналу, с	Мінімальна швидкість приходу, м/с	Максимальна швидкість приходу, м/с	Δp_1, Па	Δp_2, Па	T_1, с	T_2, с	T_3, с
I39PW	103	1235	283	340	–	0.785	–	13.65	14.87
I07AU	119	850	287	320	1.4115	1.5455	6.96	7.88	5.79
I04AU	182	1370	271	305	0.2355	0.263	5.36	7.31	7.11
I30JP	276	1280	280	302	0.321	0.30385	25.6	7.88	7.89
I05AU	279	690	280	292	0.271	0.437	10.5	29.26	25.23
I22FR	287	1340	290	312	0.0825	0.0635	5.3	20.48	21.07
I45RU	307	1450	278	300	0.596	0.59365	10.7	17.07	19.79
I46RU	348	1490	281	298	0.4015	–	15.2	–	–
I44RU	352	2450	268	294	0.1815	0.3948	6.99	18.62	18.29
I55US	417	1060	289	299	0.084	0.0725	12.1	17.07	17.62
I53US	472	830	291	297	0.244	0.209	12.7	12.8	14.66
I26DE	631	185	278	279	0.02	–	5.48	–	–
I18DK	618	1100	284	292	0.3465	0.3225	18.1	25.6	21.81
I56US	657	1520	286	292	0.3825	0.382	14.7	13.65	11.83
I13CL	809	1310	273	281	0.309	0.303	12.1	11.38	11.31
I17CI	848	615	270	274	0.064	0.06735	12.1	9.31	8.64
I08BO	957	30	–	305	–	0.4665	–	17.07	16.34

Результати статистичного аналізу

Час запізнення сигналу

Час запізнення сигналу Δt оцінювався як різниця моментів часу приходу переднього фронту інфразвукового сигналу та часу прольоту метеороїду. Залежність Δt від горизонтальної відстані між місцем спалаху боліду та місцем розташування інфразвукової станції r наведено на рис. 3.2.1. Із рисунку видно, що Δt збільшувалось від 103 до 957 хв при збільшенні r від 2.099 до 17.509 Мм. Середня швидкість приходу сигналу для всіх трас $v = dr / dt \approx 297$ м/с. Залежність часу запізнення сигналу можна апроксимувати наступним співвідношенням:

$$\Delta t = 56.09r - 23.44, \qquad R \approx 0.99, \qquad \sigma \approx 45.16 \text{ хв.} \qquad (3.2.1)$$

Тут Δt дається в хв, а r – в Мм. Видно, що при цьому коефіцієнт достовірности $R \approx 0.99$, а середньоквадратичне відхилення апроксимації $\sigma \approx 45.16$ хв.

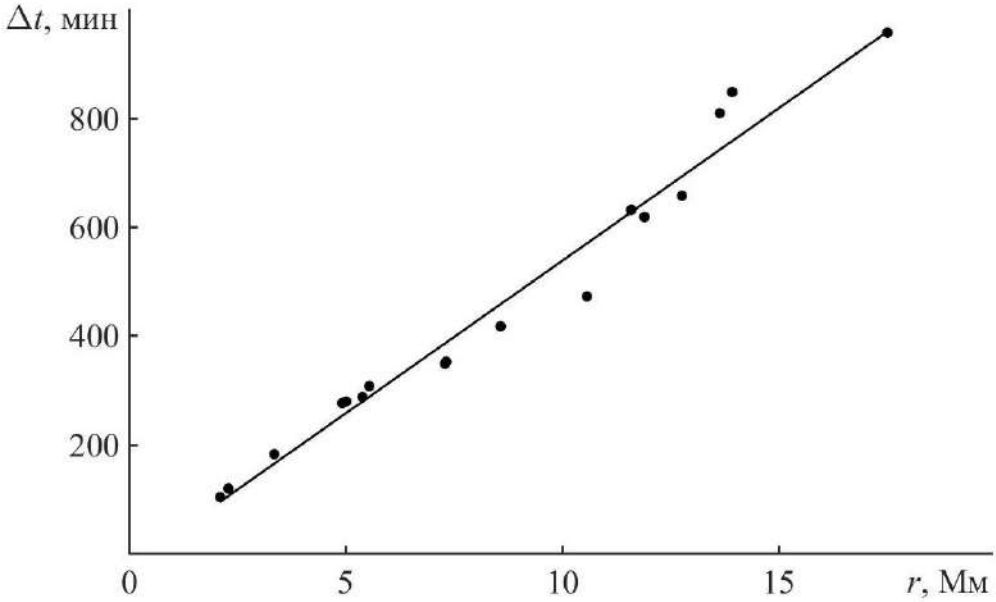


Рис. 3.2.1 Залежність часу запізнення сигналу від відстані між місцем спалаху боліду та інфразвуковою станцією. Апроксимація лінійним законом: $\Delta t = 56.09r - 23.44$, $R \approx 0.99$, $\sigma \approx 45.16$ хв

Швидкість приходу сигналу

Має сенс окремо розглядати залежності швидкості приходу переднього (v_{max}) та заднього (v_{min}) фронтів інфразвукового сигналу від пройденої відстані (рис. 3.2.2). Із рисунку видно, що має місце значний розкид точок. Обидві залежності апроксимувались константами:

$$v_{max} = 298.9 \pm 15.6 \text{ м/с},$$
$$v_{min} = 280.6 \pm 7.3 \text{ м/с},$$

Помітимо, що для двох найближчих станцій (r = 2.099 і 2.291 Мм) швидкості v_{max}, які дорівнюють 340 і 320 м/с, помітно відрізнялись від середнього значення (близько 297 м/с). Це ж саме можна сказати й про станцію, віддалену на відстань 13.926 Мм, для якої $v_{max} \approx 274$ м/с.

Якщо припустити, що v_{max} залежить від r та виключити станцію, для якої $r \approx 17.509$ Мм, $v_{max} \approx 305$ м/с, тоді апроксимуюча залежність набуде вигляду (див. рис. 3.2.2, *б*):

$$v_{max} = -3.25r + 324.2, \quad R \approx 0.82, \quad \sigma \approx 9.51 \text{ м/с}.$$

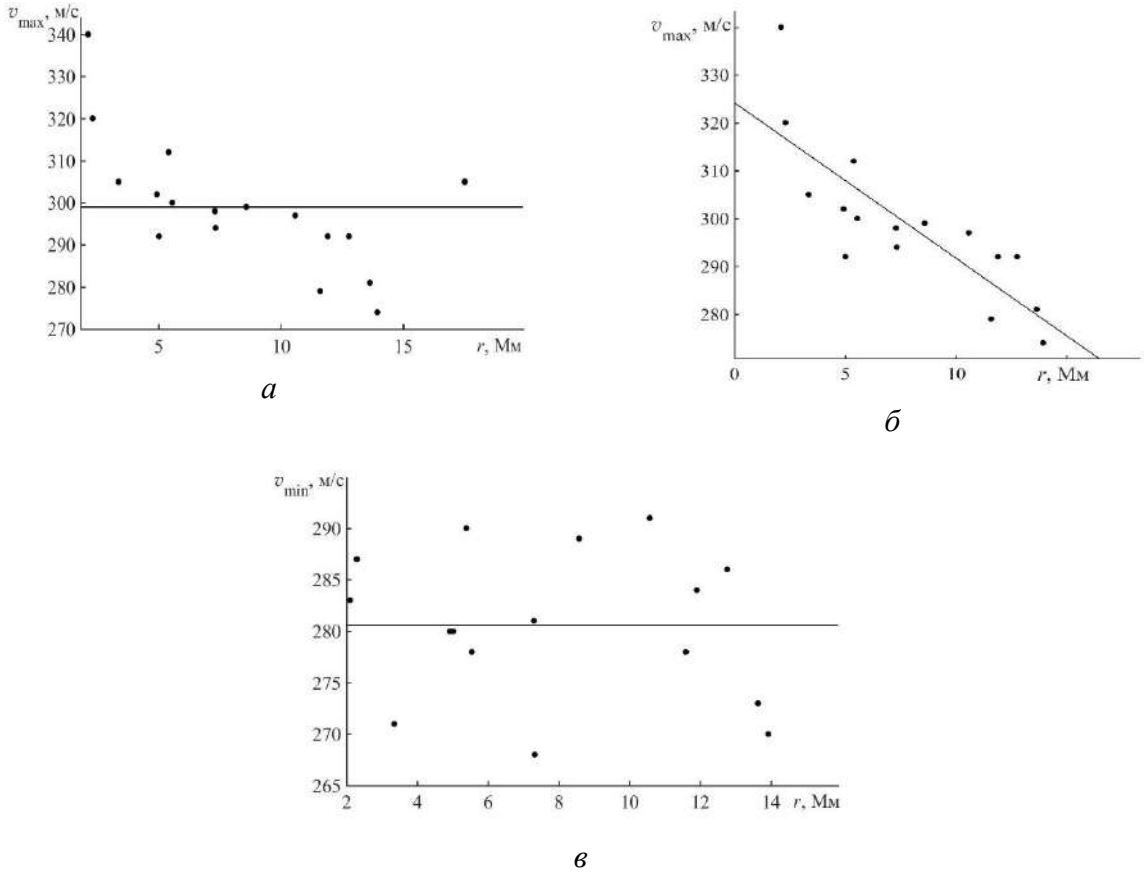


Рис. 3.2.2 Залежність швидкості переднього (*а, б*) та заднього (*в*) фронтів акустичного сигналу від відстані: *а* – $v_{max} = 298.9 \pm 15.6$ м/с; *б* – $v_{max} = -3.25r + 324.2$, $R \approx 0.82$, $\sigma \approx 9.51$ м/с; *в* – $v_{min} = 280.6 \pm 7.3$ м/с

Тривалість сигналу

Залежність тривалості τ інфразвукового сигналу від відстані показано на рис. 3.2.3, *а*, з якого видно, що має місце значний розкид точок. Спочатку вказана залежність апроксимувалася наступним співвідношенням:

$$\tau = 18.44 \pm 9.34 \text{ хв.}$$

Значні відхилення від середнього значення τ відзначались для станцій, віддалених на відстані 7.323, 13.926 та 17.509 Мм.

Якщо відмовитись від припущення, що $\tau(r) = \text{const}$, тоді залежність $\tau(r)$ може бути апроксимовано наступними залежностями (див. рис. 3.2.3, *б* і 3.2.3, *в*):

$$\tau = -0.83r + 25.44, \qquad R \approx 0.40, \qquad \sigma \approx 8.82 \text{ хв},$$

$$\tau = -0.75r + 23.43, \qquad R \approx 0.47, \qquad \sigma \approx 6.94 \text{ хв}. \qquad (3.2.2)$$

Тут τ вимірюється в хвилинах, а r – в Мм.

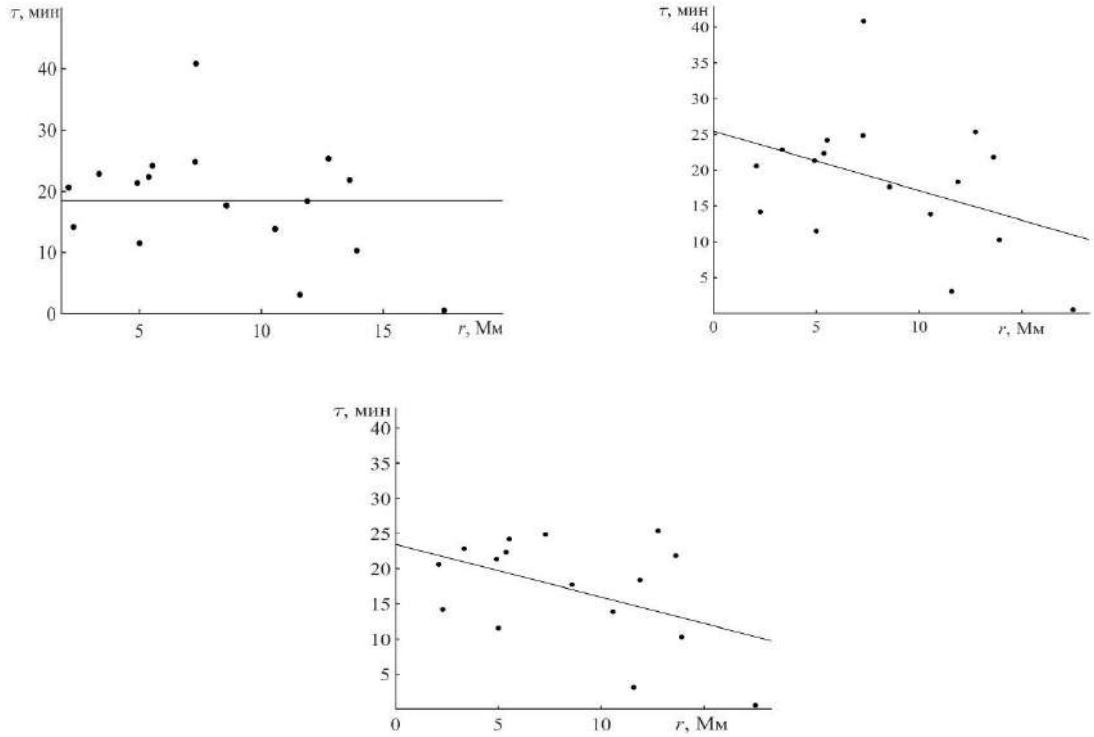


Рис. 3.2.3 Залежність тривалості акустичного сигналу від відстані: *а* $-\tau = 18.44 \pm 9.34$ хв; *б* – $\tau = -0.83r + 25.44$, $R \approx 0.40$, $\sigma \approx 8.82$ хв; *в* – $\tau = -0.75r + 23.43$, $R \approx 0.47$, $\sigma \approx 6.94$ хв

Другу залежність отримано після виключення станції, для якої $r \approx 7.323$ Мм і $\tau \approx 40.8$ хв. Видно, що значення R в обох випадках відносно невеликі.

Період коливань

Період основних коливань T у роботах [178, 179] оцінювався за допомогою двох незалежних методик – PMCC [151] і MatSeis 1.7 [181, 182], причому в другому випадку оцінки базувались на аналізі спектральної густини потужності (T_2) та амплітуди (T_3). Період, оцінений за допомогою PMCC-методики, позначимо як T_1 (див. табл. 3.2.2).

Залежність періоду коливань від відстані наведено на рис. 3.2.4. Із рис. 3.2.4, *а* видно, що значення T_1 мають відносно невеликий розкид. Залежність $T_1(r)$ після виключення значення 25.6 с можна апроксимувати таким співвідношенням:

$$T_1 = 0.57r + 5.76, \qquad R \approx 0.55, \qquad \sigma \approx 3.53 \text{ с}, \qquad (3.2.3)$$

де r вимірюється в Мм, а T_1 – в с. При збільшенні r від 2 до 14 Мм значення T_1 збільшується від 6.9 до 13.7 с, тобто приблизно вдвічі. Середнє значення $\overline{T_1} = 10.6 \pm 1.1$ с.

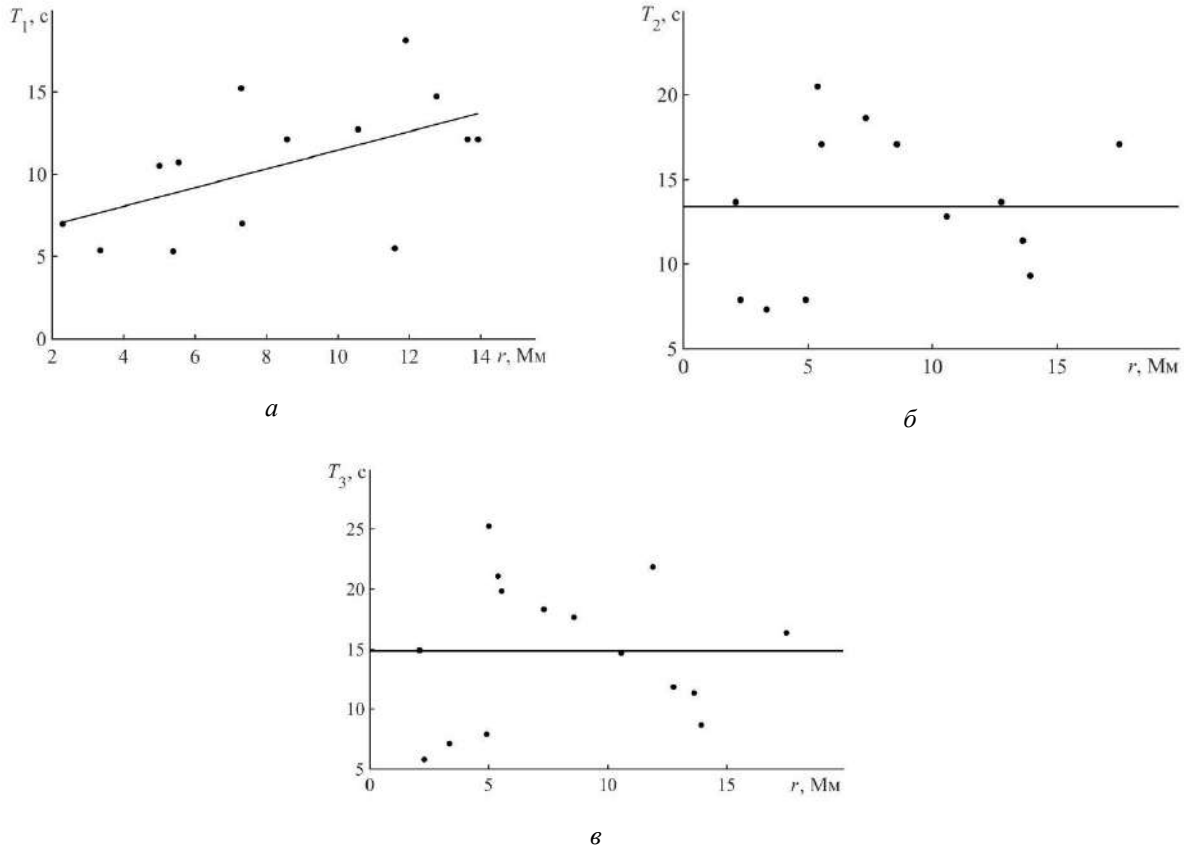


Рис. 3.2.4 Залежність періоду акустичних сигналів від відстані: *а* – за методом РМСС, апроксимація лінійним законом: $T_1(r) = 0.57r + 5.76$, $R \approx 0.55$, $\sigma \approx 3.53$ с; *б* – за методом MatSeis (методика PSD), $\overline{T_2} = 13.4 \pm 1.2$ с; *в* – за методом MatSeis, $\overline{T_3} = 14.8 \pm 1.5$ с

Як видно з рис. 3.2.4, *б*, має місце значний розкид точок. Через це залежність T_2 (r) не вдалося апроксимувати підходящим співвідношенням. Середнє значення $\overline{T_2}$ після виключення значень 29.26 і 25.60 с складає 13.4±1.2 с.

Залежність T_3 (r) також характеризується значним розкидом точок (див. рис. 3.2.4, *в*). Середнє значення $\overline{T_3} = 14.8 \pm 1.5$ с.

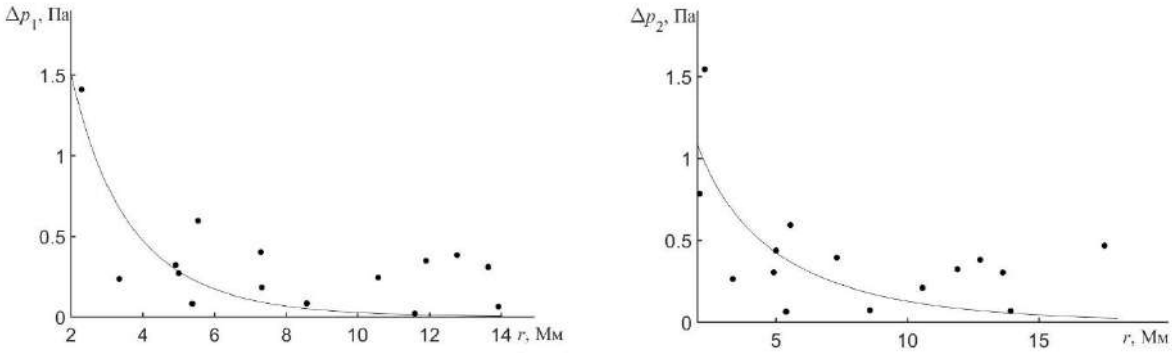
Амплітуда сигналу

Залежність амплітуд Δp_1 і Δp_2 інфразвукового сигналу з використанням методик PMCC і MatSeis, наведено на рис. 3.2.5. В інтервалі відстаней r = 2 – 12 Мм задовільними являються наступні залежності:

$$\Delta p_1 = 4.84 r^{-0.52} \mathrm{e}^{-0.40r}, \qquad R \approx 0.66, \qquad \sigma \approx 0.26 \text{ Па}, \tag{3.2.4}$$

$$\Delta p_2 = 2.22 r^{-0.49} \mathrm{e}^{-0.18r}, \; R \approx 0.69, \qquad \sigma \approx 0.29 \text{ Па}, \tag{3.2.5}$$

де r дається в Мм, а $\Delta p_{1,2}$ – в Па. При $r \approx 12 - 18$ Мм апроксимації помітно занижають значення амплітуд.



а *б*

Рис. 3.2.5 Залежність флуктуацій тиску акустичного сигналу, згенерованого Індонезійським метеороїдом, від відстані: *а* – за методом PMCC, апроксимація законом $\Delta p_1 = 4.84 r^{-0.52} \mathrm{e}^{-0.40r}$, $R \approx 0.66$, $\sigma \approx 0.26$ Па; *б* – за методом MatSeis, $\Delta p_2 = 2.22 r^{-0.49} \mathrm{e}^{-0.18r}$, $R \approx 0.69$, $\sigma \approx 0.29$ Па

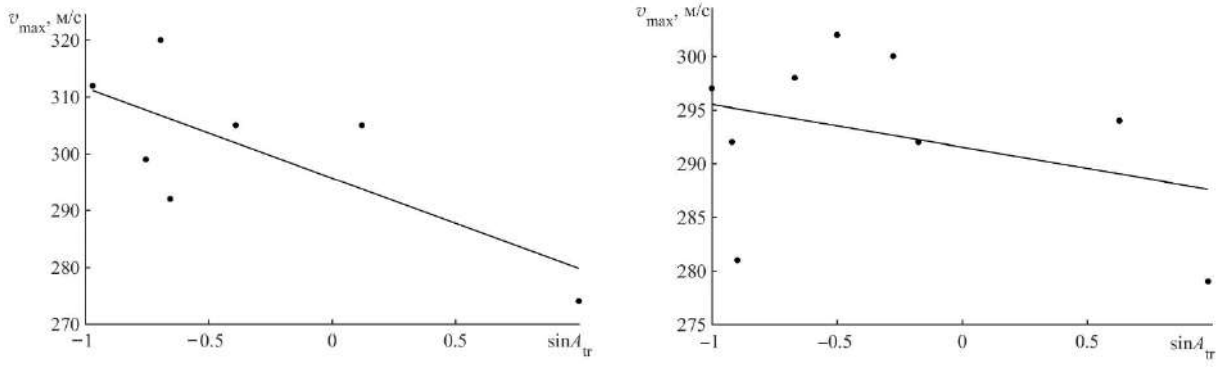
Залежність швидкості переднього фронту сигналу від азимуту

Залежність швидкості $v_{\max}$ від синусу азимутального кута A наведено на рис. 3.2.6. Оскільки швидкість приходу інфразвукового сигналу залежить від напрямку траси, а значить й від півкулі, в якій знаходиться інфразвукова станція, має сенс розглянути залежність $v_{\max}$ від $\sin A$ окремо для південної та північної півкуль. Для цих півкуль апроксимуючі залежності мають вигляд:

$$v_{\max}\left(\sin A_{\mathrm{tr}}\right) = -15.87 \sin A_{\mathrm{tr}} + 295.68, \; R \approx 0.73, \; \sigma \approx 11.15 \text{ м/с}, \tag{3.2.6}$$

$$v_{\max}\left(\sin A_{\mathrm{tr}}\right) = -3.98 \sin A_{\mathrm{tr}} + 291.53, \; R \approx 0.35, \; \sigma \approx 8.03 \text{ м/с}. \tag{3.2.7}$$

Помітимо, що достовірність апроксимації (3.2.7) – невисока ($R \approx 0.35$).



а *б*

Рис. 3.2.6 Залежність швидкості переднього фронту інфразвукового сигналу від синусу істинного азимуту: *а* – для станцій, розташованих у південній півкулі, апроксимація лінійним законом: $v_{\max}\left(\sin A_{tr}\right) = -15.87\sin A_{tr} + 295.68$, $R \approx 0.73$, $\sigma \approx 11.15$ м/с; *б* – для станцій, розташованих у північній півкулі, апроксимація лінійним законом: $v_{\max}\left(\sin A_{tr}\right) = -3.98\sin A_{tr} + 291.53$, $R \approx 0.35$, $\sigma \approx 8.03$ м/с

Кореляційні поля

Зв'язок значень мінімальної та максимальної швидкостей приходу інфразвукового сигналу

Кореляційне поле значень $v_{\min}$ – $v_{\max}$ представлено на рис. 3.2.7. Апроксимуюче співвідношення має вигляд:

$$v_{\max} = 0,93 v_{\min} + 38,96, \quad R \approx 0,42, \quad \sigma \approx 15,08 \text{ м/с}. \qquad (3.2.8)$$

Із рис. 3.2.7 та виразу (3.2.8) видно, що існує помітний статистичний зв'язок між згаданими параметрами сигналу.

Зв'язок значень періодів коливань, оцінених за різними методиками

Оскільки для оцінки періоду основного коливання автори [178, 179] застосували три методики (див. вище), представляє цікавість з'ясування їхньої взаємної узгодженості. З цією метою були побудовані кореляційні поля значень T_1 – T_2, T_1 – T_3 і T_2 – T_3 (рис. 3.2.8). З рис. 3.2.8, *а* та 3.2.8, *б* випливає, що статистичний зв'язок між цими оцінками фактично відсутній.

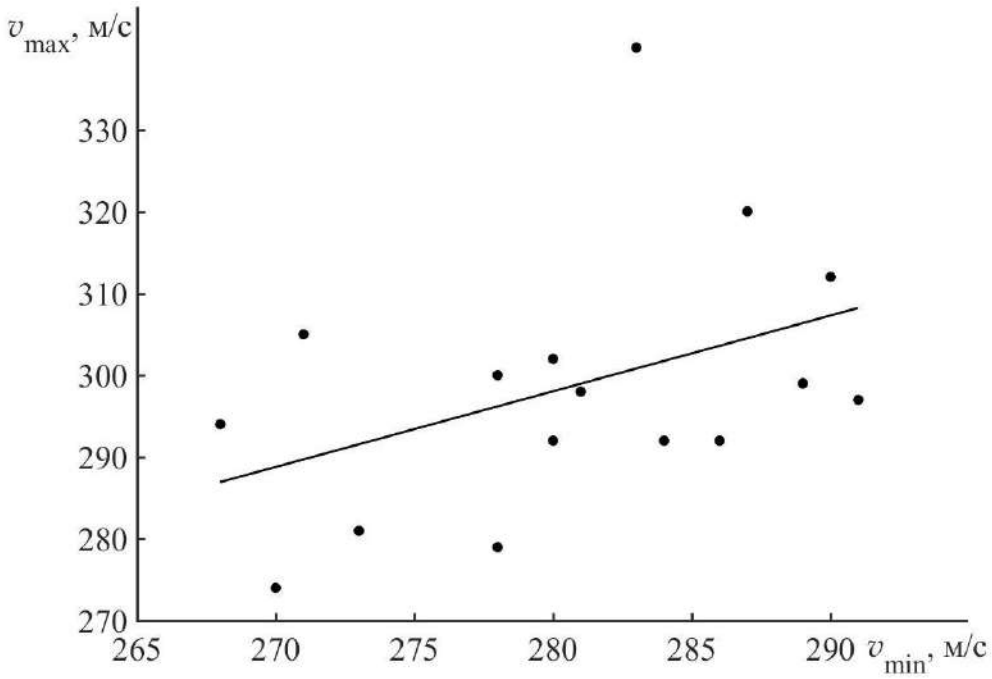


Рис. 3.2.7 Кореляційне поле швидкість переднього фронту – швидкість заднього фронту акустичного сигналу, апроксимація лінійним законом: $v_{max} = 0.93 v_{min} + 38.96$, $R \approx 0.42$, $\sigma \approx 15.08$ м/с

У той же час він чітко виражений для кореляційного поля T_2 – T_3 (див. рис. 3.2.8, *в*), що підтвердило аналогічний результат авторів [178]. Апроксимуюча залежність має вигляд:

$$T_2 = 1.045 T_3 - 0.21, \qquad R \approx 0.96, \qquad \sigma \approx 1.93 \text{ с.}$$

Зв'язок значень амплітуд коливань, які оцінювалися за різними методиками

Для оцінки амплітуди коливань тиску в інфразвуковій хвилі автори [178, 179] застосували дві методики (Δp_1 та Δp_2). З'ясуємо їхню взаємну відповідність. Кореляційне поле значень Δp_1 – Δp_2 наведено на рис. 3.2.9. Апроксимуючі залежності в випадку використання 13 та 10 станцій відповідно мають вигляд:

$$\Delta p_1 = 0.90 \Delta p_2 + 0.01, \; R \approx 0.98, \qquad \sigma \approx 0.15 \text{ Па.} \qquad (3.2.9)$$

$$\Delta p_1 = 0.99 \Delta p_2 + 0.01, \; R \approx 0.99, \qquad \sigma \approx 0.02 \text{ Па.} \qquad (3.2.10)$$

Видно, що існує стійкий статистичний зв'язок між амплітудами коливань.

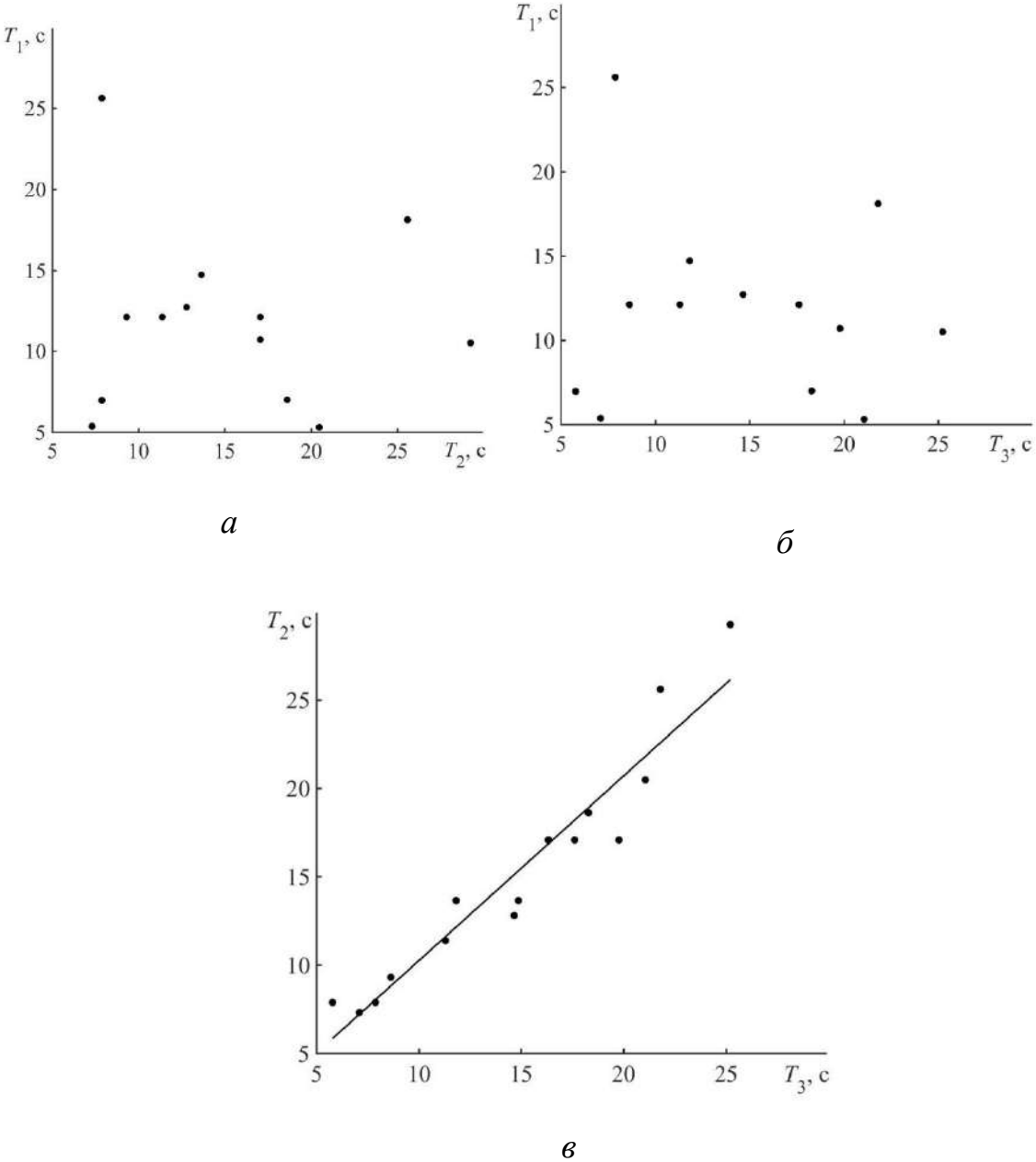


Рис. 3.2.8 Кореляційні поля: *а* – $T_1 - T_2$; *б* – $T_1 - T_3$; *в* – $T_2 - T_3$, апроксимація лінійним законом: $T_2(T_3) = 1.05T_3 - 0.21$, $R \approx 0.96$, $\sigma \approx 1.93$ с. Остання апроксимація співпадає з апроксимацією з роботи [178]

Зв'язок значень істинного та спостережного азимутів

Кореляційне поле істинний (A_{tr}) і спостережний (A_{ob}) азимути наведено на рис. 3.2.10, з якого видно, що існує високий статистичний зв'язок між A_{Tr} і A_{ob}. Апроксимуюча залежність має вигляд:

$$A_{ob} = 1.00A_{tr} + 2.98, \qquad R \approx 0.99, \qquad \sigma \approx 12.03 \text{ град.}$$

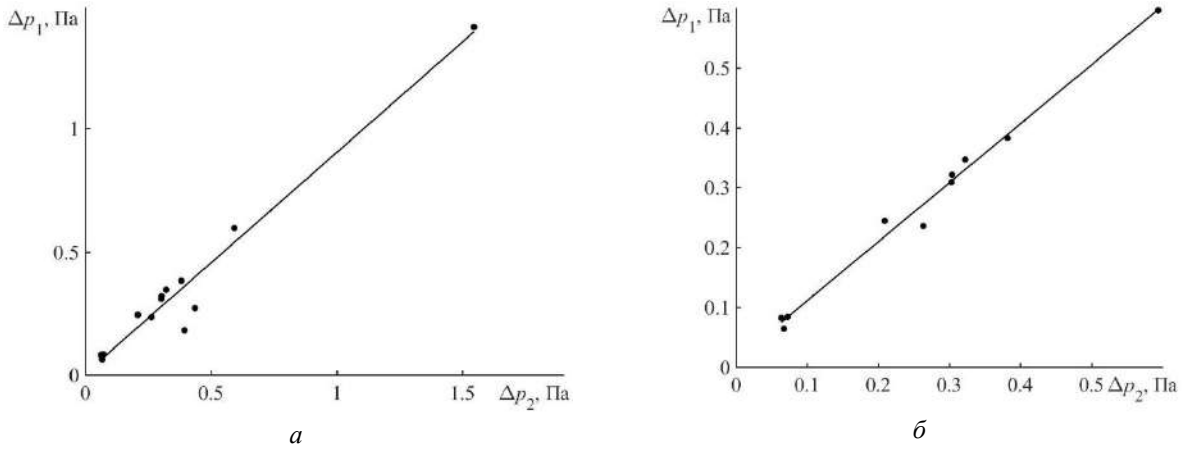


Рис. 3.2.9 Кореляційне поле Δp_1 – Δp_2: *а* – побудоване за 13 станціями, апроксимація лінійним законом: $\Delta p_1 = 0.90\Delta p_2 + 0.01$, $R \approx 0.98$, $\sigma \approx 0.15$ Па; *б* – побудоване за 10 станціями, апроксимація лінійним законом: $\Delta p_1 = 0.99\Delta p_2 + 0.01$, $R \approx 0.99$, $\sigma \approx 0.02$ Па

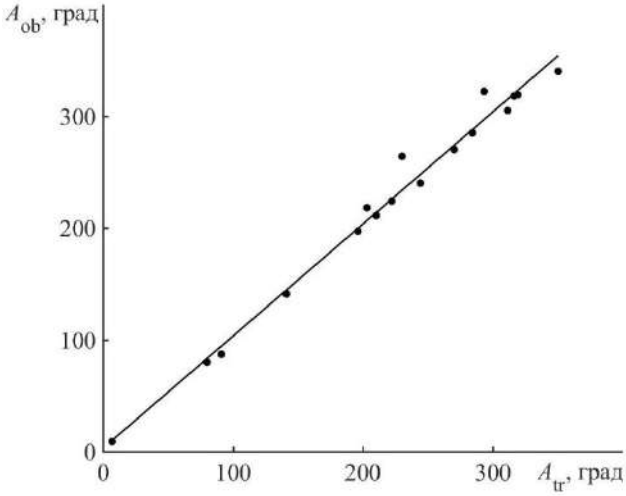


Рис. 3.2.10 Залежність спостережуваного азимута від істинного. Апроксимація лінійним законом: $A_{ob} = 1.00A_{tr} + 2.98$, $R \approx 0.99$, $\sigma \approx 12.03°$

Обговорення

Параметри метеороїду. За даними НАСА початкова кінетична енергія метеороїду складала 33 кт ТНТ $\approx 1.38 \cdot 10^{14}$ Дж, а початкова швидкість $v_0 = 19.2$ км/с [161]. При цьому початкова маса космічного тіла була близькою до 750 т.

Оцінку початкової кінетичної енергії метеороїду можна отримати з інфразвукових спостережень. При $E/2 \le 100$ кт ТНТ маємо емпіричне співвідношення [178]:

$$\lg\frac{E}{2} = 3.34\lg T - 2.58.$$

Результати оцінки E за середнім значенням T_1, T_2 і T_3 наступні: $E_1 = 9.7 - 19.4$ кт ТНТ, $E_2 = 22.4 - 40.7$ кт ТНТ та $E_3 = 29.8 - 59.5$ кт ТНТ. При цьому середні значення складають: $\overline{E_1} \approx 14.0$ кт ТНТ, $\overline{E_2} \approx 30.6$ кт ТНТ та $\overline{E_3} \approx 42.6$ кт ТНТ. Значення $\overline{E_2}$ та $\overline{E_3}$ є достатньо близькі між собою та до оцінки НАСА (33 кт ТНТ).

Отримане значення E підтверджує факт унікальності Індонезійського метеороїду. За 34 роки супутникових спостережень лише двічі виявляли космічні тіла з $E \approx 33$ кт ТНТ, а одного разу енергія метеороїду перевищувала це значення E (див. табл. 3.2.3).

Склад метеороїду невідомий. Його об'ємна густина ρ могла змінюватися в широких межах – від 3.3 т/м^3 для кам'яного метеороїду до 7.7 т/м^3 для залізного метеороїду. Від значення ρ залежить об'єм V і діаметр d космічного тіла (табл. 3.2.4).

Найбільш інтенсивний спалах суперболіду спостерігався, за даними НАСА, на висоті $z_r \approx 19.1$ км. На цій висоті густина повітря $\rho_a \approx 0.1$ кг/м^3. Знаючи $\rho_a(z_r)$ і v_0, можна оцінити напругу руйнування космічного тіла [153]:

$$\sigma_{d0} = 0.365\rho(z_r)v_0^2,$$

звідки отримаємо, що $\sigma_{d0} \approx 11$ МПа. Такі значення σ_{d0} можуть мати дуже міцні монолітні кам'яні тіла, залізо-кам'яні або не дуже міцні залізні тіла. Оскільки на висоті z_r швидкість дещо менша за v_0, значення $\sigma_d < 11$ МПа. Тому метеороїд не міг бути залізним. Не міг він складатися і з кометної речовини. В цьому випадку тіло повністю зруйнувалося б на висотах більш 50 – 55 км (див. табл. 3.2.4). Таким чином, Індонезійський метеороїд був або кам'яним, або залізо-кам'яним. Його діаметр (розмір) був від 6.3 до 7.6 м.

Таблиця 3.2.3 Відомості про суперболіди з початковою кінетичною енергією $E_{k0} \geq 10$ кт ТНТ, зафіксовані датчиками НАСА за період від 1994 до 2017 р. (за матеріалами сайту [161])

Дата спостереження	Широта, градуси	Довгота, градуси	Висота максимального свічення, км	Модуль швидкості, км/с	Максимальна енергія свічення, Дж	Початкова кінетична енергія, кт ТНТ	Початкова маса, т
15.02.2013 03:20:33	54.8N	61.1E	23.3	18.6	$3.75 \cdot 10^{14}$	440	11000
25.12.2010 23:24:00	38.0N	158.0E	26	18.1	$2.00 \cdot 10^{13}$	33	843
08.10.2009 02:57:00	4.2S	120.6E	19.1	19.2	$2.00 \cdot 10^{13}$	33	750
01.02.1994 22:38:09	2.7N	164.1E			$1.82 \cdot 10^{13}$	30	
21.11.2009 20:53:00	22.0S	29.2E	38	32.1	$1.00 \cdot 10^{13}$	18	146
07.10.2004 13:14:43	27.3S	71.5E	35	19.2	$1.04 \cdot 10^{13}$	18	401
06.07.2010 23:54:43	34.1S	174.5W	26	15.7	$7.56 \cdot 10^{12}$	14	475
09.12.2006 06:31:12	26.2N	26.0E	26.5	15.9	$7.41 \cdot 10^{12}$	14	464
15.04.1988 03:03:10	4.1S	124.3E			$7.58 \cdot 10^{12}$	14	
06.02.2016 13:55:09	30.4S	25.5W	31	15.6	$6.853 \cdot 10^{12}$	13	447
03.09.2004 12:07:22	67.7S	18.2E	31.5		$7.26 \cdot 10^{12}$	13	
30.04.2013 08:40:38	35.5N	30.7W	21.2	12.1	$5.11 \cdot 10^{12}$	10	572

Згідно співвідношенню з роботи [156], число кам'яних тіл, які стикаються з Землею протягом року

$$\lg N = (1.568 \pm 0.03) - (2.70 \pm 0.08) \lg d ,$$

де d дається в м. При $d \approx 7.5$ м маємо $N \approx 0.127 - 0.202$ рік$^{-1}$, а інтервал $\Delta T_m = N^{-1} \approx 5.0 - 7.9$ років.

Час запізнення сигналу. Як і слід було очікувати, при збільшенні відстані між місцем спалаху суперболіду та місцем розташування інфразвукової станції час запізнення сигналу (його переднього фронту)

збільшується практично за лінійним законом. Середня швидкість приходу сигналу для всіх трас є близькою до 297 м/с. Значення цієї швидкості залежало від напрямку та протяжності траси, вздовж якої поширювався сигнал, і, зокрема, від півкулі, в якій розташовувалась інфразвукова станція, та напрямку тропосферно-стратосферного вітру та його сили.

Апроксимація (3.2.1) в цілому добре описує час запізнення сигналу при $r \approx 2 - 17.5$ Мм, оскільки коефіцієнт достовірності $R \approx 0.99$, однак, вона не є задовільною при $r \to 0$. Для цієї границі час запізнення повинен прагнути до $\Delta t_{\min} \approx 1 - 3$ хв. Таке значення $\Delta t_{\min}$ визначається часом приходу інфразвуку від висот, де він генерується (60 – 20 км), до поверхні Землі.

Спроба додати на кореляційне поле точку $r = 0$ Мм та $\Delta t_{\min} \approx 1 - 3$ хв не призвела до поліпшення залежності (3.2.1), вона залишилась практично такою ж, лише незначно змінились коефіцієнти.

Таблиця 3.2.4 Можливі параметри Індонезійського метеороїда в залежності від його структури (висоти z_1 і z_2 відповідають мінімальному та максимальному значенням σ_d)

Параметр	Залізний	Залізо-кам'яний	Кам'яний	Кометна речовина
ρ, т/м^3	7.7	4.7 – 5.6	3.3 – 3.6	0.9
σ_d, МПа	10 – 100	3 – 30	1 – 10	0.01 – 0.1
z_1, км	21.5	30.5	38.7	73.2
z_2, км	4.2	13.2	21.5	56
V, м^3	97.4	133.9 – 159.6	208.3 – 227.3	833.3
d, м	5.7	6.3 – 6.7	7.3 – 7.6	11.7

Швидкість приходу сигналу. Судячи з апроксимацій, у середньому $v_{\max} \approx 299$ м/с, а $v_{\min} \approx 280$ м/с. Відмінність у цих швидкостях обумовлена значною протяжністю акустичного сигналу – 12 – 25 хв. В інтервалі $r \approx 2 - 12$ Мм значення цих швидкостей практично не залежали від довжини траси. Для найближчих станцій, віддалених на 2.099 та 2.291 Мм, значення $v_{\max}$ складали відповідно 340 та 320 м/с, тобто значно перевищували середнє значення (299 м/с) та були ближче до швидкості звуку в однорідній приземній атмосфері.

Зменшення $v_{\max}$ при збільшенні відстані має просте фізичне тлумачення: при збільшенні *r* невід'ємно збільшується шлях, який проходять інфразвукові промені при їхньому багаторазовому відбитті від стінок хвилеводів Земля – стратосфера та Земля – термосфера. При цьому збільшується час запізнення переднього фронту, а значить – зменшується $v_{\max}$.

Тривалість сигналу. При $v_{\max} = \text{const}$ цей параметр інфразвукового сигналу також практично не залежав від пройденої відстані та був близьким до 18.44 ± 9.34 хв. Таку поведінку можна пояснити тим, що спектр інфразвукового сигналу на відстанях $r = 2 - 14$ Мм був достатньо вузьким, період основного коливання (T_2 або T_3) при цьому змінювався незначним чином. При цьому дисперсія хвилевого пакету виражена слабо та дисперсійне розпливання сигналу, як це було у випадку Челябінського метеороїду (для нього $T \approx 10 - 100$ с [183]), не спостерігалось. Якщо ж в дійсності мала місце ситуація, показана на рис. 3.2.2, *б*, то через зменшення з відстанню $v_{\max}$ тривалість сигналу значно (приблизно на ±6 хв) змінювалась у порівнянні зі значенням $\tau \approx 18.44 \pm 9.34$ хв (див. рис. 3.2.3, *б* та 3.2.3, *в*).

Варто додати, що тривалість інфразвукового сигналу $\tau \approx 12.24$ хв формувалася не протяжністю області його генерації, яка складала близько 45 – 55 км, при цьому $\tau_{\min} \approx 2.5 - 3$ хв. Тривалість інфразвукового сигналу насправді формувалася протяжністю області приходу променів, які поширювалися різними траєкторіями, в хвилеводах Земля – стратосфера та Земля – термосфера.

Середній тривалості інфразвукового сигналу $\tau \approx 18.44$ хв, який поширюється зі швидкістю $\bar{v} \approx 297$ м/с, відповідає характерна довжина $L \approx \bar{v}\tau \approx 330$ км. На відстані $r \le L$ має місце переважно променеве поширення інфразвуку, при $r > L$ інфразвуковий сигнал, який являє собою результат накладання великої кількості променів, поширюється в хвилеводах Земля – стратосфера та Земля – термосфера. Очевидно, основну роль (з точки зору енергетики) грає стратосферний хвилевід.

Період коливань. Значення періоду коливань сильно залежали від методики їхньої оцінки, розробленої авторами [151, 181, 182]. Менше за все флуктуювали значення T_1 (див. рис. 3.2.4, *а*). Середні значення $\overline{T_1} \approx 10.6 \pm 1.1$ хв, $\overline{T_2} \approx 13.4 \pm 1.2$ хв, а $\overline{T_3} \approx 14.1 \pm 1.4$ хв. Як показав аналіз кореляційних полів $T_1 - T_2$ і $T_1 - T_3$, методика [151] оцінювання T_1 не є цілком вдалою. Тому використання значень T_1 для оцінки E недоцільно. З цієї ж причини залежність $T_1(r)$, яка дається співвідношенням (3.2.3), не відповідає дійсності.

Амплітуда сигналу. Згідно апроксимаціям (3.2.4) і (3.2.5), амплітуда сигналу зменшується при збільшенні довжини траси. Послаблення пов'язане з двома процесами: розбіжністю фронту хвилі в хвилеводі Земля – стратосфера та з загасанням у хвилеводі при відбиттях від «стінок» хвилеводу, з розсіянням енергії хвилі в хвилеводі й т.п. Легко показати, що в середовищі без втрат при розбіжності фронту хвилі в хвилеводі $\Delta p \sim r^{-0.5}$ [29]. Дійсно, густина потоку енергії інфразвукової хвилі $\Pi \sim \Delta p^2$, а площа бічної поверхні циліндру при хвилеводному поширенні в хвилеводі висотою h складає $S = 2\pi rh$. Оскільки за відсутності втрат $\Pi S = \text{const}$, $\Delta p \sim r^{-1/2}$. У наших апроксимаціях показник степені складає –0.49 та –0.52, тобто дуже близький до теоретичного значення, яке дорівнювало – 0.50.

Множник Γ при r в експоненті представляє собою коефіцієнт загасання. При $\Gamma = 0.18 - 0.40$ Мм$^{-1}$ маємо глибину загасання $l = \Gamma^{-1} \approx 2000 - 5500$ км. На відстані l амплітуда інфразвуку за рахунок загасання зменшується в e разів. Отримане значення l узгоджується з наявними в літературі даними для інфразвуку з періодом $T \approx 10 - 15$ с.

Залежність швидкості приходу від азимуту. З табл. 3.2.2 та рис. 3.2.2 видно, що швидкість приходу акустичного сигналу в залежності від станції змінювалась в широких межах (від 274 до 340 м/с). Ці зміни в основному викликані впливом тропосферно-стратосферного вітру. Швидкість $v_{\max}$ пов'язана зі швидкістю вітру w наступним чином [29]:

$$v_{\max} = v' + \Delta v = v' + w\cos\beta,$$

де Δv – доданок до істинної швидкості за рахунок впливу вітру, v' – істинна швидкість акустичного сигналу, $\beta = A_w - A$, A_w та A – азимути напрямку вітру та точки спалаху суперболіду для кожної зі станцій. Для західного вітру $A_w = 270°$, а для східного – $A_w = 90°$. Тоді

$$v_{\max} = v' + w\cos(270° - A) = v' - w\sin A, \qquad (3.2.11)$$

$$v_{\max} = v' + w\cos(90° - A) = v' + w\sin A. \qquad (3.2.12)$$

При западному вітрі для станцій, розміщених на схід від місця вибуху метеороїду, $A > 180°$, $\sin A < 0$ та $v_{\max} > v'$, тобто швидкість приходу сигналу складається з проєкцією швидкості вітру. При тому ж розташуванні та східному вітрі $v_{\max} < v'$.

При східному вітрі для станцій, розміщених на схід від місця свічення суперболіду, $A < 180°$, $\sin A > 0$ та $v_{\max} < v'$. При тому ж розташуванні та західному вітрі $v_{\max} > v'$.

Із порівняння залежностей (3.2.6) і (3.2.11), а також (3.2.7) і (3.2.12) можна зробити висновок, що скориговане значення швидкості приходу інфразвукового сигналу є близьким до 295 м/с, а середня швидкість вітру – для станцій, розташованих південніше та північніше місця вибуху метеороїду, складає близько 16 та –4 м/с відповідно.

Кореляційні поля. Аналіз рис. 3.2.4 та 3.2.8 показує, що оцінювання приходу за методикою PMCC не є цілком задовільним. Доцільно використати обидва різновиди методики MatSeis, які дають схожі результати. З цієї причини оцінки E за значеннями T_1 не можуть бути задовільними. Оцінки енергії метеороїду за значеннями T_2 та T_3 дають близькі результати. Середнє значення $\overline{E} \approx 36.6 \pm 6.0$ кт ТНТ, що несуттєво (на ~10%) відрізняється від даних незалежного методу, який застосовується НАСА (33 кт ТНТ).

Достатньо високий статистичний зв’язок між $v_{\max}$ і $v_{\min}$ (див. рис. 3.2.7) свідчить про відсутність помітних дисперсійних викривлень інфразвукового сигналу, які призводять до його уширення.

Значення амплітуд інфразвукового сигналу, які оцінено за двома методиками, добре узгоджуються між собою.

Високий статистичний зв'язок між спостережним і істинним значеннями азимуту джерела інфразвуку свідчить про адекватність методики оцінки A_{ob}. Середня похибка в випадку Індонезійського метеороїда не перевищувала приблизно 3°.

Основні результати

1. Як і слід було очікувати, час запізнення інфразвукового сигналу збільшувався при збільшенні горизонтальної відстані від епіцентру вибуху метеороїда до станцій за лінійним законом. При цьому середня за всіма трасами швидкість приходу сигналу була близькою до 297 м/с.

2. Середні значення швидкостей приходу переднього та заднього фронтів інфразвукового сигналу складали близько 299 та 281 м/с відповідно та відносно слабо залежали від траси поширення. Вочевидь, залежність швидкості переднього фронту від відстані описується співвідношенням (3.2.3), яке має фізичне пояснення.

3. Середня тривалість інфразвукового сигналу для різних трас складала 18.44±9.34 хв. Дисперсійне уширення сигналу було несуттєвим на відстанях 2–12 Мм. Разом із цим, спостерігалась тенденція до зменшення тривалості інфразвукового сигналу від 24 – 25 до 10 – 12 хв при збільшенні r від 2 до 17.5 Мм.

4. Середні значення періодів інфразвукового сигналу, оцінені за різними методиками, складали 10.6±1.1 с, 13.4±1.2 с і 14.1±1.4 с. Перша з методик не є цілком задовільною.

5. Середнє значення початкової кінетичної енергії метеороїда, отримане з інфразвукових спостережень періоду коливань, складає 36.6±6.0 кт ТНТ, що несуттєво відрізняється від незалежних даних НАСА (33 кт ТНТ).

6. Апроксимація амплітуди інфразвукового сигналу від відстані підтверджує, що на відстанях 2–12 Мм мало місце хвилеводне поширення сигналу із загасанням. Коефіцієнт загасання був близьким до 0.3±0.1 $Мм^{-1}$.

7. Апроксимація швидкості приходу інфразвукового сигналу від синусу азимутального кута показала, що скориговане значення швидкості приходу сигналу складало близько 294±2 м/с, а середнє значення тропосферно-стратосферного вітру для Південної та Північної півкуль було близьким до 16 м/с та –4 м/с відповідно.

8. Аналіз кореляційних полів показав, що існує стійкий статистичний зв'язок між спостережним і істинним азимутами джерела інфразвуку, між періодами коливань, обчисленими за двома методиками в рамках технології MatSeis, між амплітудами інфразвукового сигналу, які оцінено за двома різними методиками (PMCC та MatSeis), а також між максимальним і мінімальним значеннями швидкості приходу інфразвукового сигналу.

3.3. Характеристики інфразвукових хвиль, згенерованих Челябінським метеороїдом

Вступ

Челябінський метеороїд вторгся до атмосфери Землі 15 лютого 2013 р. о 03:20:22 (тут і далі всесвітній час). Проліт і вибух космічного тіла супроводжувався цілою низкою фізичних процесів (див., наприклад, [166–170, 184–186]). Важливе місце серед них посідає генерація та поширення інфразвукового сигналу. Результати реєстрації цього сигналу викладено в низці робіт [166–170].

У статті [29] описано акустичні ефекти Челябінського метеороїда, вивчені за реєстраціями сигналу на 9 інфразвукових станціях, розташованих у Східній Європі, на Сибіру та на Камчатці.

У роботах [166, 187] проведено системний спектральний аналіз інфразвукових сигналів, зареєстрованих на німецькій станції в Антарктиді.

Представляє інтерес більш детальне вивчення глобальних особливостей інфразвукових сигналів, зареєстрованих 15 станціями міжнародної системи моніторингу (IMS) ядерних випробувань Організації за Договором про всеосяжну заборону ядерних випробувань (СТВТО) [2, 167].

Метою даного підрозділу є побудова кореляційних полів «швидкість приходу сигналу – відстань», «швидкість приходу сигналу – синус азимуту», «тривалість сигналу – відстань», «амплітуда сигналу – відстань» і «період – період» для періодів, оцінених за двома методиками, а також їхня апроксимація простими аналітичними співвідношеннями. Термін «відстань» у даному підрозділі відноситься до відстані між джерелом інфразвуку та станцією, що його реєструє.

Загальні відомості

Основні відомості про інфразвукові станції СТВТО, які зареєстрували акустичний сигнал від Челябінського метеороїду, наведені в табл. 3.3.1. Із таблиці видно, що з 15 станцій лише 2 з них розташовано в Південній півкулі (I33MG, Мадагаскар і I27DE, Антарктида). Відстань r від джерела інфразвуку до реєструючої станції змінювалось від 530 км (станція I31KZ) до 14983 км (станція I27DE). Спостережуваний азимут джерела інфразвуку змінювався від 2 до 355°, а теоретично розрахований – від 1 до 341°.

Основні відомості про параметри інфразвукового сигналу наведено в табл. 3.3.2, з якої видно, що при збільшенні r час запізнення сигналу Δt змінювався приблизно від 28 до 870 хв, його тривалість ΔT – від 377 до 2142 с, амплітуда Δp – від 0.39 до 12.62 Па, період коливань T_{amp} – від 19.28 до 84.7 с, а період T_{PSD} – від 16.72 до 81.92 с. Як випливає із табл. 3.3.2, збільшення r не обов’язково супроводжувалось збільшенням Δt, ΔT, T_{amp}, T_{PSD} та зменшенням Δp.

Результати аналізу даних спостережень. Кореляційні поля й апроксимуючі залежності

Залежність часу запізнення сигналу від відстані показано на рис. 3.3.1, із якого можна бачити, що зі збільшенням r час запізнення збільшується практично за лінійним законом. Рівняння регресії має вигляд:

$$\Delta t = 57.266r + 6.324. \qquad (3.3.1)$$

При цьому коефіцієнт достовірності $R \approx 0.998$, а стандартне відхилення $\sigma \approx 15.06$. Тут r вимірюється в Мм, а Δt – в хв.

Залежність швидкості приходу сигналу від відстані наведено на рис. 3.3.2. Із рисунку видно, що має місце значний розкид точок, при цьому v змінюється від 235 до 318 м/с. Середнє значення швидкості складає 286.0 м/с, а стандартне відхилення – 21.5 м/с.

Таблиця 3.3.1 Основні відомості про інфразвукові станції

Відстань до станції (км)	Станція	Широта	Довгота	Теор. азимут (град)	Спосте-режуваний азимут (град)
530	I31KZ	50.4N	58.03E	22	29
1502	I43RU	56.7N	37.3E	88	97
1532	I46RU	53.95N	84.82E	283	268
3185	I34MN	47.80N	106.41E	301	230
3257	I26DE	48.85N	13.71E	60	56
4893	I18DK	77.47N	69.29W	39	17
5022	I45RU	43.7N	131.9E	310	305
5798	I44RU	51.1N	158.8E	314	302
6481	I53US	64.8N	146.9W	341	339
8147	I10CA	50.2N	96.0W	14	355
8311	I33MG	18.8S	47.5E	8	12
8554	I56US	48.3N	117.1W	1	352
10182	I57US	34.07N	120.58W	1	2
11030	I59US	19.59N	155.89W	339	316
14983	I27DE	70.68S	8.27W	49	61

Залежність швидкості приходу інфразвукової хвилі від синусу теоретично розрахованого азимуту A_{th} джерела сигналу показано на рис. 3.3.3, з якого видно, що, не дивлячись на значний розкид точок,

залежність може бути апроксимована лінійним рівнянням регресії. При включенні в розгляд всіх станцій це рівняння має вигляд:

$$v = -22.562\sin A_{\text{th}} + 286.065, \qquad R \approx 0.685, \quad \sigma \approx 16.25. \qquad (3.3.2)$$

Тут і далі коефіцієнти при аргументі та вільний член даються в м/с.

Таблиця 3.3.2 Основні відомості про параметри інфразвукового сигналу

Станція	Час приходу (UT)	Час запізнення, хв	Швидкість приходу сигналу, м/с	Тривалість сигналу (с)	Амплітуда сигналу, Па	Період Max Amp (с)	Період Max PSD (с)
I31KZ	03:48:08	27.77	318.13	1026	6.12	37.99	45.51
I43RU	05:02:09	101.78	245.95	2142	0.79	38.48	30.06
I46RU	04:44:29	84.13	303.49	701	1.26	21.08	16.72
I34MN	06:14:55	174.55	304.12	924	0.25	22.79	30.34
I26DE	07:10:31	230.15	235.86	812	0.485	28.98	29.26
I18DK	08:17:13	296.85	274.72	1948	1.365	49.99	69.72
I45RU	07:55:27	275.08	304.27	887	0.67	38.45	21.01
I44RU	08:50:55	330.55	292.34	1471	0.45	19.28	60.68
I53US	09:36:30	376.13	287.18	1660	6.31	25.69	19.74
I10CA	11:29:57	489.58	277.34	1107	1.375	32.53	36.41
I33MG	11:20:35	480.22	288.45	720	0.97	47.96	43.12
I56US	11:35:08	494.77	288.15	1621	0.795	29.45	30.91
I57US	13:10:00	589.63	287.81	2000	0.795	28.45	27.31
I59US	13:42:44	622.37	295.38	377	0.195	84.7	81.92
I27DE	17:50:43	870.35	286.92	830	0.93	45.15	44.28

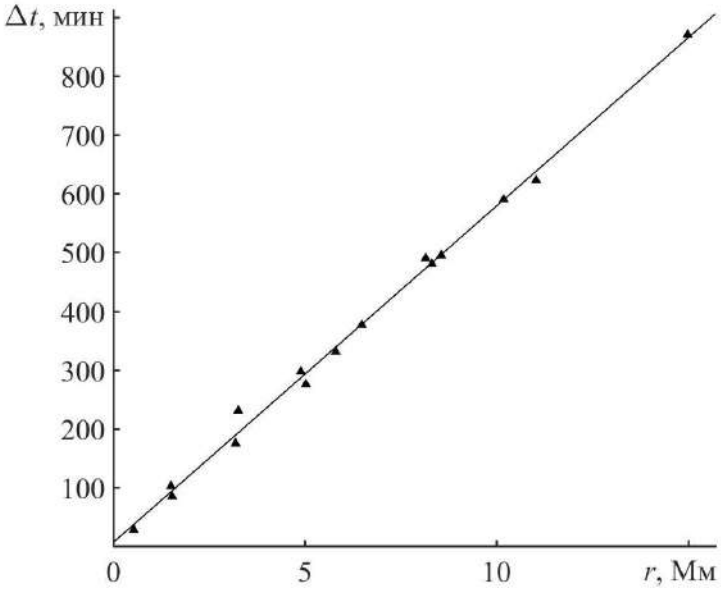


Рис. 3.3.1 Залежність часу запізнення приходу акустичного сигналу від відстані. Апроксимація за 15 станціями лінійним законом: $\Delta t = 57.27r + 6.324$, $R \approx 0.998$; $\sigma \approx 15.06$ хв.

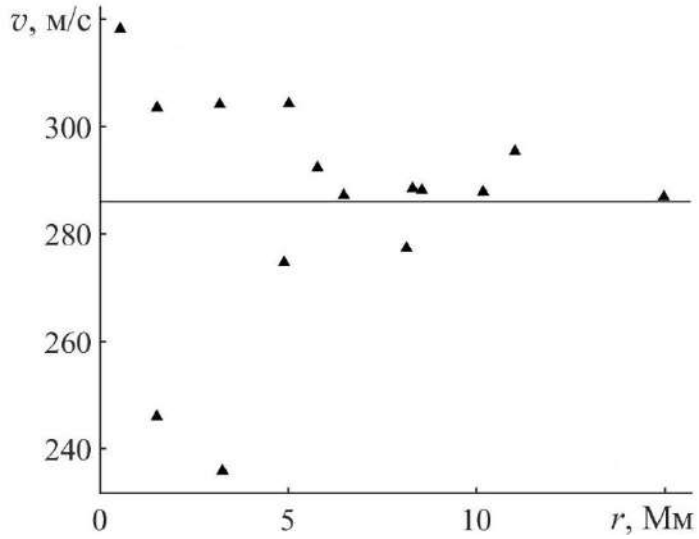


Рис. 3.3.2 Залежність швидкості приходу інфразвукової хвилі від відстані. Апроксимація за 15 станціями лінійним законом: $\bar{v} = 286.0$ м/с, $\sigma \approx 21.5$ м/с.

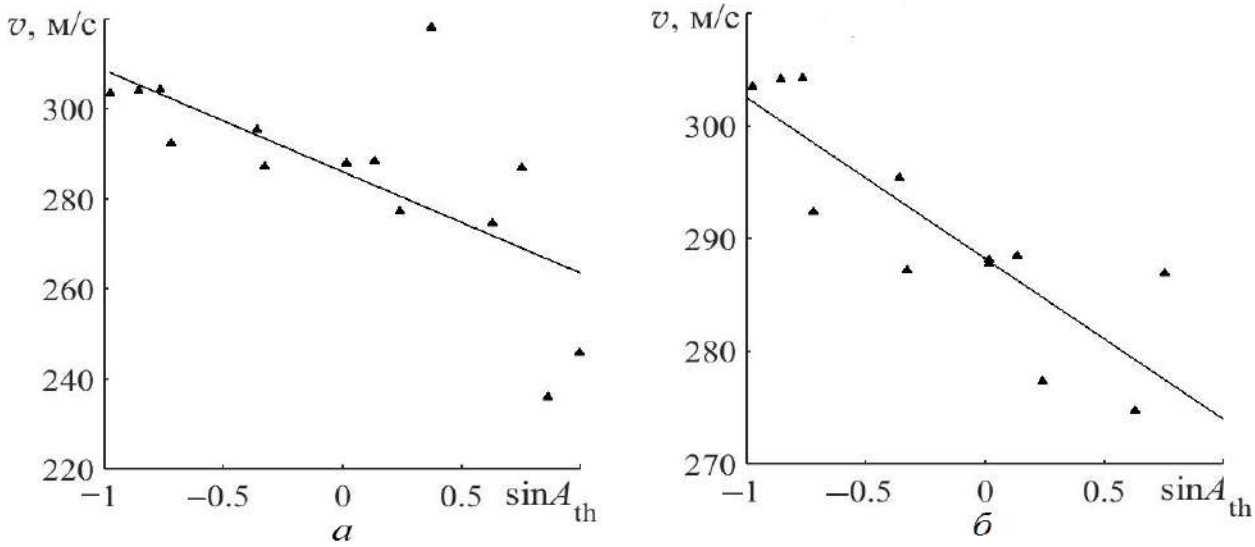


Рис. 3.3.3 Залежність швидкості приходу інфразвукової хвилі від синусу теоретичного азимуту приходу. Апроксимація лінійним законом: *а* – за 15 станціями: $v = -22.5618\sin A_{\text{th}} + 286.0645$, $R \approx 0.6848$; $\sigma \approx 16.25$; *б* – за 12 станціями з виключеними з розгляду станціями I31KZ, I43RU та I26DE (точки (0.3746, 318.1), (0.9994, 245.9) та (0.866, 235.9), $v = -14.276\sin A_{\text{th}} + 288.23$, $R \approx 0.8504$; $\sigma \approx 5.347$

Якщо ж виключити з розгляду найбільш віддалені від лінії регресії точки, які відповідають станціям I31KZ, I43RU та I26DE, то отримаємо наступне рівняння:

$$v = -14.276\sin A_{\text{th}} + 288.230, \qquad R \approx 0.850, \quad \sigma \approx 5.35. \qquad (3.3.3)$$

Аналогічні залежності v від синусу спостережуваного азимуту A_{obs} для тих самих станцій мають вигляд (рис. 3.3.4):

$$v = -19.818 \sin A_{obs} + 284.690, \quad R \approx 0.621, \quad \sigma \approx 17.48. \qquad (3.3.4)$$

$$v = -12.251 \sin A_{obs} + 287.470, \quad R \approx 0.723, \quad \sigma \approx 7.015. \qquad (3.3.5)$$

Залежність тривалості сигналу від відстані показано на рис. 3.3.5. Із рис. 3.3.5, *а* видно, що при врахуванні всіх 15 станцій присутній значний розкид точок, а лінійна регресія описується спадаючою функцією:

$$\Delta T = -12.49r + 1324, \quad R \approx 0.129, \quad \sigma \approx 563.9. \qquad (3.3.6)$$

Після виключення найбільш віддалених точок, які відповідають станціям I43RU, I18DK, I33MG, I27DE і I59US, приходимо до наступного рівняння регресії (рис. 3.3.5, *б*):

$$\Delta T = 109.90r + 642.1, \quad R \approx 0.796, \quad \sigma \approx 279.8. \qquad (3.3.7)$$

Тут r дається в Мм, а ΔT – в с.

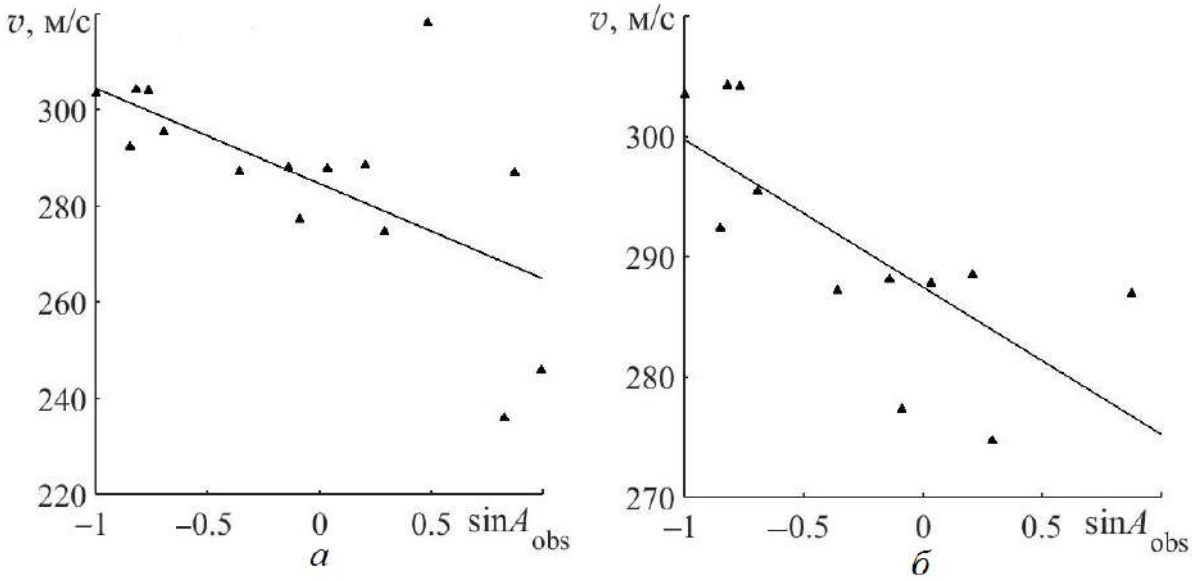


Рис. 3.3.4 Залежність швидкості приходу інфразвукової хвилі від синусу спостережуваного азимуту приходу. Апроксимація лінійним законом: *а* – за 15 станціями, $v = -19.8181 \sin A_{obs} + 284.6899$, $R \approx 0.6211$; $\sigma \approx 17.48$; *б* – за 12 станціями з виключеними з розгляду станціями I31KZ, I43RU та I26DE, $v = -12.251 \sin A_{obs} + 287.47$, $R \approx 0.7234$; $\sigma \approx 7.015$ м/с

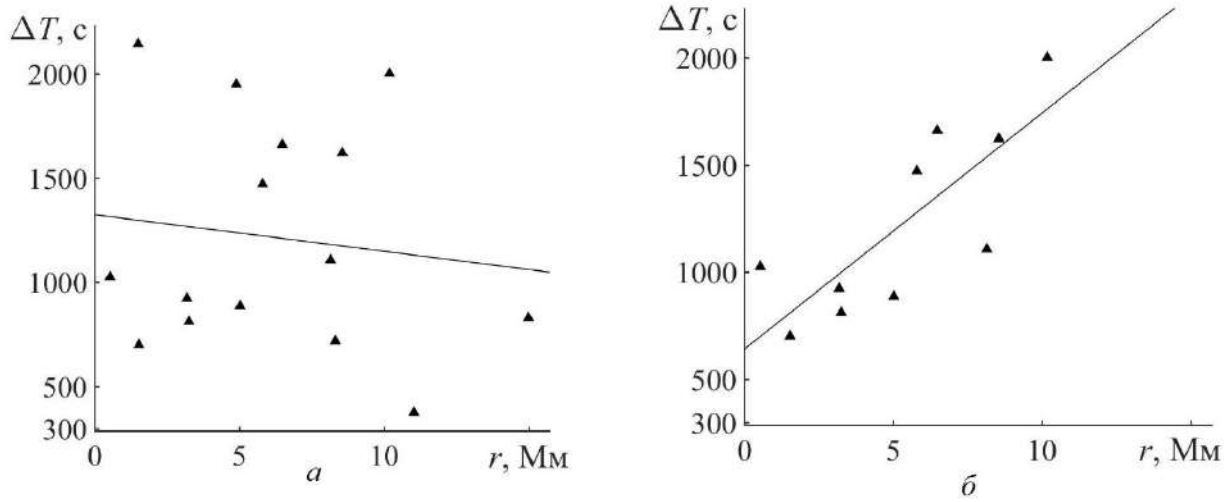


Рис. 3.3.5 Залежність тривалості акустичного сигналу від відстані. Апроксимація лінійним законом: *а* – за 15 станціями: $\Delta T = -17.45r + 1324$; $R \approx 0.1286$; $\sigma \approx 563.9$ с; *б* – за 10 станціями з виключенням станцій I43RU, I18DK, I33MG, I27DE, I59US: $\Delta T = 109.9r + 642.1$; $R \approx 0.7961$; $\sigma \approx 279.8$ с

Кореляційне поле «T_{PSD} – T_{amp}» та лінія регресії показані на рис. 3.3.6. Помітимо, що періоди T_{PSD} і T_{amp} оцінюються за методиками СТВТО за положенням максимуму в спектральній густині потужності та за максимальною амплітудою коливання в цузі відповідно. Із рис. 3.3.6 можна бачити, що обидві методики для низки станцій дають близький результат при значенні періодів від 20 до 40 с. При використанні даних всіх 15 станцій рівняння регресії має вигляд:

$$T_{\text{amp}} = 0.6121 T_{PSD} + 12.710,\ R \approx 0.709, \quad \sigma \approx 11.98 \text{ с}. \qquad (3.3.8)$$

Тут і далі періоди даються в с.

Якщо ж виключити з розгляду станції I44RU та I18DK, то рівняння регресії набуде вигляду:

$$T_{\text{amp}} = 0.902 T_{PSD} + 5.376, \quad R \approx 0.918, \quad \sigma \approx 6.825 \text{ с}. \qquad (3.3.9)$$

Середні значення за 15 та 13 станціями складали $\overline{T_{\text{amp}}} = 36.73$ с і $\overline{T_{\text{amp}}} = 37.05$ с, $\overline{T_{PSD}} = 39.13$ с і $\overline{T_{PSD}} = 35.12$ с відповідно.

Залежність амплітуди від відстані. Наведемо залежність амплітуди тиску в інфразвуковій хвилі від відстані (рис. 3.3.7). Із рисунку можна бачити, що має місце значний розкид точок. Із розгляду було виключено

інфразвукову станцію США I53US, для якої амплітуда була аномально високою ($\Delta p \approx 6.31$ Па при $r = 6481$ км). Регресійні залежності мають вигляд:

$$\Delta p = 2.803 r^{-1.157}, \qquad R \approx 0.896, \quad \sigma \approx 0.679 \text{ Па}, \tag{3.3.10}$$

$$\Delta p = 0.750 r^{-3.099} + 0.758, \quad R \approx 0.969, \quad \sigma \approx 0.397 \text{ Па}, \tag{3.3.11}$$

де r вимірюється в Мм, а Δp – в Па.

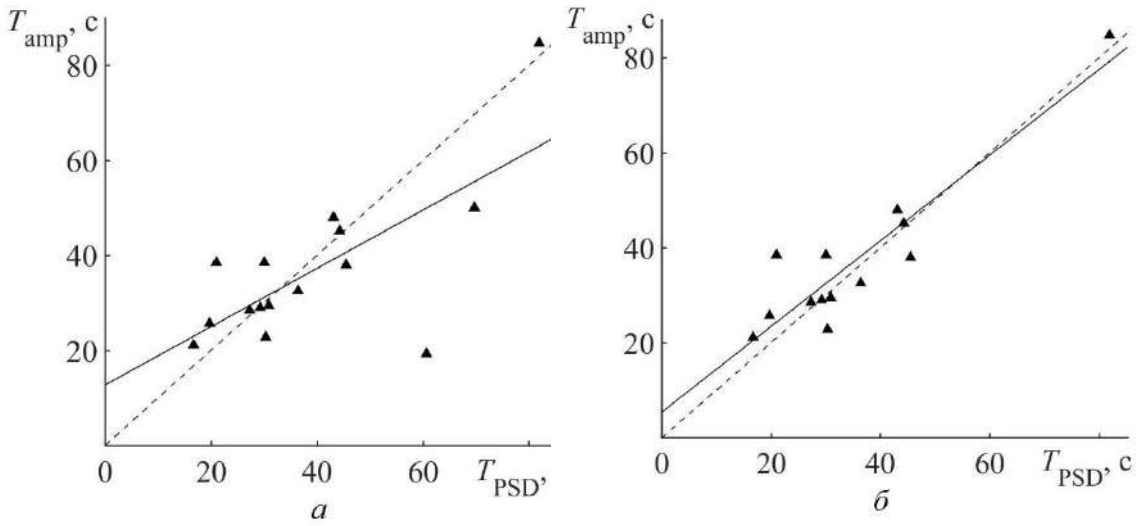


Рис. 3.3.6 Залежність періоду T_{amp}, отриманого за методикою, яка базується на визначенні періоду за максимальною амплітудою, від періоду T_{PSD}, отриманого за методикою, заснованою на визначенні періоду за максимальною густиною спектральної потужності. Апроксимація лінійним законом: *а* – за 15 станціями $T_{amp} = 0.6138 T_{PSD} + 12.71$, $R \approx 0.7085$; $\sigma \approx 11.98$ с; *б* – за 13 станціями з виключеними I44RU та I18DK, $T_{amp} = 0.9019 T_{PSD} + 5.376$, $R \approx 0.9182$; $\sigma \approx 6.825$ с. Штриховою лінією показано теоретичну апроксимацію

Обговорення

Розглянемо залежність часу запізнення інфразвукового сигналу від відстані (див. рис. 3.3.1). Експериментальні точки достатньо добре згруповані поблизу лінії регресії (3.3.1). Нахил прямої характеризує середню за всіма трасами швидкість приходу сигналу

$$\bar{v} = \left(\frac{d\Delta t}{dr} \right)^{-1} = \frac{1}{56.9} \frac{\text{км}}{\text{хв}} \approx 291 \text{ м/с}. \tag{3.3.12}$$

При $r = 0$ маємо $\Delta t_0 \approx 6.324$ хв, яке повинно описувати час поширення сигналу від місця генерації до поверхні Землі. Таке значення представляється

надто завищеним. За даними роботи [29] $\Delta t_0 \approx 1.3 \pm 0.1$ хв. Відмінність в Δt_0 обумовлена великим значенням σ при апроксимації виразом (3.3.1).

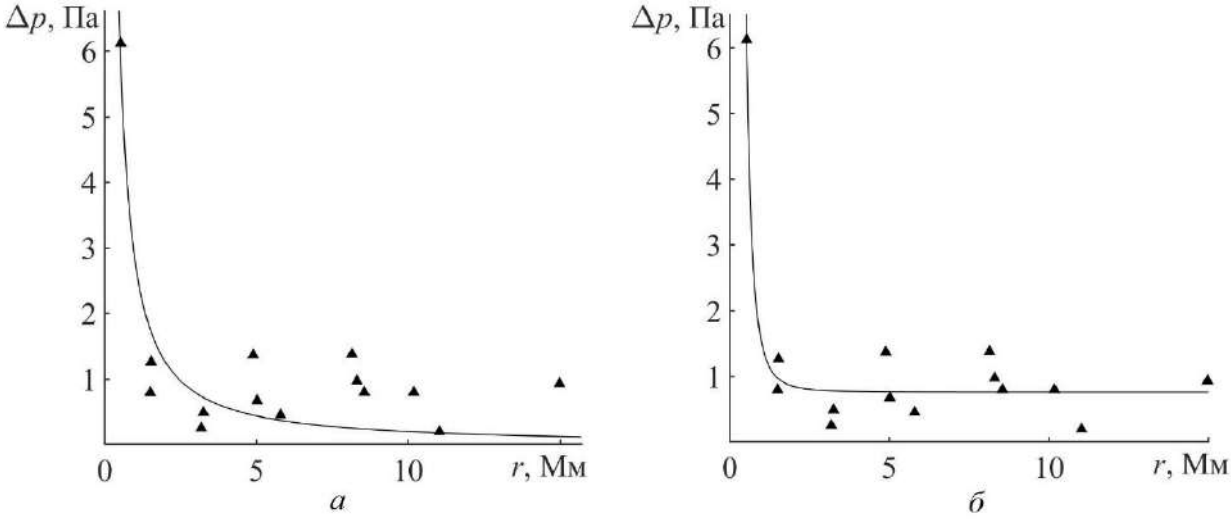


Рис. 3.3.7 Залежність амплітуди тиску від відстані від джерела інфразвуку до станції без урахування точки (6.481, 6.31), яка відповідає станції I53US: *а* – $\Delta p = 2.803 r^{-1.157}$, $R \approx 0.8964$; $\sigma \approx 0.6789$ Па; *б* – $\Delta p = 0.750 r^{-3.099} + 0.758$, $R \approx 0.969$, $\sigma \approx 0.397$ Па

Значний розкид точок на рис. 3.3.2 є наслідком істотних відмінностей на трасах, довжина яких змінювалась від 530 до 14983 км. Траси проходили через Північну та Південну півкулі, одні траси лежали на схід від джерела інфразвуку, інші – на захід. Значний внесок у варіації швидкості приходу дає напрям і сила вітру на висотах тропосфери, стратосфери та термосфери. За даними рис. 3.3.2 середнє за всіма трасами значення швидкості v_{av} складало 286 м/с. Оцінки за співвідношенням (3.3.12) дали близький результат – 291 м/с.

Розкид швидкостей на рис. 3.3.2 частково пояснює рис. 3.3.3, де наведено залежність v від $\sin A_{th}$, а також регресії (3.3.2) та (3.3.3). Вільний член у рівнянні (3.3.2) та (3.3.3) складає 286 і 298 м/с. Ця швидкість є близькою як до $v_{av} \approx 286$ м/с, так і до $\bar{v} \approx 291$ м/с. Коефіцієнт при синусі характеризує середню швидкість w вітру на всіх трасах. Як випливає з (3.3.2) і (3.3.3), значення w в залежності від способу апроксимації складає близько

23 та 14 м/с. Для порівняння укажемо, що оцінка w для найближчих станцій, низка з яких розташована на відстані 1500 км на захід від джерела інфразвуку, а інші – на відстані 1500 км на схід від нього, складає $w \approx 30$ м/с [29]. Остання оцінка добре підтверджувалась результатами метеоспостережень. Підкреслимо, що в Північній півкулі в лютому 2013 р. напрям вітру був орієнтований із заходу на схід.

При використанні регресійних залежностей (3.3.4) і (3.3.5) маємо близькі результати: $\bar{v} \approx 285 - 287$ м/с, а $w \approx 12 - 20$ м/с (див. рис. 3.3.4).

Обговоримо залежність тривалості інфразвукового сигналу від відстані між джерелом інфразвуку та станцією (див. рис. 3.3.5). Збільшення тривалості сигналу при збільшенні r обумовлено чисельними перевідбиттями хвилі в хвилеводах «Земля – стратосфера» та «Земля – термосфера», багатомодовістю сигналу, дисперсійним розпливанням хвильового пакету в хвилеводі. Зменшення тривалосьі може бути обумовлене як різною пропускною здатністю згаданих хвилеводів, так і різним ослабленням спектральних складових інфразвукового пакету. Як показано в роботах [166, 187], у спектрі інфразвукового сигналу, згенерованого Челябінським метеороїдом, були присутніми складові з $T \approx 10$ с – 100 с. Для такого надширокосмугового сигналу дисперсія виражена достатньо сильно. Саме дисперсією пояснювалось уширення інфразвукового сигналу в роботі [29].

Апроксимація (3.3.6), яка описується спадаючою функцією, представляється не фізичною. Після виключення сильно віддалених точок отримано апроксимацію (3.3.7). При цьому тривалість сигналу збільшується при збільшенні r. При $r = 0$ значення $\Delta T_0 \approx 642$ с ≈ 10.7 хв. Для порівняння вкажемо, що в роботі [29] отримано, що $\Delta T_0 \approx 4.75 \pm 0.15$ хв. Якщо $\Delta T_0 \approx 10.7$ хв, то внесок у випромінювання інфразвуку дає слід метеороїда довжиною близько 210 км або діапазон висот близько 70 км, тобто приблизно від 90 до 20 км.

Із рис. 3.3.6 випливає, що значення періодів, визначених за двома нележними методиками, можуть істотно відрізнятися. У той же час, до точності оцінки періодів висуваються підвищені вимоги, оскільки за значенням T оцінюється початкова кінетична енергія космічного тіла [188–190]. Після виключення з даних спостережень вимірювань на станціях I44RU і I18DK коефіцієнт достовірності помітно збільшився від 0.709 до 0.918 (див. співвідношення (3.3.8) і (3.3.9)). Істотно зменшилось і σ – від 12 до 6.8.

Обговоримо залежність $\Delta p(r)$. На станції I53US зареєстровано аномально велике значення амплітуди. Це може бути пов'язане з фокусуванням акустичних променів на трасі поширення. В будь-якому випадку, ця амплітуда виключалась з подальшого аналізу. Регресія, яка дається співвідношенням (3.3.11), незважаючи на високе значення коефіцієнту достовірності (0.969), не має фізичного пояснення. По-перше, відзначається надто швидке зменшення Δp при збільшенні r. Навіть за сферичної розбіжності хвилі $\Delta p \sim r^{-1}$, а при циліндричній розбіжності в хвилеводі «Земля – стратосфера» (або «Земля – термосфера») $\Delta p \sim r^{-0.5}$. По-друге, при $r \to \infty$ маємо $\Delta p \approx 0.758$ Па. Тому перевагу надано апроксимації (3.3.10). Ця апроксимація є близькою до залежності $\Delta p \sim r^{-1,2}$ [168]. В цьому випадку спадання Δp при збільшенні r відбувається дещо швидше, ніж за рахунок сферичної розбіжності. Це може бути пояснено додатковим ослабленням хвилі при її поширенні. Крім того, $\Delta p(\infty) = 0$, як це і повинно бути. У той же час апроксимація (3.3.10) занижує значення амплітуди при $r \geq 3$ Мм. Потребується пошук більш точних регресій $\Delta p(r)$, ніж регресія (3.3.10). У цьому випадку апроксимація, однак, не буде описуватися простими аналітичними співвідношеннями, які мають фізичний зміст.

Основні результати.

1. Час запізнення інфразвукового сигналу збільшувалось практично за лінійним законом при збільшенні відстані між джерелом інфразвуку та

станцією. Середня за всіма трасами швидкість приходу інфразвукового сигналу складала 291 м/с.

2. Залежність швидкості приходу від відстані через сильний розкид даних спостережень апроксимовано константою, рівною 286±21.5 м/с.

3. Залежність швидкості приходу від синусу азимутального кута (розрахованого й оціненого) апроксимовано лінійним законом, із якого оцінено середні за всіма трасами значення швидкості (287 м/с – 288 м/с) та швидкості тропосферно-стратосферного вітру (12 м/с – 14 м/с).

4. Залежність тривалості інфразвукового сигналу від відстані апроксимовано лінійним законом. При цьому тривалість сигналу поблизу джерела складала близько 10.7 хв.

5. У спектрі інфразвукового сигналу на різних станціях переважали складові з періодом T_{amp} приблизно від 19 до 85 с або з T_{PSD} відт 17 до 82 с. Середні значення періодів, отримані по 15 і 13 точкам, складали: $\overline{T_{\text{amp}}} = 36.73$ с і $\overline{T_{\text{amp}}} = 37.05$ с, $\overline{T_{PSD}} = 39.13$ с і $\overline{T_{PSD}} = 35.12$ с відповідно.

6. Побудовано регресію для залежності амплітуди тиску в інфразвуковій хвилі від відстані. Швидкість спадання амплітуди лиш незначно перевищувала швидкість спадання при сферичній розбіжності.

3.4. Характеристики інфразвукових хвиль, згенерованих Липецьким метеороїдом

Вторгнення до атмосфери Землі будь-якого достатньо великого космічного тіла та викликані ним фізичні ефекти заслуговують уважного вивчення. Нещодавньою подією став політ і вибух Липецького метеороїду [171].

Дане космічне тіло вторгнулось до атмосфери Землі поблизу м. Липецьк (Росія) 21 червня 2018 р. о 01:06:20 UT (Тут і далі всесвітній час) та вибухнуло на висоті біля 27 км [171]. Його політ і вибух зафіксовано системою контролю космічного простору США [171] та чисельними відеореєстраторами на відстанях не менш ніж 300 км. Виміряні проекції

швидкості склали: $v_x = -8.9$ км/с, $v_y = -4.3$ км/с, $v_z = -10.5$ км/с, а модуль швидкості – 14.4 км/с. Енергія світлового свічення дорівнювала $1.22 \cdot 10^{12}$ Дж ≈ 0.29 кт ТНТ, її координати: 52.8°N, 38.1°E [161]. Знайдені фрагменти космічного тіла свідчили про те, що метеорит відноситься до класу звичайних хондритів з густиною біля 3.3 т/м^3. За енергією свічення оцінено початкову кінетичну енергію тіла $E \approx 1.17 \cdot 10^{13}$ Дж ≈ 2.8 кт ТНТ, за енергією та швидкістю обчислено масу метеороїду (113 т), а за масою та густиною – об'єм (34.2 м^3) та розмір (біля 4 м).

Липецькому метеороїду присвячено низку робіт. Так, в [191] промодельовані механічні, оптичні та газодинамічні ефекти, в [192] – термодинамічні, плазмові ефекти, а також ефекти турбулентності та плюму, в [193] – магнітні, електричні, електромагнітні, сейсмічні, іоносферні ефекти, а також ефекти акустико-гравітаційних хвиль. У роботі [194] описано результати спостережень і аналізу іоносферних ефектів Липецького метеороїду, а в роботах [195, 196] – результати спостережень і аналізу магнітних ефектів цього метеороїду.

У роботі [197] за даними 10 інфразвукових станцій знайдено період інфразвукових коливань 5.38±2.95 с, початкова енергія Липецького метеороїду (у роботі він іменується метеоритом "Озерки") в 0.3 – 8.8 кт ТНТ (середнє значення – 2.4 кт ТНТ), маса 10 – 380 т (середнє значення – 98 т) та розмір 1.8 – 6.6 м (середнє значення – 3.8 м). Ці значення є достатньо близькими до значень, наведених у роботі [191].

Метою даного підрозділу є побудова основних кореляційних полів і відповідних регресійних залежностей для характеристик інфразвукового сигналу, який було згенеровано Липецьким метеороїдом.

Методика дослідження для цієї події подібна до методик, описаних у роботах [165, 167].

Додамо, що початкова кінетична енергія Челябінського метеороїду складала біля 440 кт ТНТ, Індонезійського – 70±20 кт ТНТ, а Липецького – 2.8 кт ТНТ. Представляє інтерес порівняння результатів статистичного

аналізу характеристик інфразвукових сигналів, згенерованих метеороїдами, початкова кінетична енергія яких відрізнялась більш, ніж на порядки величини.

Загальні відомості про метеороїд

Основні відомості про 10 інфразвукових станцій СТВТО, які зареєстрували інфразвукові сигнали, та характеристики цих сигналів наведені в табл. 3.4.1 та 3.4.2. Схему розташування станцій показано на рис. 3.4.1. З рис. 3.4.1 видно, що більшість станцій знаходиться на захід, а одна станція – на схід від місця вибуху Липецького метеороїду. Таке розташування станцій дозволяє простежити залежність характеристик інфразвуку від азимуту.

Таблиця 3.4.1 Загальні відомості про інфразвукові станції та характеристики інфразвукових сигналів

Станція	Розташування станції (координати)	Відстань до джерела (Мм)	Смуга фільтру (Гц)	Діапазон періодів (с)	Істинний азимут (град)	Спостережу-ваний азимут (град)	Флуктуації азимуту (град)
I43RU	Дубни, Росія (56.7°N, 37.3°E)	0.53	0.05 – 6	0.17 – 20	176.0	173.30	–2.70
I26DE	Freyung, Германія (48.9°N, 13.7°E)	1.74	0.15 – 6	0.17 – 6.63	69.4	68.1	–1.30
I37NO	Bardufoss, Норвегія (69.1°N, 18.6°E)	2.16	0.02 – 6	0.17 – 50	142.4	139.90	–2.50
I48TN	Kesra, Туніс (35.8°N, 9.3°E)	2.88	0.035 – 6	0.17 – 28.6	42.5	40.5	–2.00
I18DK	Qaanaaq, Гренландія (77.5°N, 69.3°W)	4.82	0.11 – 0.82	1.2 – 9	59.5	59.0	–0.50
I42PT	Azores, Graziosa Island, Португалія (37.8°N, 25.5°W)	5.15	0.04 – 3.39	0.30 – 20	51.3	54.40	3.10
I17CI	Dimbokro, Кот-д'Івуар (6.7°N, 4.9°W)	6.35	0.06 – 0.35	2.86 – 16.67	29.9	31.00	1.10
I53US	Fairbanks, США (64.9°N, 147.9°W)	7.05	0.20 – 0.82	1.2 – 5	356.1	358.6	2.50
I10CA	Lac du Bonnet, Канада (50.2°N, 95.9°W)	7.89	0.06 – 0.82	1.22 – 16.67	28.2	29.70	1.50
I56US	Newport, США (48.3°N, 117.1°W)	8.66	0.06 – 1.08	0.93 – 16.67	15.6	13.10	–2.50

Таблиця 3.4.2 Загальні відомості про характеристики інфразвукових сигналів

Станція	Час запізнення (хв)	Швидкість приходу (м/с)	Тривалість сигналу (хв)	Період, розрахований за максимальною амплітудою (с)	Примітка
I43RU	22.87	387.70	6.65	1.65	Аномально велика швидкість, аномально малий період, аномальний азимут
I26DE	83.22	347.67	21.05	5.80	Велика швидкість
I37NO	106.12	339.08	40.55	12.00	Аномально великий період, аномально велика тривалість
I48TN	147.72	324.37	23.95	4.60	
I18DK	263.05	305.46	4.88	5.10	Аномальна тривалість
I42PT	286.55	299.54	11.75	8.85	Аномальний азимут
I17CI	358.08	295.56	9.60	10.10	Аномально великий період
I53US	384.28	305.85	1.38	3.95	Вузька смуга приладу, аномально мала тривалість
I10CA	433.68	303.10	4.72	5.60	
I56US	473.90	304.53	6.55	5.15	

З табл. 3.4.1 видно, що віддалення інфразвукових станцій від джерела інфразвуку змінювалось від 0.53 до 8.66 Мм, час запізнення сигналу – від 22.87 до 473.90 хв, швидкість приходу інфразвуку – від 387.70 до 304.53 м/с, тривалість сигналу – від 1.38 до 40.55 хв, період – від 1.65 до 12.00 с, флуктуації азимуту – від –2.7° до 3.1°. Відмітимо, що лише на одній станції I53US (Fairbanks, США) смуга пропускання фільтру була менше смуги частот інфразвукового сигналу.

З табл. 3.4.2 випливає, що аномально низькі тривалості інфразвукового сигналу (1.38 хв) зареєстровані на станції I53US (Fairbanks, США). У той же час аномально велика тривалість сигналу (40.55 хв) спостерігалась на станції

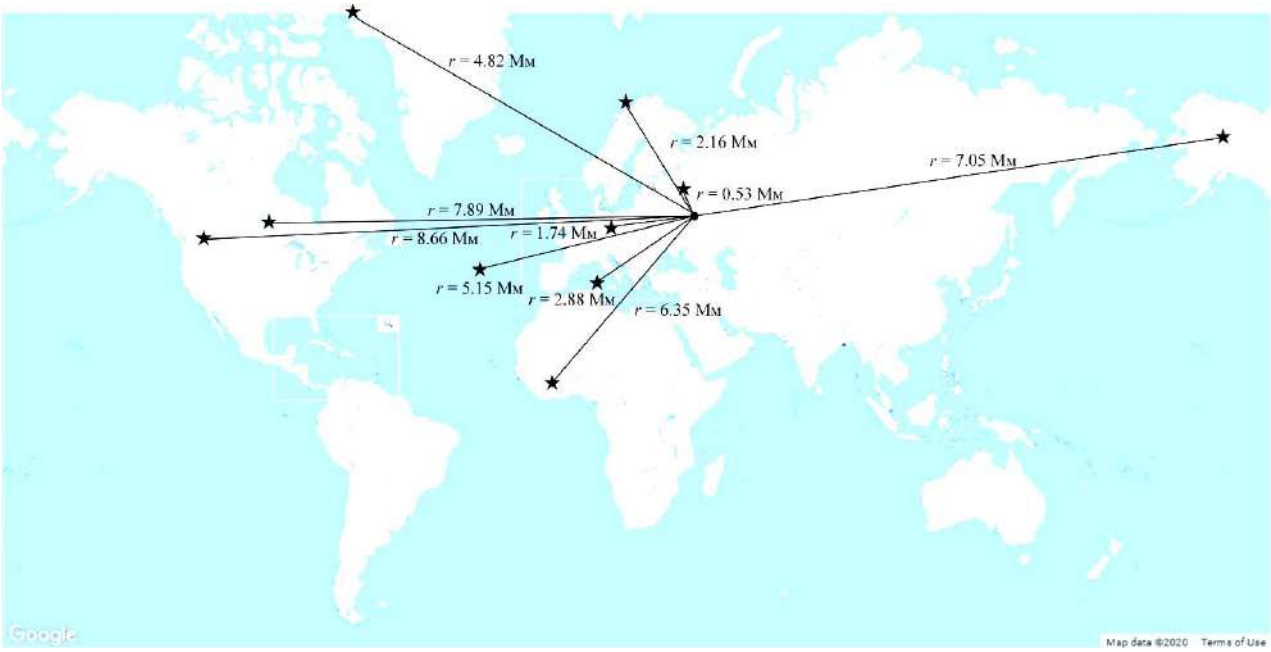


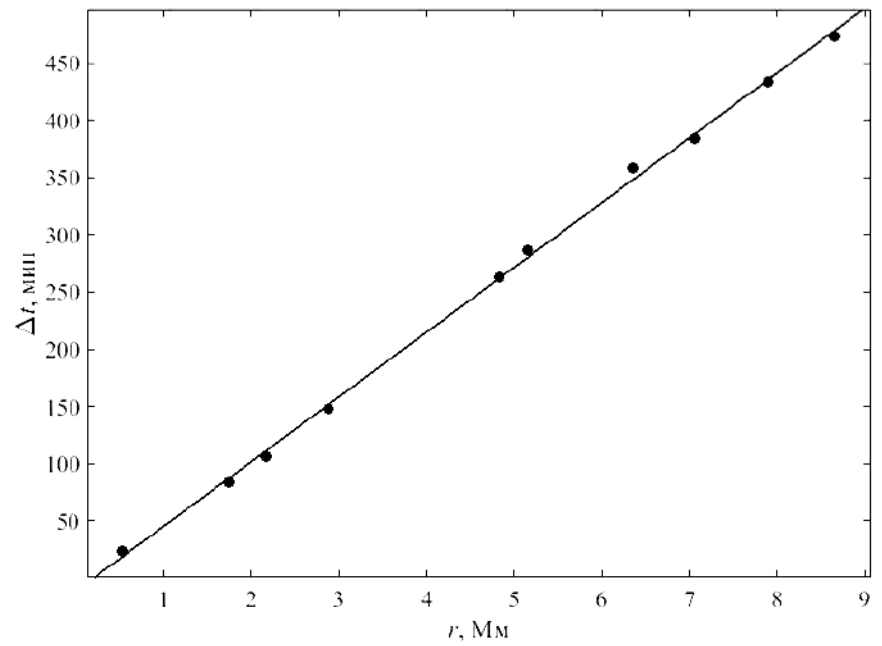
Рис. 3.4.1 Схема розташування інфразвукових станцій відносно місця вибуху метеороїду.

I37NO (Bardufoss, Норвегія). Аномально малий період коливань інфразвуку (1.65 с) відмічено на станції I43RU (Дубни, Росія), а аномально великий період (12.00 с) – на станціях I37NO (Bardufoss, Норвегія) та 10.10 с – на станції I17CI (Dimbokro, Кот–д'Івуар). Найбільші флуктуації азимуту спостерігались на станціях I43RU (Дубни, Росія) та I42PT (Azores, Португалія), де вони складали –2.7 та 3.1° відповідно.

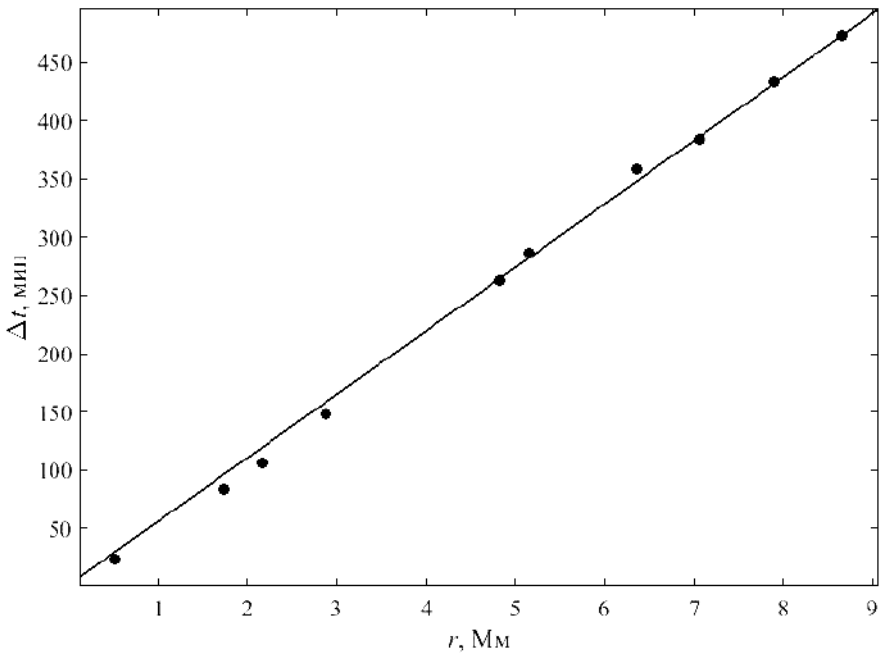
Результати статистичного аналізу

Час запізнення сигналу. Час запізнення сигналу Δt розраховувався як різниця між моментами часу приходу переднього фронту цугу коливань інфразвукового сигналу та часу вторгнення метеороїду до атмосфери Землі. Залежність часу запізнення від горизонтальної відстані r між місцем спалахом метеороїду та місцем розташування інфразвукової станції показано на рис. 3.4.2. З рис. 3.4.2 видно, що при збільшенні r збільшувався час запізнення Δt. Середня швидкість приходу інфразвукового сигналу для всіх трас оцінюється за наступною формулою:

$$\overline{v} = \left(\frac{d}{dr} \Delta t \right)^{-1}.$$



а



б

Рис. 3.4.2. Залежність часу запізнення інфразвукового сигналу, згенерованого Липецьким метеороїдом, від відстані. Апроксимація: *а* – за 10 точками лінійним законом $\Delta t = 54.78r$, коефіцієнт достовірності апроксимації $R \approx 0.9987$, середньоквадратичне відхилення $\sigma \approx 7.93$ хв; *б* – $\Delta t = 54.54r+1.4$, $R \approx 0.9985$, $\sigma \approx 8.48$ хв.

Кореляційне поле $\Delta t - r$ апроксимувалося наступними регресіями:

$$\Delta t = 54.78r,\ R \approx 0.9987,\ \sigma = 7.93 \text{ хв}, \tag{3.4.1}$$

$$\Delta t = 54.54r + 1.4,\ R \approx 0.9985,\ \sigma = 8.48 \text{ хв}, \tag{3.4.2}$$

де Δt – вимірюється в хв, r – вимірюється в Мм, R – коефіцієнт достовірності апроксимації, σ – середньоквадратичне відхилення апроксимації.

Оцінки $\overline{v}$ за співвідношенням (3.4.1) та (3.4.2) дають 304.2 та 305.4 м/с відповідно.

Швидкість приходу сигналу. Кореляційне поле $v - r$ показано на рис. 3.4.3. З рис. 3.4.3 можна бачити, що спостерігається тенденція до зменшення швидкості приходу інфразвукового сигналу при збільшенні відстані r. Залежність $v(r)$ апроксимовано трьома регресіями:

$$v = 120.60\exp\left(-0.6032r\right) + 302.3,\ R \approx 0.9850,\ \sigma = 5.04 \text{ м/с}, \quad (3.4.3)$$

$$v = -27.33r + 399.60,\ R \approx 0.9908,\ \sigma = 4.50 \text{ м/с},\ r \le 4.5 \text{ Мм}, \quad (3.4.4)$$

$$v = 302.30 \text{ м/с},\ \sigma = 4.03 \text{ м/с},\ r > 4.5 \text{ Мм},$$

$$v = 2.507r^2 - 32.03r + 399,\ R \approx 0.9899,\ \sigma = 4.68 \text{ м/с}. \quad (3.4.5)$$

Тут v вимірюється в м/с, а r – в Мм.

Тривалість сигналу. Залежність тривалості інфразвукового сигналу ΔT від відстані r наведено на рис. 3.4.4. З рис. 3.4.4 видно, що має місце значний розкид точок. Ця обставина серйозно ускладнює вибір апроксимуючої залежності $\Delta T(r)$. У якості такої обрані лінійна та квадратична залежності. Рівняння регресій мають вигляд:

$$\Delta T = -2.475r + 24.79,\ R \approx 0.5734,\ \sigma = 10.48 \text{ хв}, \quad (3.4.6)$$

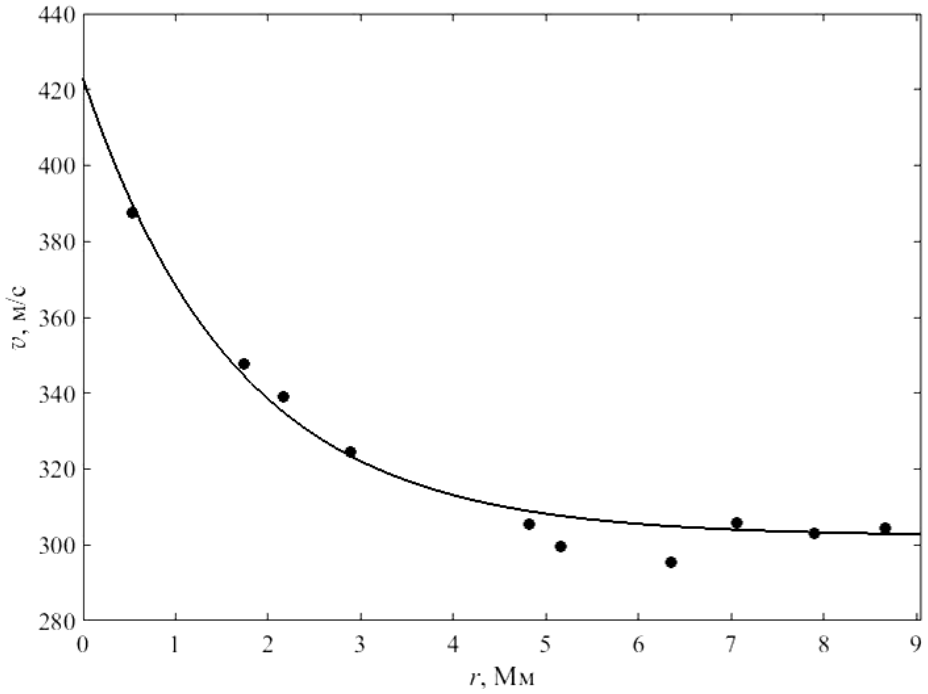
$$\Delta T = 2.792r + 26.02,\ R \approx 0.829,\ \sigma = 4.89 \text{ хв}, \quad (3.4.7)$$

$$\Delta T = -0.3646r^2 + 0.9007r + 19.55,\ R \approx 0.6011,\ \sigma = 10.92 \text{ хв}, \quad (3.4.8)$$

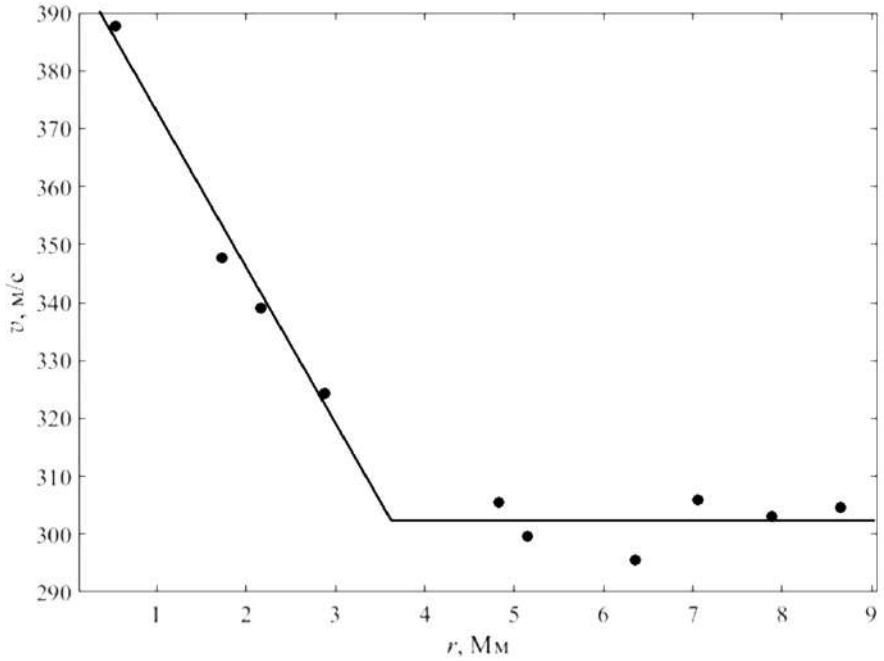
$$\Delta T = 0.4533r^2 - 7.498r + 35.89,\ R \approx 0.8729,\ \sigma = 4.67 \text{ хв}, \quad (3.4.9)$$

де ΔT вимірюється в хв, а r – в Мм.

Період коливань. Кореляційне поле $T - r$ наведено на рис. 3.4.5. Можна бачити, що має місце дуже значний розкид точок: період змінювався на різних інфразвукових станціях від 1.65 до 12.00 с. Це не могло не відбитися на виборі підходящої регресії. Найбільш розумним виявилось припущення, що $T(r) = \text{const}$. Рівняння регресії при використанні 10 та 8 точок мають вигляд:



а



б

Рис. 3.4.3 Залежність швидкості приходу інфразвукового сигналу, згенерованого Липецьким метеороїдом, від відстані. Апроксимація: *а* – експоненційним законом $v = 120.6\exp(-0.6032r)+302.3$, $R \approx 0.9850$, $\sigma \approx 5.04$ м/с; *б* – комбінацією лінійної залежності та константи $v = -27.33r + 399.6$, $R \approx 0.9908$, $\sigma \approx 4.50$ м/с (для малих відстаней $r \le 4.5$ Мм) та $v = 302.30$, $\sigma \approx 4.03$ м/с (для великих відстаней $r > 4.5$ Мм)

$$T = 6.280 \pm 0.983,\ \sigma \approx 3.11\ \text{с}, \tag{3.4.10}$$

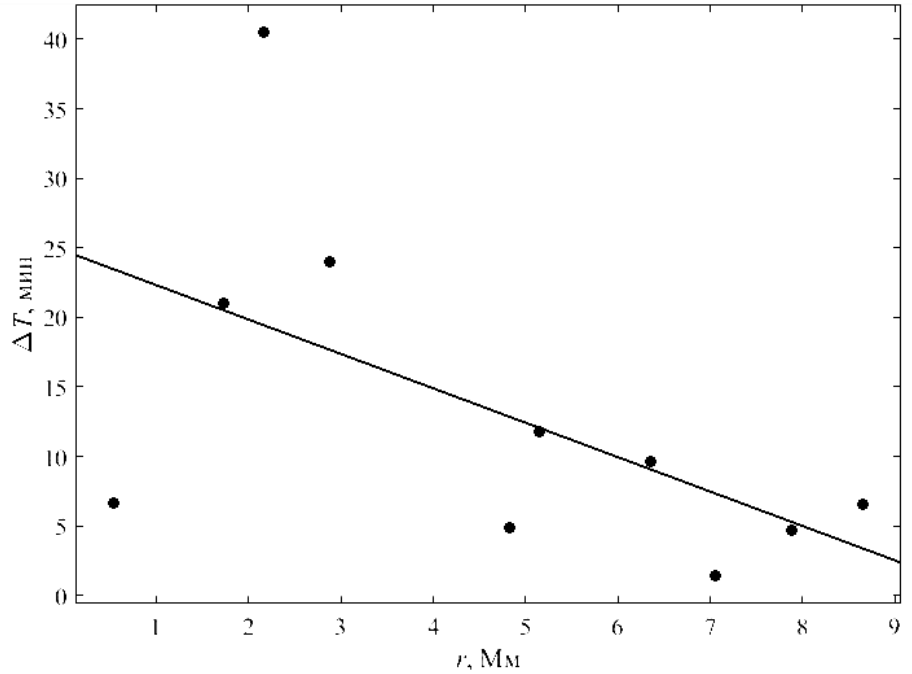
$$T = 6.144 \pm 0.764,\ \sigma \approx 2.16\ \text{с}, \tag{3.4.11}$$

де T – в с.

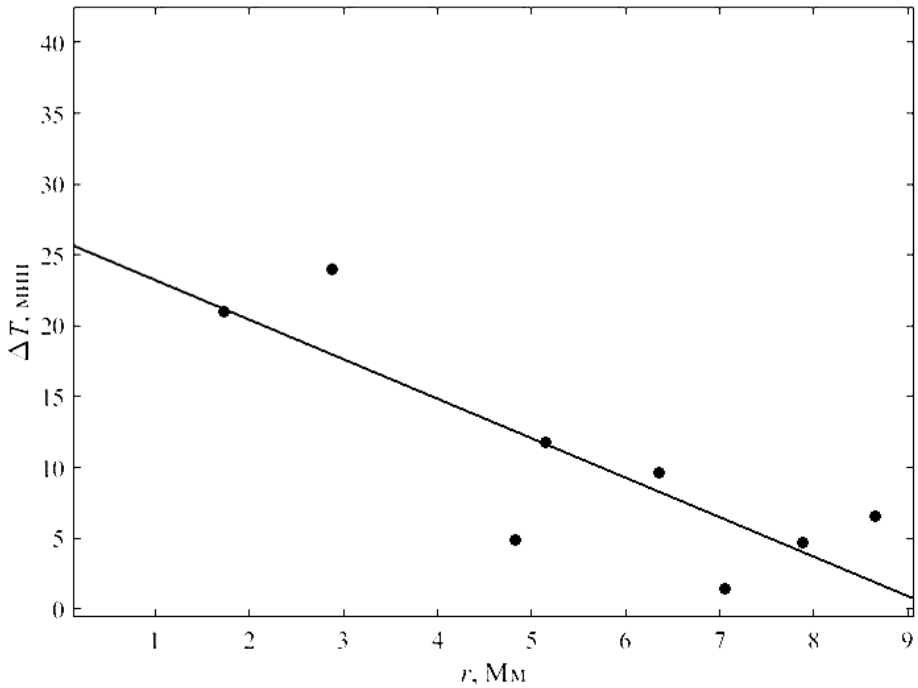
Азимут. Знання координат місця спалаху метеороїду та місця розташування інфразвукової станції дозволяє розрахувати істинний азимут A_{tr}, який помітно відрізняється від спостережуваного A_{ob}. Кореляційне поле $A_{ob} - A_{tr}$ наведено на рис. 3.4.6. З рис. 3.4.6 можна бачити, що розкид точок незначний, рівняння регресії добре апроксимується лінійною залежністю:

$$A_{ob} = 1.004 A_{tr} - 0.6943,\ R = 0.9998,\ \sigma = 2.31^\circ, \qquad (3.4.12)$$

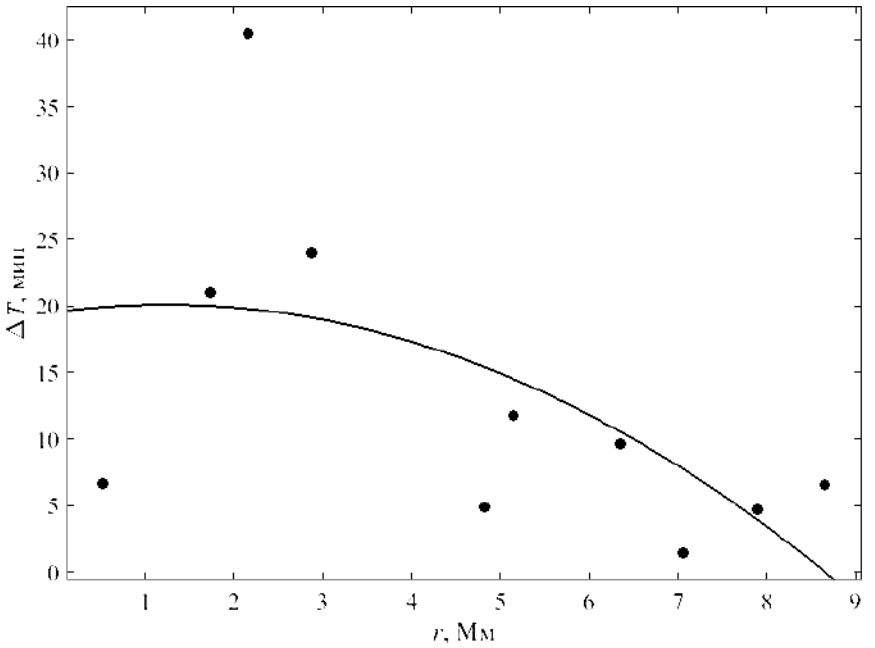
де A_{ob} та A_{tr} вимірюються в градусах.



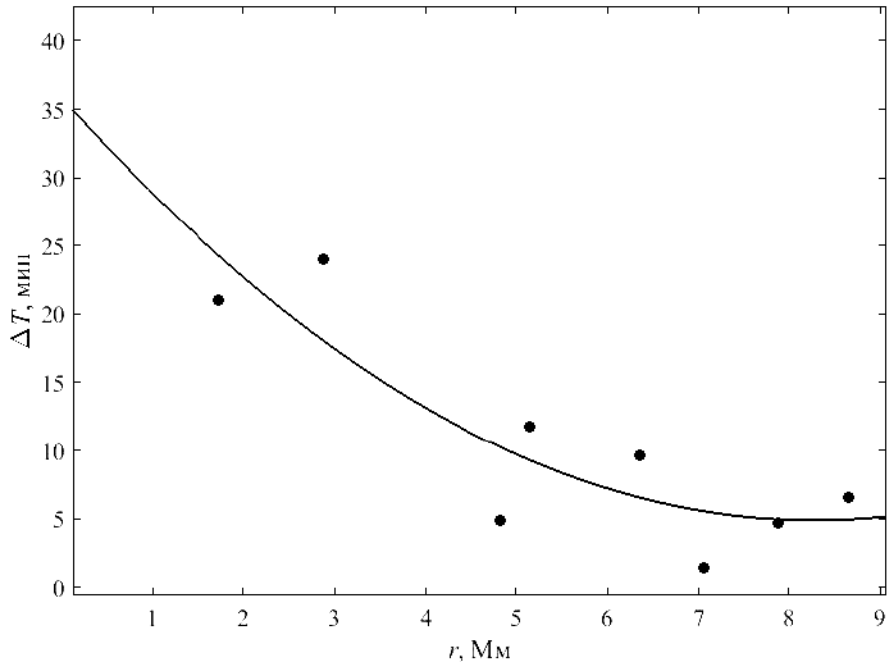
а



б

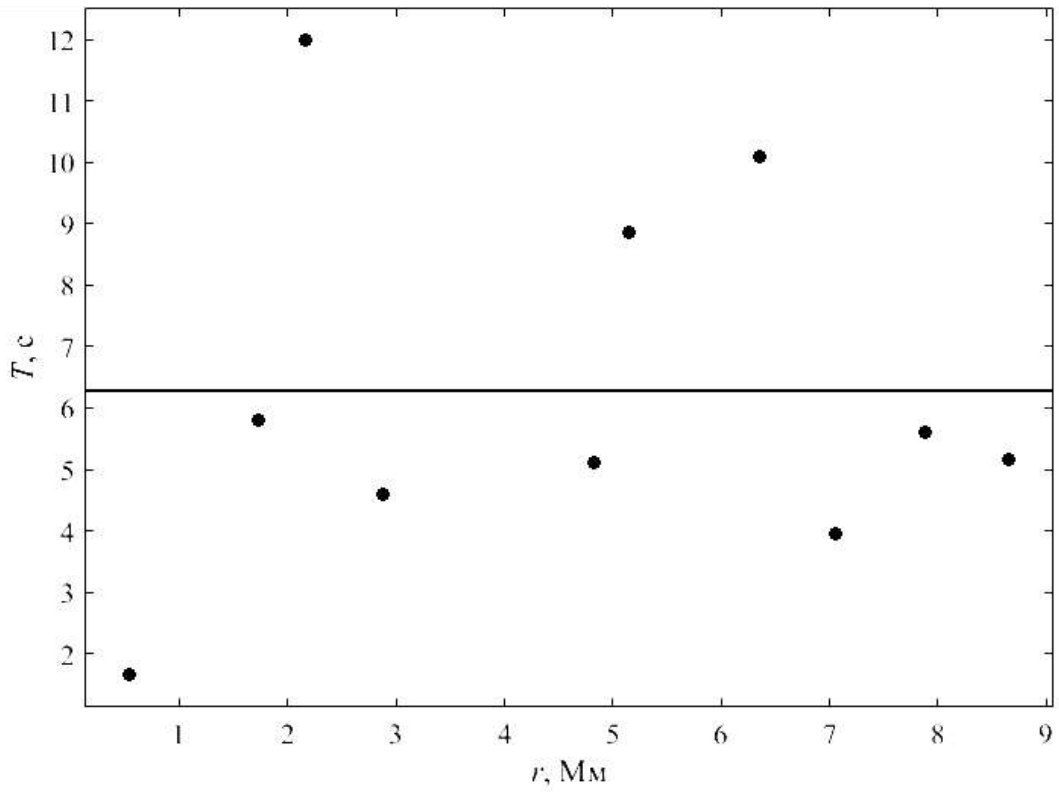


в

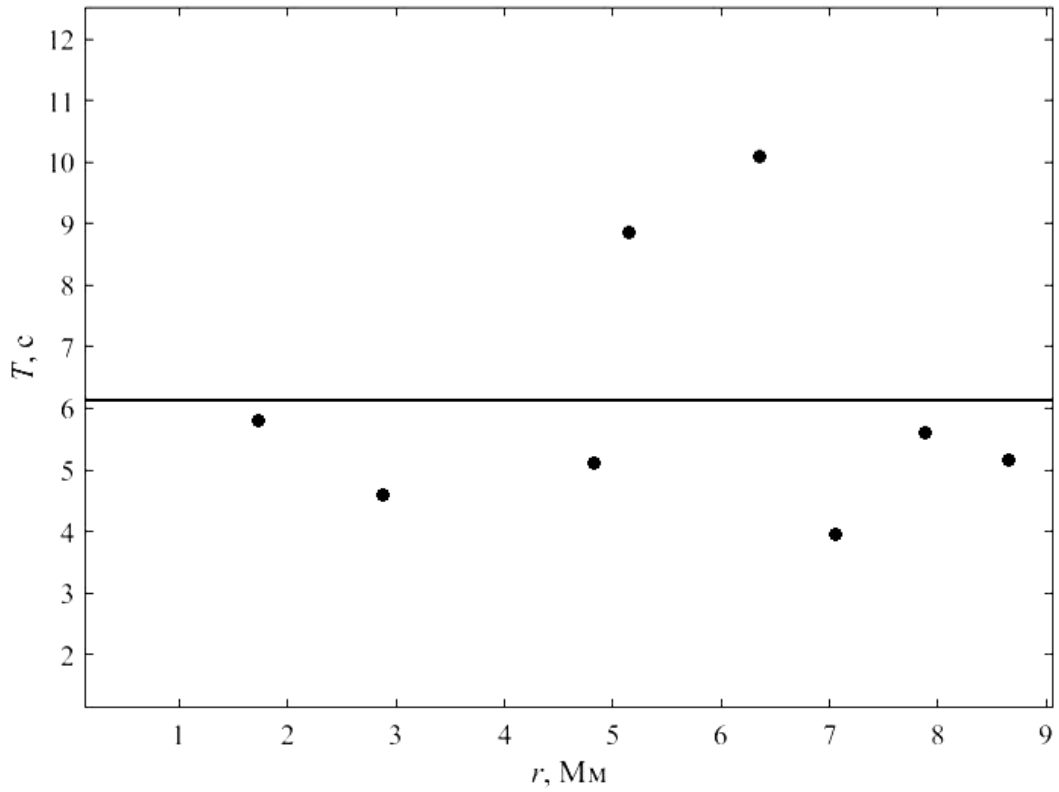


г

Рис. 3.4.4 Залежність тривалості інфразвукового сигналу, згенерованого Липецьким метеороїдом, від відстані. Апроксимація: *а* –лінійним законом за 10 точками $\Delta T = -2.475r + 24.79$, $R \approx 0.5734$, $\sigma \approx 10.48$ хв; *б* – лінійним законом за 8 точками $\Delta T = -2.792r + 26.02$, $R \approx 0.8290$, $\sigma \approx 4.888$ хв (без станцій Дубни та Bardufoss); *в* – квадратичним законом за 10 точками $\Delta T = -0.3646r^2 + 0.9007r + 19.55$, $R \approx 0.6011$, $\sigma \approx 10.92$ хв; *г* – квадратичним законом за 8 точками $\Delta T = 0.4533r^2 - 7.498r + 35.89$, $R \approx 0.8729$, $\sigma \approx 4.67$ хв (без станцій Дубни та Bardufoss)



а



б

Рис. 3.4.5 Залежність періоду інфразвукового сигналу, згенерованого Липецьким метеороїдом, від відстані. Апроксимація: *а* – за 10 точками $T = 6.28$ с, $\sigma \approx 3.11$ с, оцінка похибки середнього значення ±0.98 с; *б* – за 8 точками $T = 6.144$ с, $\sigma \approx 2.16$ с, оцінка похибки середнього значення ±0.76 с

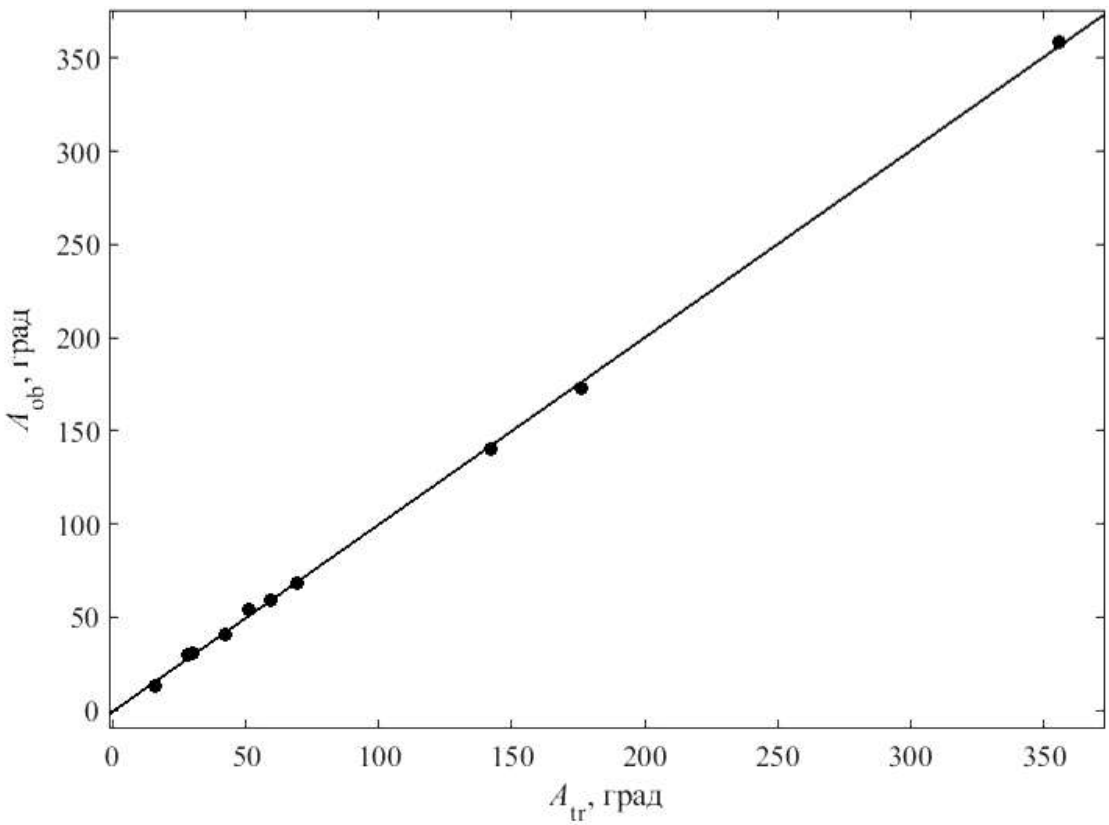


Рис. 3.4.6 Залежність спостережуваного азимуту кута приходу інфразвукового сигналу від істинного азимуту. Апроксимація лінійним законом: $A_{ob} = 1.004A_{tr} - 0.6943$, $R \approx 0.9998$, $\sigma \approx 2.31°$

Флуктуації азимуту. Кореляційне поле $\Delta A - r$, где $\Delta A = A_{ob} - A_{tr}$, наведено на рис. 3.4.7. Видно, що має місце значний розкид точок. Рівняння лінійної регресії, побудованої за даними 10 станцій, має вигляд:

$$\Delta A = 0.4142r - 2.286,\ R \approx 0.5235,\ \sigma \approx 2.00°, \qquad (3.4.13)$$

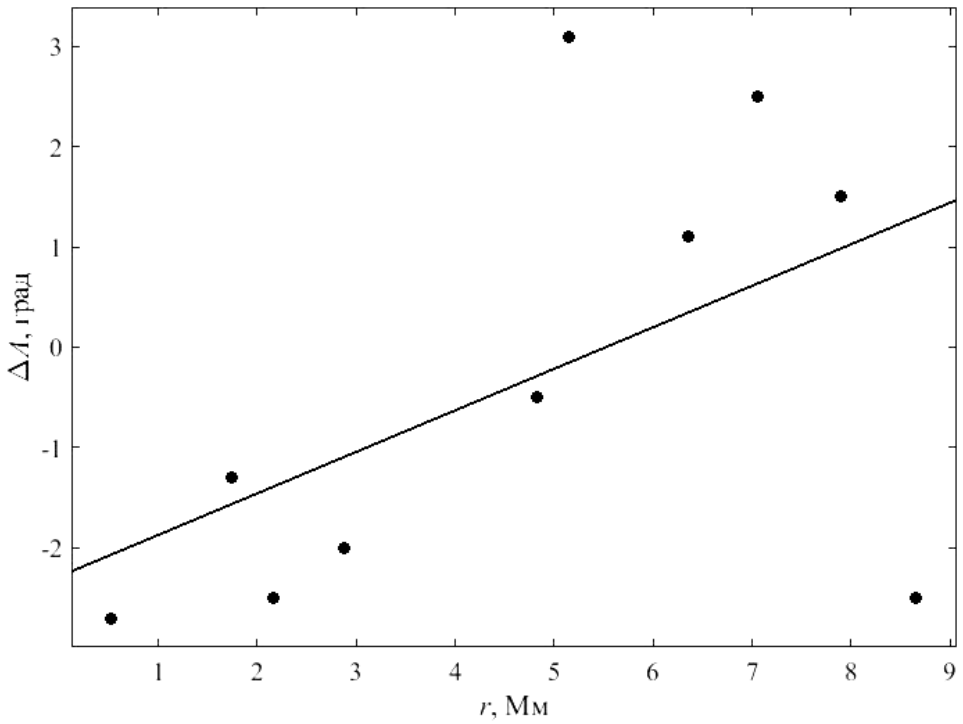
ΔA вимірюється в градусах, а r – в Мм.

Якщо ж виключити станції I56US (Newport, США) та I42PT (Azores, Португалія), тоді рівняння регресії прийме вигляд:

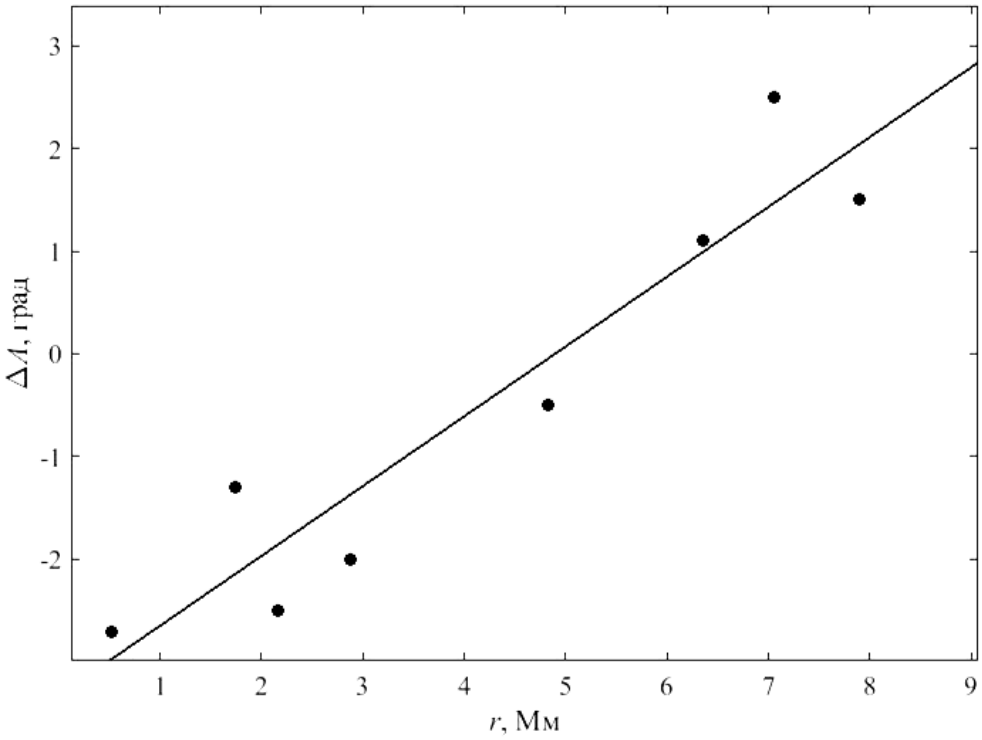
$$\Delta A = 0.68r - 3.328,\ R \approx 0.9402,\ \sigma \approx 0.73°. \qquad (3.4.14)$$

Помітимо, що кореляційне поле $|\Delta A| - r$ має значний розкид точок та не допускає розумної апроксимації.

Залежність швидкості від азимуту. Кореляційне поле $v - \sin A_{tr}$ наведено на рис. 3.4.8. З рис. 3.4.8 можна бачити, що має місце значний розкид точок, який ускладнює вибір апроксимуючого співвідношення. Для лінійної

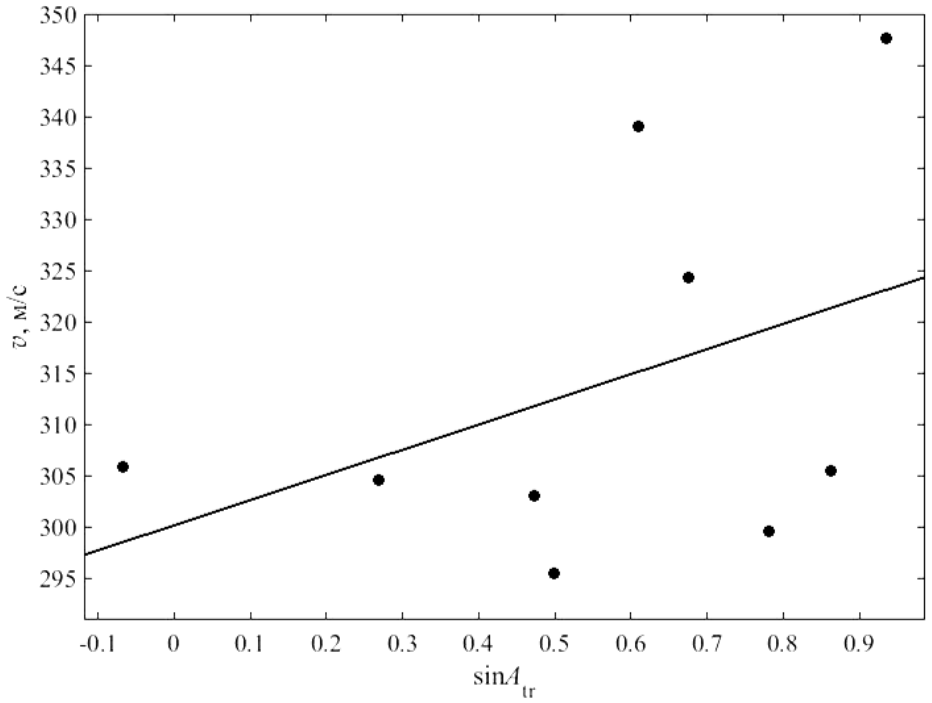


а

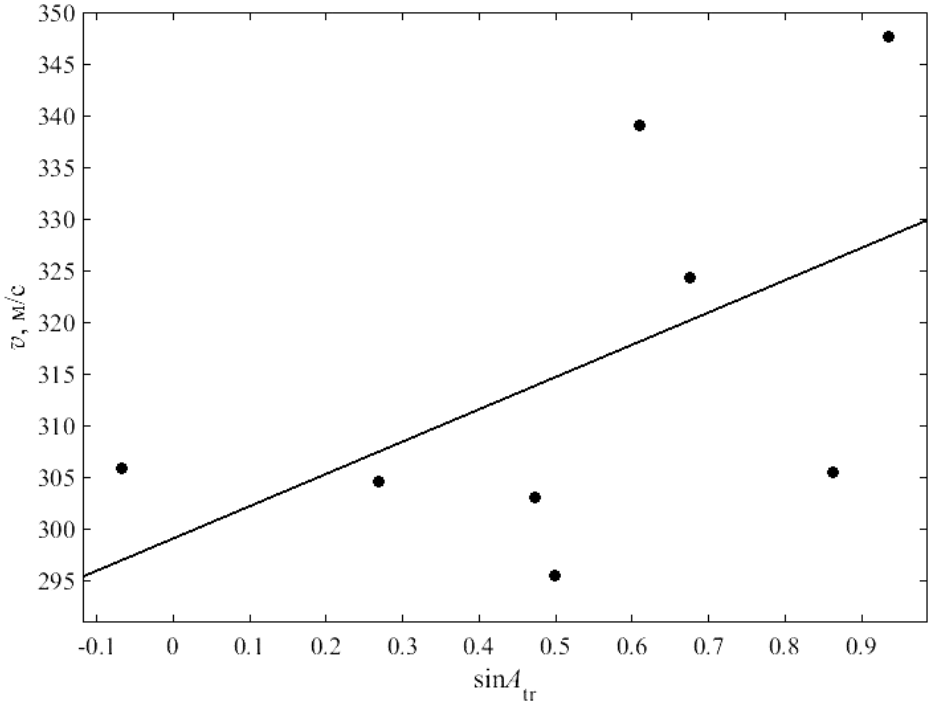


б

Рис. 3.4.7 Залежність флуктуацій азимуту від відстані. Апроксимація лінійним законом: *а* – за 10 точками: $\Delta A = 0.4142r - 2.286$, $R \approx 0.5235$, $\sigma \approx 2.00$ град; *б* – за 8 точками: $\Delta A = 0.68r - 3.328$, $R \approx 0.9402$, $\sigma \approx 0.73$ град (без станцій Azores та Newport)



а



б

Рис. 3.4.8 Залежність швидкості приходу інфразвукового сигналу, згенерованого Липецьким космічним тілом, від синусу істинного азимуту. Апроксимація лінійним законом: *б*– за 9 точками, $v = 24.53\sin A_{tr} + 300.2$, $R \approx 0.4139$, $\sigma \approx 18.10$ м/с (без станції Дубни); *в*– за 8 точками, $v = 31.24\sin A_{tr} + 299.1$, $R \approx 0.5311$, $\sigma \approx 17.42$ м/с (без станцій Дубни та Azores)

регресії, побудованої за 9 (окрім I43RU) та 8 (окрім I43RU та I17CI) інфразвуковими станціями, справедливі наступні співвідношення:

$$v = 24.53 \sin A_{\text{tr}} + 300.2\,,\ R = 0.4139\,,\ \sigma = 18.10 \text{ м/с}, \tag{3.4.15}$$

$$v = 31.24 \sin A_{\text{tr}} + 299.1,\ R = 0.5311\,,\ \sigma = 17.42 \text{ м/с}, \tag{3.4.16}$$

де азимут вимірюється в градусах, а швидкість – в м/с.

Обговорення

Час запізнення сигналу. Як і слід було очікувати, час запізнення сигналу при збільшенні відстані r збільшується практично за лінійним законом. Обидві регресії (3.4.1) та (3.4.2) виявляються задовільними, але перевагу слід віддати залежності (3.4.2), оскільки при $r = 0$ маємо $\Delta t_0 = 1.40$ хв. При висоті вибуху $z_r = 27$ км отримаємо, що характерна швидкість $v = z_r/\Delta t_0 \approx 321$ м/с. Ця швидкість близька до швидкості хвилі, згенерованої при вибуху метеороїду, а час Δt_0 – близький до часу поширення цієї хвилі до поверхні Землі.

Додамо, що залежність (3.4.2) достатньо близька до залежностей $\Delta t(r)$, отриманих у роботах [165, 167]. Близькі також значення швидкості $\overline{v}$: 304 – 305 м/с в даній роботі та 291 м/с, а також 297 м/с в роботах [165, 167]. Відмінність у $\overline{v}$ обумовлено тим, що в нашому випадку $r_{\max} \approx 8.66$ Мм, а в [165] $r_{\max} \approx 15$ Мм та в [167] $r_{\max} \approx 17.5$ Мм. Певну роль також грають флуктуаційні ефекти.

Швидкість приходу сигналу. Зменшення швидкості приходу інфразвукового сигналу при збільшенні відстані пов’язано зі збільшенням шляху, який проходять інфразвукові промені при їх багаторазовому відбитті від стінок хвилеводів Земля – стратосфера та Земля – термосфера.

Апроксимації (3.4.3) та (3.4.4) виявляються задовільними, але не цілком фізичними. Залежність (3.4.4) показує, що при $r > 4.5$ Мм швидкість слабо залежить від відстані, вона більше залежить від стану атмосфери на трасі поширення.

Регресія (3.4.5) також не є фізичною. При $r \approx 6.4$ Мм має місце мінімум швидкості $v_{\min} \approx 297$ м/с.

Помітимо, що для Челябінського [167] та Індонезійського [165] метеороїдів для $r < 5$ Мм також спостерігалося зменшення швидкості приходу. При $r > 5$ Мм значення v флуктуювали в околі 290 та 295 м/с відповідно.

Тривалість сигналу. Залежність тривалості сигналу від відстані залежить від низки факторів: від багатомодовості сигналу, багаточисельних перевідбиттів сигналу в атмосферних хвилеводах, дисперсійного розпливання хвилевого пакету, згенерованого метеороїдом, від відношення сигнал/шум, а також від різної пропускної здатності хвилеводів, різного ослаблення спектральних складових. Дисперсійне розпливання істотно для широкосмугових, точніше, надширокосмугових інфразвукових сигналів. Таким був сигнал від Челябінського метеороїду, для нього діапазон періодів складав ~10 – 100 с [167]. Зменшення відношення сигнал/шум неминуче призводить до вдаваного укорочення сигналу. Названі фактори здатні ослабляти один одного. Для Челябінського метеороїду скоріше переважало дисперсійне розпливання та залежність $\Delta T(r)$ для 10 станцій була зростаючою [167]. При різності фазових швидкостей складових сигналу, яка досягала 20 м/с, та $r = 10$ Мм маємо дисперсійне розширення, яке дорівнювало 35 хв.

Для Індонезійського метеороїду залежність $\Delta T(r)$ була спадаючою [165]. Діапазон періодів складав 5 – 25 с, середнє значення $\bar{T} \approx 13-14$ с. При цьому різниця в фазових швидкостях різних складових не перевищувало $\Delta v = 10$ м/с, а дисперсійне розширення при $r = 10$ Мм не перевищувало 18 хв.

У випадку Липецького метеороїду при $T \approx 2 - 14$ с, $\bar{T} \approx 6$ с, $\Delta v \approx 8$ м/с маємо для дисперсійного розширення значення, яке дорівнює приблизно 7 – 11 хв для $r = 5 - 8$ Мм.

Як бачимо, дисперсійне розширення для всіх трьох метеороїдів могло бути істотним. Для Індонезійського та Липецького метеороїдів воно, однак, частково компенсувалось перерахованими вище протидіючими факторами. У

кінцевому підсумку для цих двох метеороїдів залежність $\Delta T(r)$ була спадаючою.

Залежності (3.4.6) та (3.4.8) варто визнати незадовільними. Залежності (3.4.7) та (3.4.9) практично рівноцінні.

Період коливань. Відсутність яскраво вираженої залежності $T(r)$ свідчить про те, що період основного коливання на трасах різної протяжності й орієнтації залишається майже постійним і дається співвідношеннями (3.4.10) та (3.4.11), які виявилися дуже близькими.

Додамо, що значний розкид періодів інфразвукового сигналу був властивим і для сигналів, згенерованих Челябінським та Індонезійським метеороїдами. Для всіх трьох метеороїдів переважною виявилася залежність $T(r)$ = const.

Використовуючи співвідношення з роботи [189] для енергії інфразвукового джерела, справедливого при $E/2 < 100$ кт ТНТ, можна за значенням періоду оцінити E:

$$\lg\frac{E}{2} = 3.34\lg T - 2.58. \qquad (3.4.17)$$

При $T = 6.28\pm0.98$ с з (3.4.17) маємо $E = 2.43^{+1.52}_{-1.05}$ кт ТНТ. Якщо ж $T = 6.14\pm0.76$ с, тоді з (3.4.17) отримаємо $E = 2.26^{+1.08}_{-0.81}$ кт ТНТ. Як видно з цих оцінок, $\bar{E} \approx 2.26 - 2.43$ кт ТНТ незначно відрізняється від даних, отриманих НАСА (2.8 кт ТНТ) [161].

Азимут. Між спостережуваним A_{ob} та істинним A_{tr} значеннями азимуту існує сильний статистичний зв’язок, який виражено лінійною регресією (3.4.12). Подібна залежність мала місце і для Індонезійського метеороїду [165].

Флуктуації азимуту. Через істотну відмінність у напрямах поширення інфразвукового сигналу та уздовж траси мали місце знакозмінні флуктуації ΔA. Для Липецького метеороїду спостерігалась тенденція до збільшення ΔA при збільшенні r (див. співвідношення (3.4.13) та (3.4.14)). Середнє значення $\overline{\Delta A} = 1.9 \pm 2.1°$. Для Індонезійського метеороїду $\overline{\Delta A} = 3.1 \pm 11.7°$. Якщо ж

виключити з розгляду інфразвукові станції I39PW ($\Delta A = 34°$) та I56US ($\Delta A = 29°$), то для Індонезійського метеороїду $\overline{\Delta A} = 0.2 \pm 3.5°$.

Залежність швидкості від азимуту. Залежність швидкості приходу інфразвукового сигналу від $\sin A_{tr}$ дається співвідношеннями (3.4.15) та (3.4.16). Причиною появи такої залежності є вплив тропосферно-стратосферно-термосферного вітру. Швидкість приходу v пов'язана зі швидкістю вітру w наступним співвідношенням [165]:

$$v = v' + \Delta v = v' + w\cos\beta,$$

де Δv – добавка до істинної швидкості v' приходу сигналу, $\beta = A_w - A$, A_w та A – азимути напрямку вітру та джерела інфразвуку. Для західного вітру $A_w = 270°$, а для східного – $A_w = 90°$. Тоді

$$v = v' + w\cos(270° - A) = v' - w\sin A, \qquad (3.4.18)$$

$$v = v' + w\cos(90° - A) = v' + w\sin A. \qquad (3.4.19)$$

З (3.4.18) та (3.4.19) можна отримати також наслідки. Для станцій, які розташовано на схід від джерела інфразвуку, $A > 180°$, $\sin A < 0$ та $v > v'$, тобто наявність вітру збільшує v'. При цьому ж розташуванні та східному вітрі $v < v'$. При східному вітрі для станцій, розташованих на захід від джерела інфразвуку, $A < 180°$, $\sin A > 0$ та $v > v'$. При аналогічному розташуванні, але західному вітрі $v < v'$.

Таким чином, маючи регресійні залежності (3.4.15) і (3.4.16), а також співвідношення (3.4.18) та (3.4.19), можна оцінити середню швидкість атмосферного вітру й істинну швидкість приходу сигналу, яка була б у відсутності вітру.

Для Липецького метеороїду в припущенні, що в літній час переважає східний вітер, з порівняння (3.4.15), (3.4.16) з (3.4.19) отримаємо, що $w \approx 25 - 31$ м/с, а $v' \approx 299 - 300$ м/с. Ці значення представляються цілком прийнятливими.

Основні результати

З використанням даних вимірювань 10 станцій міжнародної системи моніторингу ядерних випробувань Організації за Договором про всеосяжну заборону ядерних випробувань наведено аналіз часових залежностей тиску в інфразвуковій хвилі, згенерованій протягом падіння 21 червня 2018 р. Липецького метеороїду та встановлено наступне.

1. Час запізнення інфразвукового сигналу збільшувалвся при збільшенні горизонтальної відстані від епіцентру вибуху метеороїду до станцій за лінійним законом. При цьому середня за всіма трасами швидкість приходу сигналу була близькою до 304 – 305 м/с.

2. Швидкість приходу інфразвукового сигналу при збільшенні відстані спочатку достатньо швидко зменшувалась, а на відстанях 4.5 – 8.66 Мм флуктуювала біля значення 302 м/с.

3. Залежність тривалості інфразвукового сигналу від відстані була спадаючою за лінійним законом. Дисперсійне розширення сигналу було несуттєвим на відстанях 5 – 8 Мм.

4. Середні значення періодів інфразвукового сигналу, які не залежать від відстані та які оцінено за різними регресіями, складали 6.28±0.98 та 6.14±0.76 с.

5. Середнє значення початкової кінетичної енергії метеороїду, отримане з інфразвукових спостережень періоду коливань, складало 2.26 – 2.43 кт ТНТ, що несуттєво відрізняється від незалежних даних НАСА (2.8 кт ТНТ).

6. Апроксимація швидкості приходу інфразвукового сигналу від синусу азимутального кута показала, що скориговане значення швидкості приходу сигналу складало біля 300 м/с, а середнє значення тропосферно-стратосферного вітру дорівнювало 25 – 31 м/с.

7. Аналіз кореляційних полів показав, що існує стійкий статистичний зв’язок між спостережуваним та істинним азимутами джерела інфразвуку. Відмічено, що мала місце тенденція до збільшення рівня флуктуацій азимуту при збільшенні відстані.

3.5. Характеристики інфразвукових хвиль, згенерованих Камчатським метеороїдом

Мета цього підрозділу – викладення результатів вивчення параметрів інфразвукових сигналів, згенерованих протягом унікальної події – падіння Камчатського метеороїду 18 грудня 2018 р. Унікальність даного метеороїду полягає в його значній швидкості (32 км/с), величезній енергії (173 кт ТНТ) та близькою до вертикальної (зенітний кут становив 11°) траєкторії.

За своєю енергією Камчатський метеороїд поступається лише Тунгуському (~25 – 50 Мт ТНТ) та Челябінському (~440 кт ТНТ) космічним тілам.

Загальні відомості про метеороїд

18 грудня 2018 р. о 23:48:20 (тут і далі всесвітній час UT) поблизу Камчатського півострова (Росія) до атмосфери вторгнулось космічне тіло, яке природно назвати Камчатським метеороїдом. Геостаціонарні ШСЗ контролю космічного простору США дозволили виміряти координати (56.9°N, 172.4°E), висоту (25.6 км), три проекції початкової швидкості ($v_x = 6.3$ км/с, $v_y = -3$ км/с, $v_z = -31.2$ км/с), енергію оптичного випромінювання ($1.3 \cdot 10^{14}$ Дж) вибуху [161]. Модуль початкової швидкості v складав 32 км/с, початкова кінетична енергія $E_k \approx 173$ кт ТНТ = $7.24 \cdot 10^{14}$ Дж. Знаючи v та E_k, можна обчислити масу тіла $m \approx 1.41 \cdot 10^6$ кг. Висота спалаху (25.6 км) свідчила про те, що метеороїд був, скоріше за все, кам’яним. Беручи до уваги, що його густина дорівнювала 3.3 т/м^3, отримаємо об’єм $V \approx 428.5$ м^3. Вважаючи, що форма метеороїда була близькою до сферичної, оцінюємо наступне значення діаметру космічного тіла $d \approx 9.4$ м.

Засоби та методи

Для аналізу інфразвукових сигналів, згенерованих у процесі польоту та вибуху Камчатського метеороїду, використовувались дані, зареєстровані

станціями міжнародної системи моніторингу (IMS) ядерних випробувань Організації за Договором про всеосяжну заборону ядерних випробувань (СТВТО) [2, 172]. Аналіз часових залежностей тиску Δp в інфразвуковій хвилі виконано для шести станцій: I53US, I30JP, I59US, I46RU, I57US та МААГ2 (Україна) (табл. 3.5.1). Місця вибуху та дислокації інфразвукових станцій показано на рис. 3.5.1.

Методика виявлення інфразвукового сигналу, згенерованого Камчатським метеороїдом, зводилася до наступного. За координатами місця вибуху та інфразвукових станцій розраховувався теоретичний азимут (табл. 3.5.1) та очікуваний час запізнення інфразвукового сигналу за швидкості приходу $v_s = 250 - 350$ м/с. Потім за даними індикатору кругового огляду (рис. 3.5.2) та результатами міжканальної обробки (рис. 3.5.3) визначався часовий інтервал з шуканим інфразвуковим сигналом. Міжканальна обробка дозволила оцінити коефіцієнт взаємної кореляції сигналів у різних каналах, азимут і швидкість приходу (див. рис. 3.5.2).

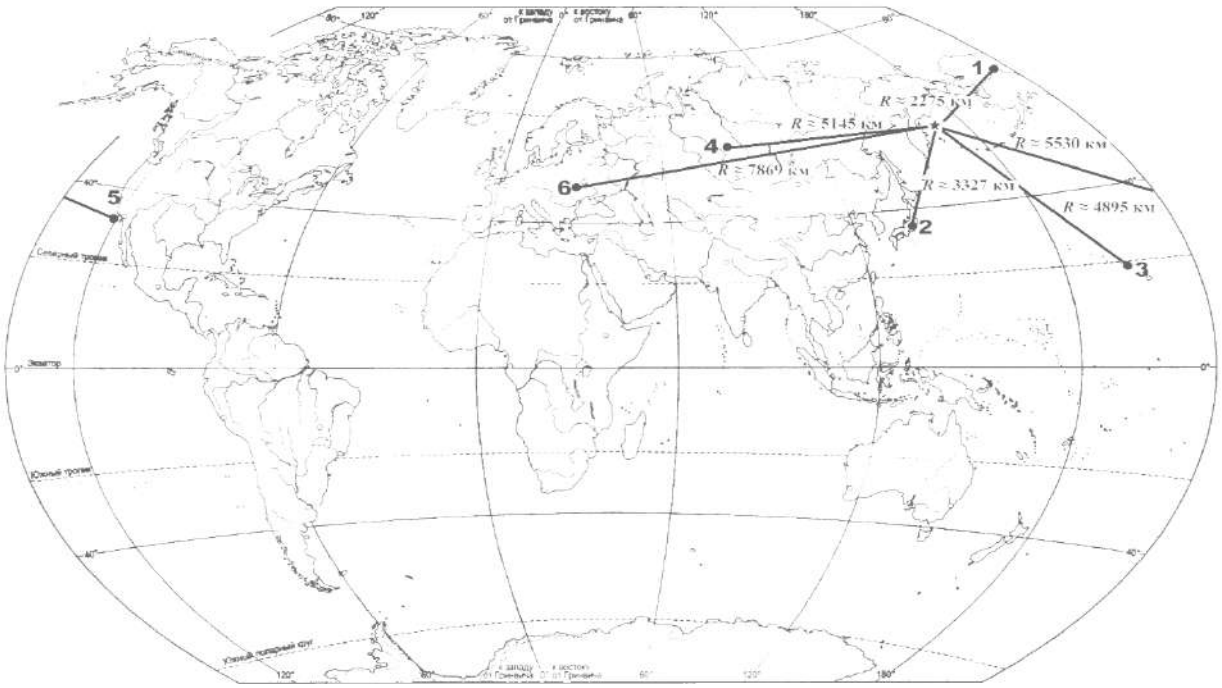


Рис. 3.5.1 Схема розташування інфразвукових станцій: 1 – I53US, 2 – I30JP, 3 – I59US, 4 – I46RU, 5 – I57US, 6 – MAAG2; зірочкою показані координати вибуху метеороїду

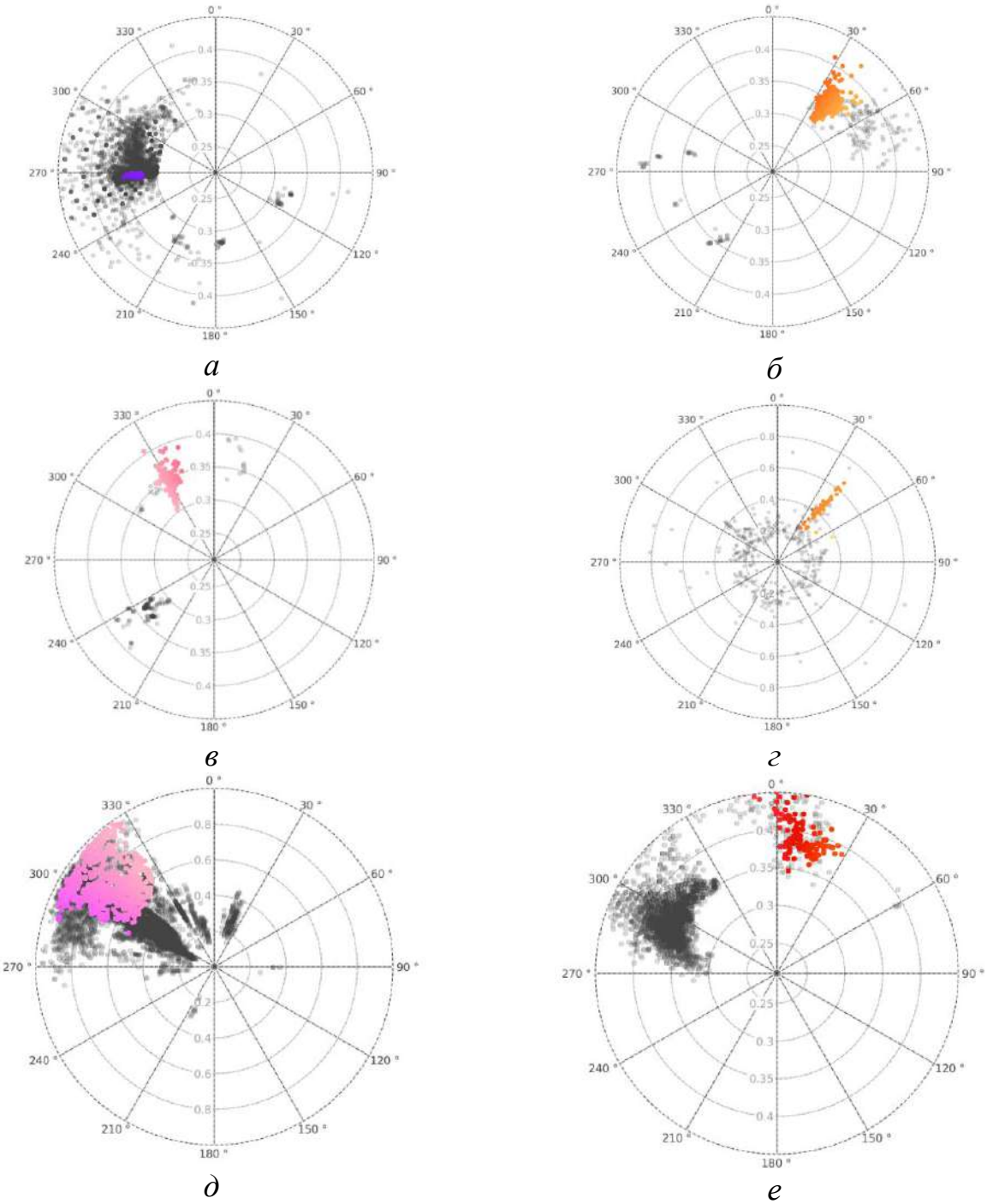
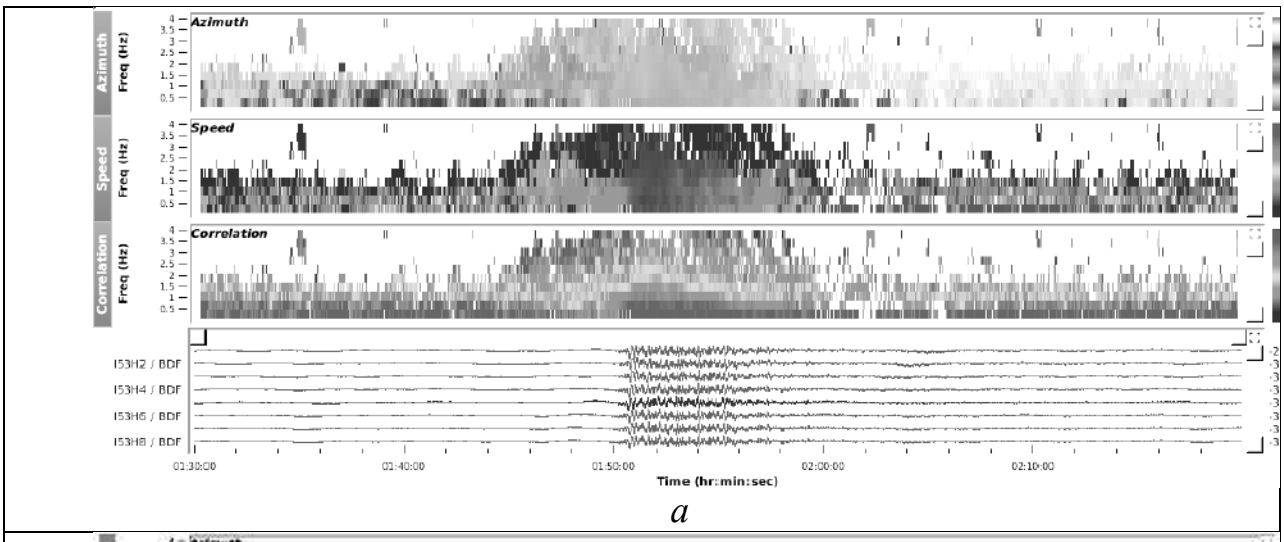
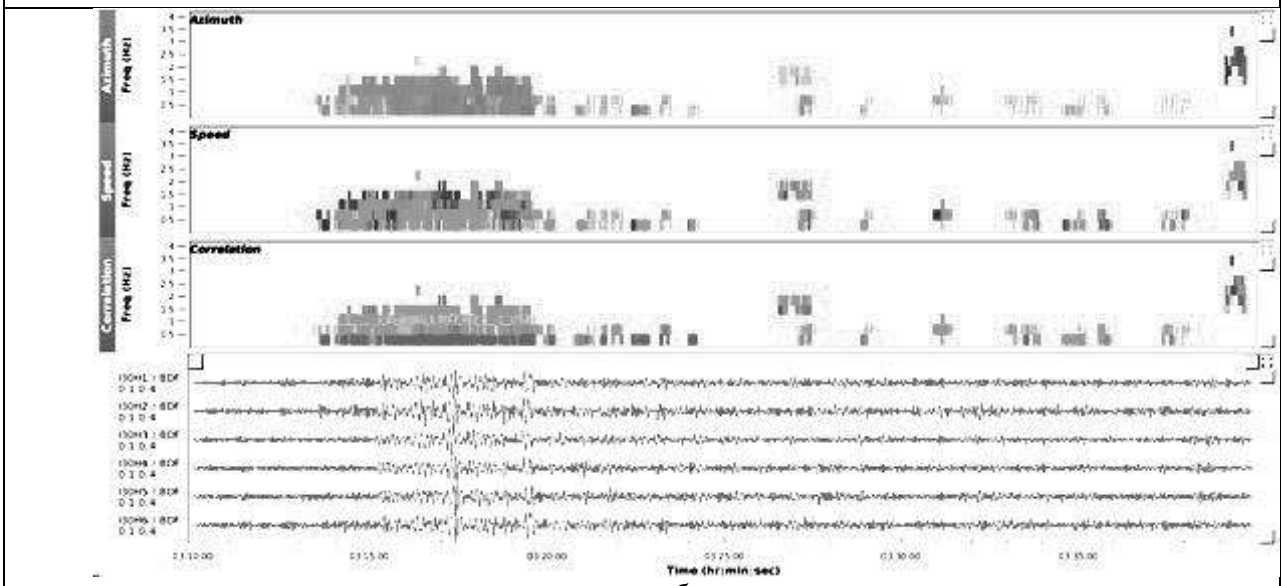


Рис. 3.5.2 Панель індикатору кругового огляду для визначення азимуту джерела інфразвуку: *а* – I53US, *б* – I30JP, *в* – I59US, *г* – I46RU, *д* – I57US, *е* – MAAG2. Уздовж радіусу відкладено швидкість (в кілометрах за секунду), кутова координата являє собою азимут. На індикаторах видно сліди від акустичних сигналів, які спостерігались після вибуху Камчатського метеороїду 18 грудня 2018 р., а також завади

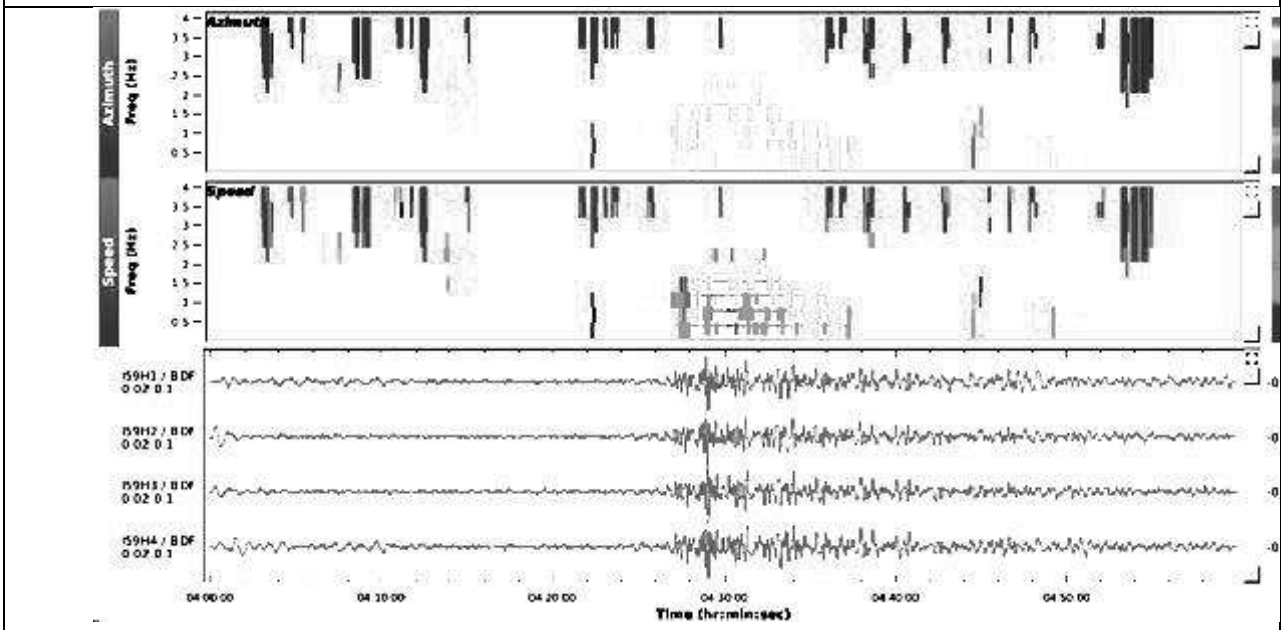
Приклад хвильових форм інфразвукового сигналу для восьмиканальної станції I53US, показано на рис. 3.5.4. Відношення сигнал/шум (за потужністю) *q* було не менше 100.


Azimuth
Freq (Hz)
Speed
Freq (Hz)
Correlation
Freq (Hz)
I53H2 / BDF
I53H4 / BDF
I53H6 / BDF
I53H8 / BDF
01:30:00
01:40:00
01:50:00
02:00:00
02:10:00
Time (hr:min:sec)

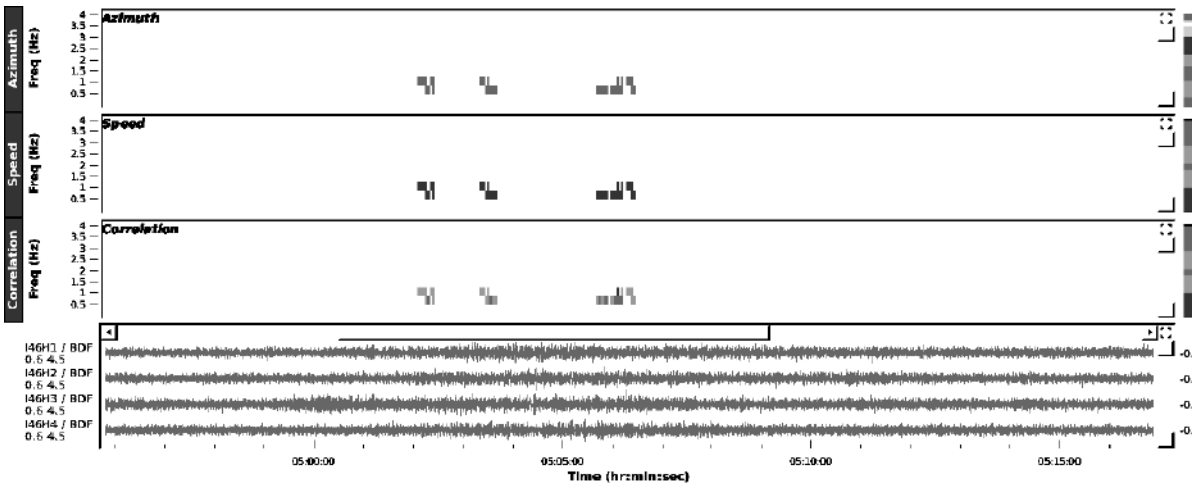
а


Azimuth
Freq (Hz)
Speed
Freq (Hz)
Correlation
Freq (Hz)
Time (hr:min:sec)

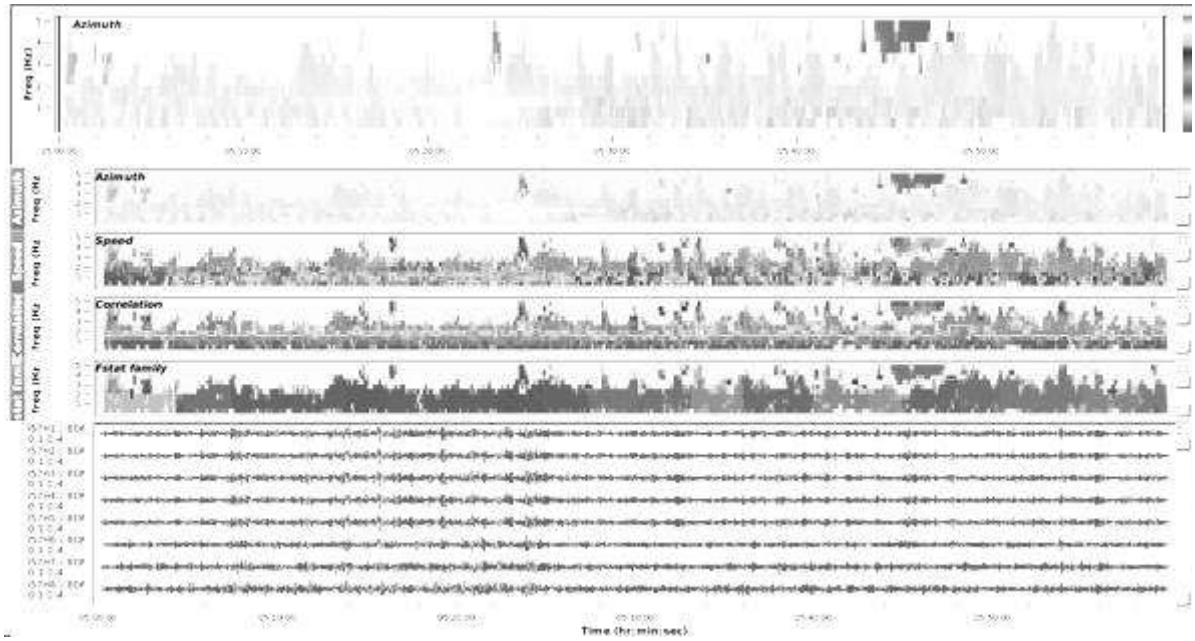
б


Azimuth
Freq (Hz)
Speed
Freq (Hz)
I59H1 / BDF
I59H2 / BDF
I59H3 / BDF
I59H4 / BDF
04:00:00
04:10:00
04:20:00
04:30:00
04:40:00
04:50:00
Time (hr:min:sec)

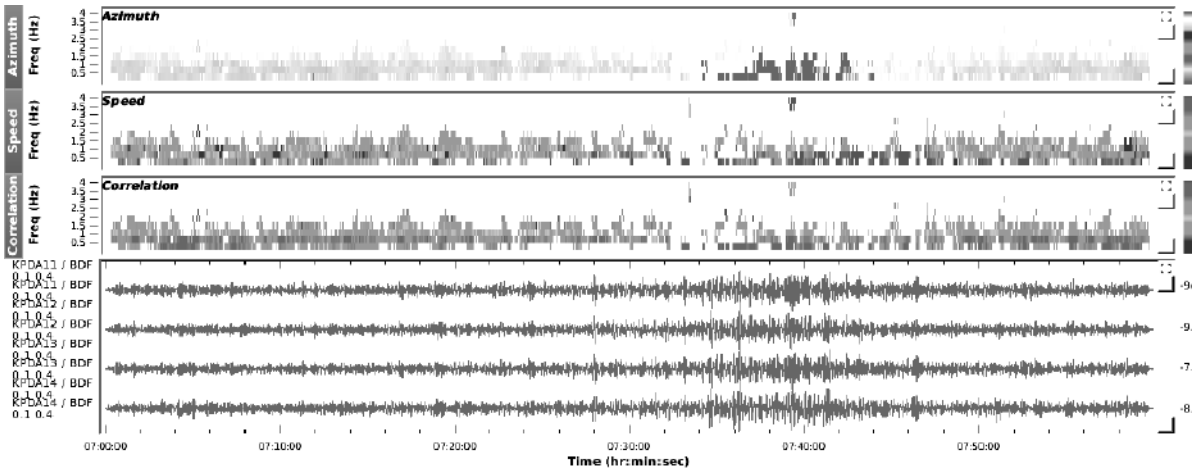
в



г



д



е

Рис. 3.5.3 Результат обробки інфразвукового сигналу, зареєстрованого інфразвуковими станціями: *а* – I53US, *б* – I30JP, *в* – I59US, *г* – I46RU, *д* – I57US, *е* – MAAG2 після вибуху Камчатського метеороїду 18 грудня 2018 р. Панелі зверху вниз: коефіцієнт міжканальної кореляції рівня сигналу; азимут джерела інфразвуку; швидкість приходу інфразвуку; часові залежності рівня (у відносних одиницях) інфразвуку в чотирьох каналах

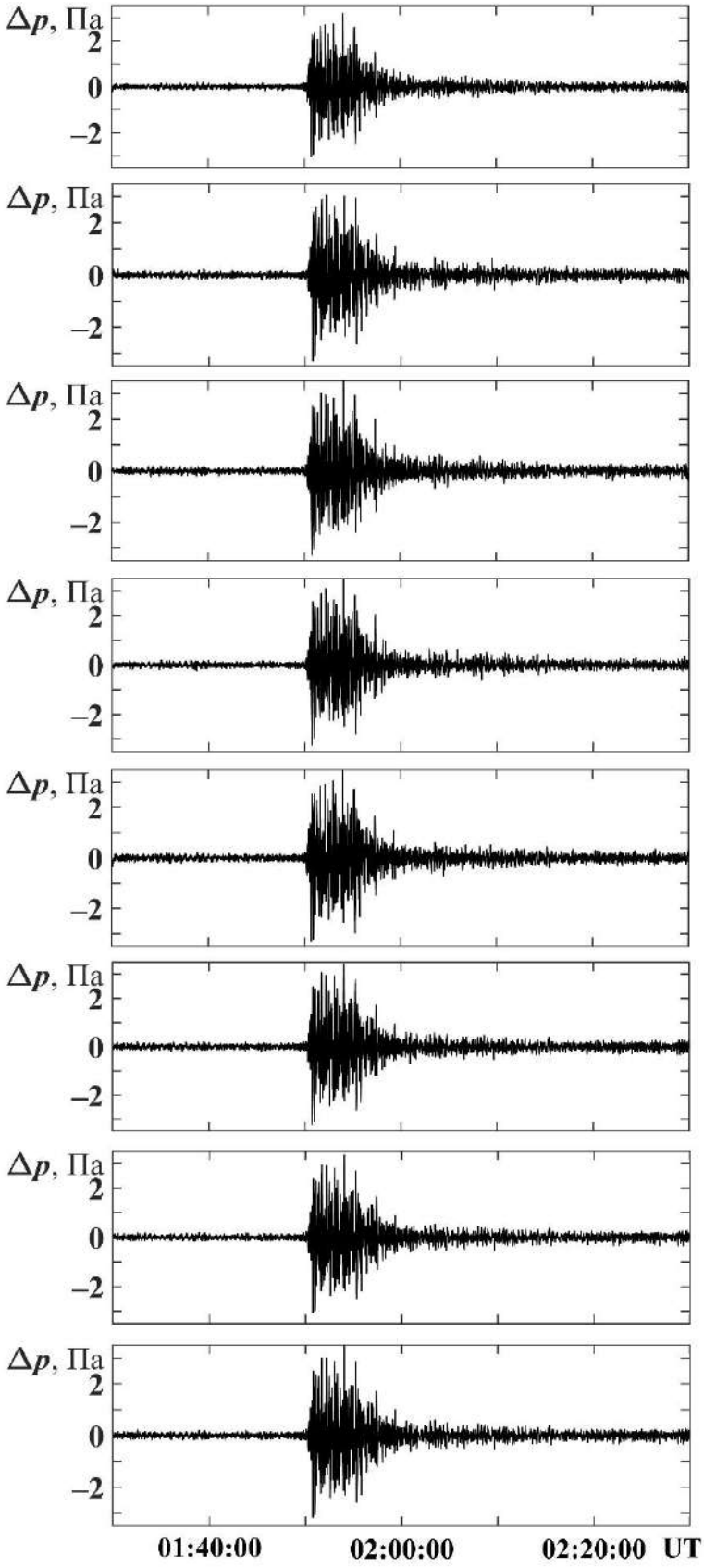


Рис. 3.5.4 Приклад хвильових форм інфразвукового сигналу для восьмиканальної станції I53US

Далі результати вимірювань $\Delta p(t)$ перетворювалися з відносних одиниць в абсолютні. Потім залежність $\Delta p(t)$ піддавалася фільтрації в діапазоні періодів 1 – 40 с. Після цього здійснювався системний спектральний аналіз (ССА) відфільтрованих залежностей $\Delta p(t)$ за допомогою взаємодоповнюючих інтегральних перетворень: віконного перетворення Фур'є (ВПФ), адаптивного перетворення Фур'є (АПФ) та вейвлет-перетворення (ВП) з материнською функцією Морлє [198].

Таблиця 3.5.1 Відстань від місця вибуху Камчатського метеороїду (56.9°N, 172.4°E) до інфразвукових станцій, а також розрахунковий і виміряний азимути приходу інфразвукових сигналів

Назва (Шифр)	Географічні координати	Відстань, км	Азимут (розрахунок)	Азимут (вимірювання)
I53US	64.9°N, 147.9°W	2275	266°	269±5°
I30JP	36.1°N, 140.10°E	3327	36°	37±7°
I59US	19.6°N, 155.9°W	4895	336°	331±3°
I46RU	53.95°N, 84.82°E	5145	49°	42±1°
I57US	34.07°N, 120.58°W	5530	319°	314±5°
MAAG2	48.56°N, 26.46°E	7869	19°	15±11°

Результати спектрального аналізу

Часові залежності тиску в інфразвуковій хвилі, зареєстровані в різних каналах, мало відрізняються один від одного. Це саме можна сказати і про їх частотні діапазони. Тому далі для прикладу наводяться результати аналізу для одного з каналів.

Станція I53US. Хвильова форма інфразвукового сигналу, а також результати спектральної обробки наведені на рис. 3.5.5. Інфразвуковий сигнал, який відповідав азимуту 269±5°, спостерігався з 01:31 19 грудня 2018 р. Тривалість ΔT його основної частини становила не менше 20 хв. Максимальне відношення сигнал/шум дорівнювало 400. Пізніше протягом декількох десятків хвилин відношення сигнал/шум помітно перевищувало 1. Спектр сигналу був широкосмуговим і займав діапазон періодів T від ~ 5

до ~ 35 с. Найбільшу енергію мали складові з $T \approx 10 - 20$ с. Другий максимум, виражений менше, мав місце при $T \approx 25 - 27$ с.

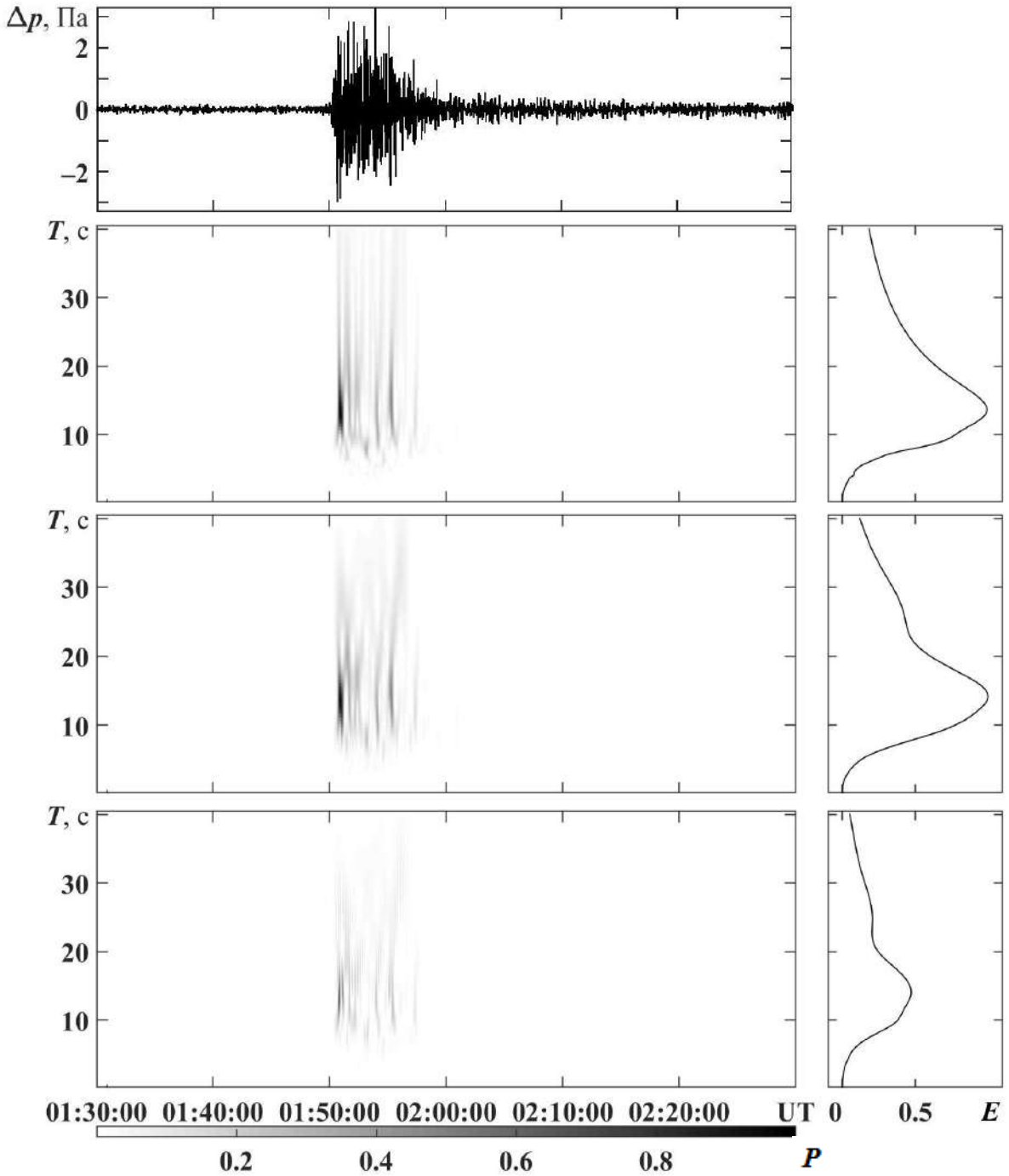


Рис. 3.5.5 Результати смугової фільтрації та ССА залежності $\Delta p(t)$, зареєстрованої 18 грудня 2018 р. на станції I53US. Тут і далі панелі зверху вниз: хвильова форма, результати ВПФ, АПФ та ВП. Справа показано енергограми, P – інтенсивність сигналу

Станція I30JP. Залежність $\Delta p(t)$, а також результати спектрального аналізу наведені на рис. 3.5.6. Тривалість сигналу, що почався о 03:14

19 грудня 2018 р., становила не менше 20 хв. Максимальне відношення сигнал/шум досягало приблизно 50, а мінімальне – 10. Вимірюваний азимут дорівнював 37±7°. Інфразвуковий сигнал був широкосмуговим, його складові мали періоди від ~ 5 до ~ 40 с і більше. В спектрі спостерігалося два максимуми з $T_1 \approx 28$ с і $T_2 \approx 12$ с. Період $T_3 \approx 5$ с, швидше за все, не пов'язаний з вибухом метеороїду. Він мав місце й до приходу інфразвуку від метеороїду.

Станція I59US. Хвильова форма інфразвукового сигналу та результати спектрального аналізу показані на рис. 3.5.7. Інфразвуковий сигнал, який мав виміряний азимут 331±3°, спостерігався в інтервалі часу 04:28 – 04:48 UT. Відношення сигнал/шум становило 3 – 9. Спектр сигналу займав діапазон періодів від 5 до 40 с. У спектрі виділялося два максимуми з $T_1 \approx 23$ с і $T_2 \approx 5$ с. Коливання з періодом 5 с були присутні й до приходу інфразвукового сигналу, обумовленого падінням Камчатського метеороїду.

Станція I46RU. Залежність тиску в інфразвуковій хвилі від часу, а також результати ССА наведено на рис. 3.5.8. Азимут приходу інфразвукового сигналу становив 42±1°, відношення сигнал/шум – 5 – 6. Час запізнення сигналу був близьким до 326 хв, а його тривалість – 20 – 25 хв. У спектрі сигналу були присутні гармоніки від 20 с і більше, а максимум енергії припав на $T \approx 33$ с.

Станція I57US. Хвильові форми інфразвукового сигналу, а також результати ССА показані на рис. 3.5.9. Відношення сигнал/шум при азимуті 314±5° становило 4 – 5. Сигнал спостерігався в інтервалі часу з 05:08 до 05:28 UT. Спектр сигналу займав діапазон періодів від 5 до 40 с. Відзначалися два максимуми з $T_1 \approx 15$ с і $T_2 \approx 30$ с.

Станція MAAG2. Часова залежність тиску в інфразвуковій хвилі та результати ССА наведено на рис. 3.5.10. Виміряний азимут інфразвукового сигналу був близьким до 15±11°, а відношення сигнал/шум не перевищувало 3 – 4. Сигнал спостерігався в інтервалі часу 07:24 – 07:44. У спектрі сигналу

містилися гармоніки від 5 до 40 с і більше. Виділялося два максимуми з $T_1 \approx$ 32 с і $T_2 \approx 8$ с, причому коливання з меншим періодом спостерігалося й до приходу сигналу від метеороїду.

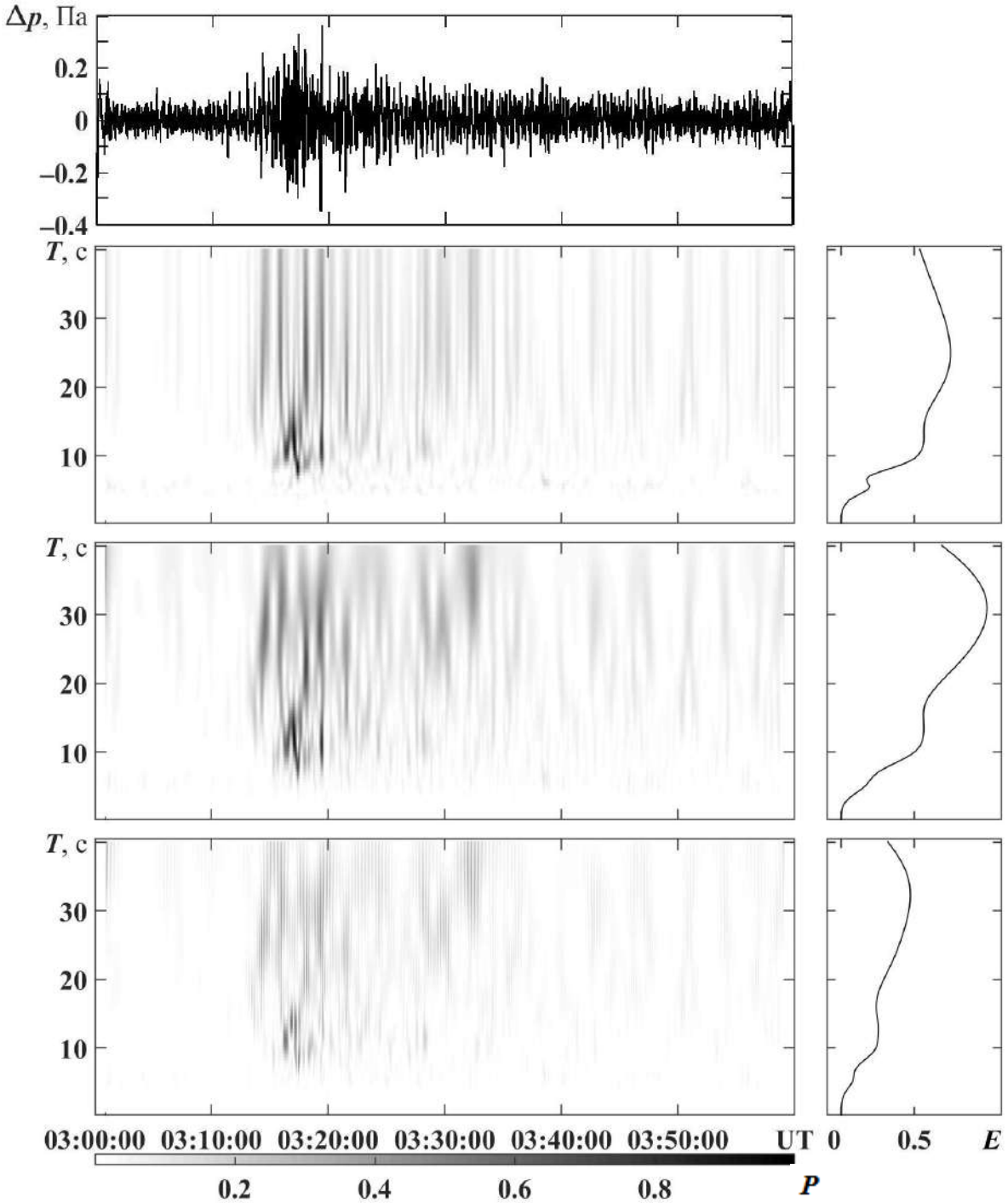


Рис. 3.5.6 Результати смугової фільтрації та ССА залежності $\Delta p(t)$, зареєстрованої 18 грудня 2018 р. на станції I30JP

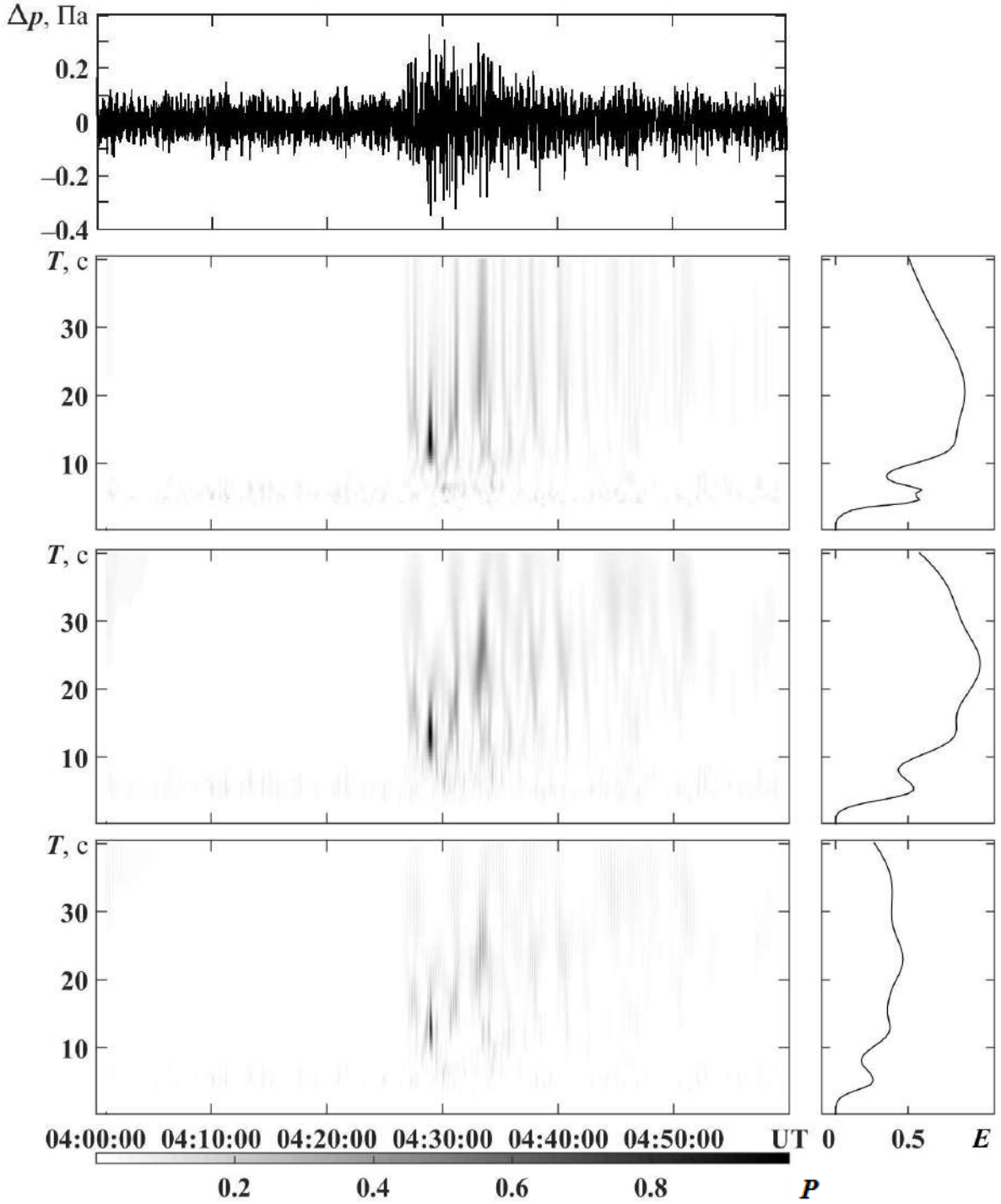


Рис. 3.5.7 Результати смугової фільтрації та ССА залежності $\Delta p(t)$, зареєстрованої 18 грудня 2018 р. на станції I59US

Кореляційні поля. Регресії

Кореляційне поле «відношення сигнал/шум – відстань». Залежність q від r показано на рис. 3.5.11. При апроксимації кореляційного поля регресією передбачалось дві моделі послаблення енергії хвилі – циліндрична та

сферична розбіжності хвилі, а також її загасання при поширенні. Отримані регресії мають вигляд:

$$q = 12250r^{-0.5}\exp(-1.53r),\ R \approx 0.9995,\ \sigma \approx 3.38, \quad (3.5.1)$$

$$q = 12230r^{-1}\exp(-1.35r),\ R \approx 0.9995,\ \sigma \approx 3.21, \quad (3.5.2)$$

де R – коефіцієнт достовірності, σ – середньоквадратичне відхилення апроксимації.

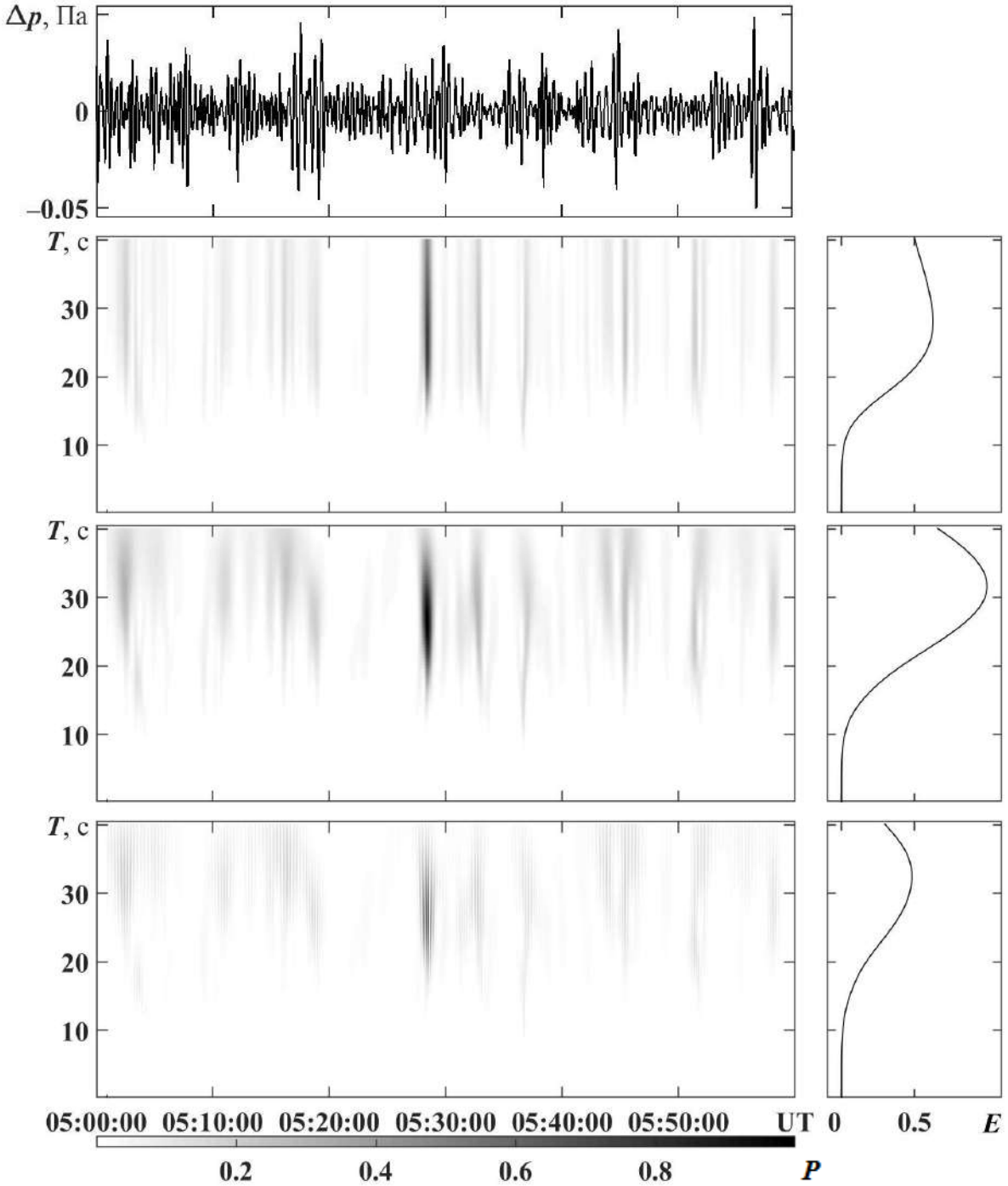


Рис. 3.5.8 Результати смугової фільтрації та ССА залежності $\Delta p(t)$, зареєстрованої 18 грудня 2018 р. на станції I46RU

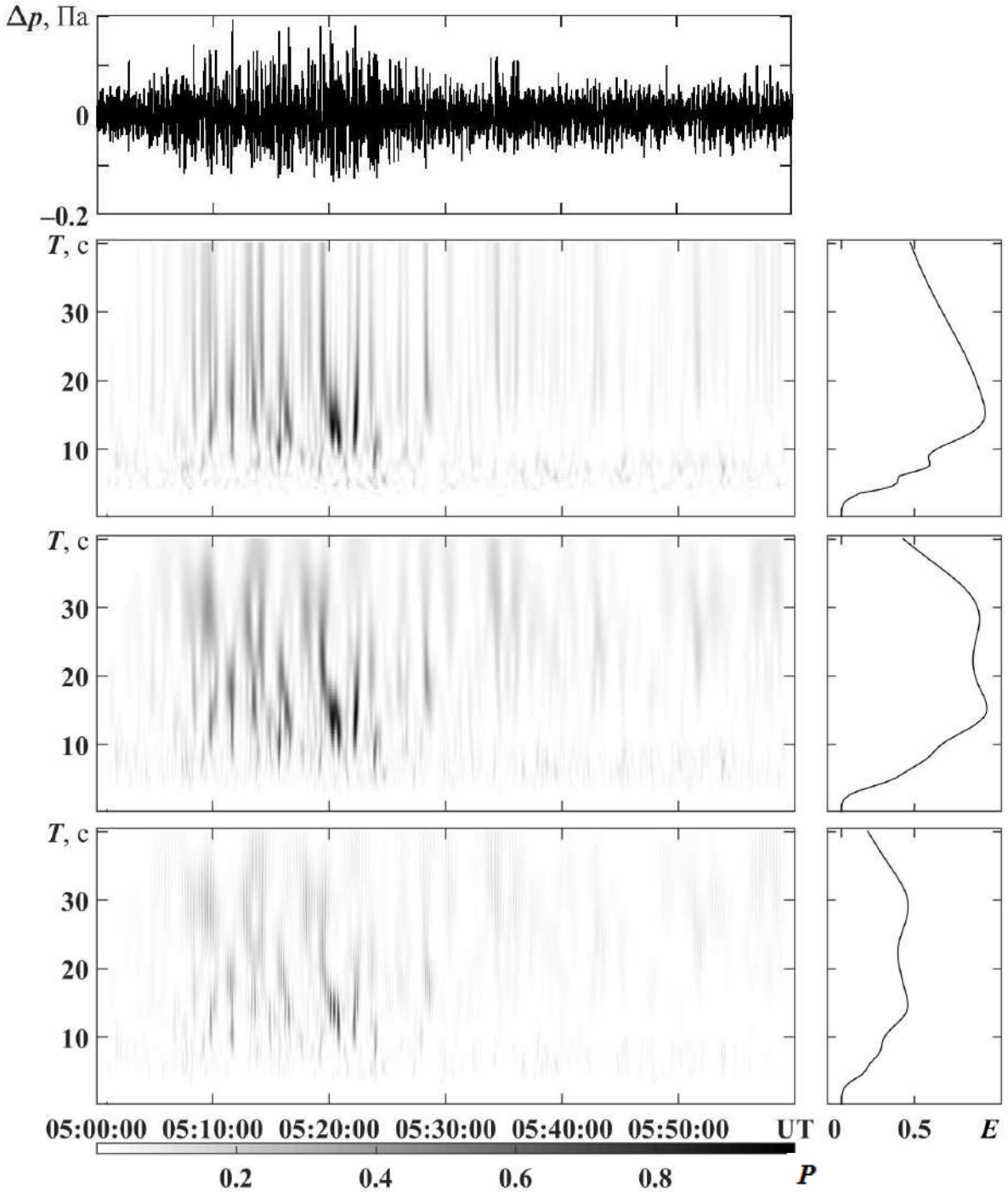


Рис. 3.5.9 Результати смугової фільтрації та ССА залежності $\Delta p(t)$, зареєстрованої 18 грудня 2018 р. на станції I57US

Кореляційне поле «час запізнення сигналу – відстань». Залежність Δt від r наведено на рис. 3.5.12. Рівняння лінійної регресії має вигляд:

$$\Delta t = 55.27r + 14.33,\ R \approx 0.9888,\ \sigma \approx 18.01 \text{ хв.} \qquad (3.5.3)$$

Кореляційне поле «швидкість приходу – відстань». Залежність v від r показано на рис. 3.5.13. Можна бачити, що має місце значний розкид точок,

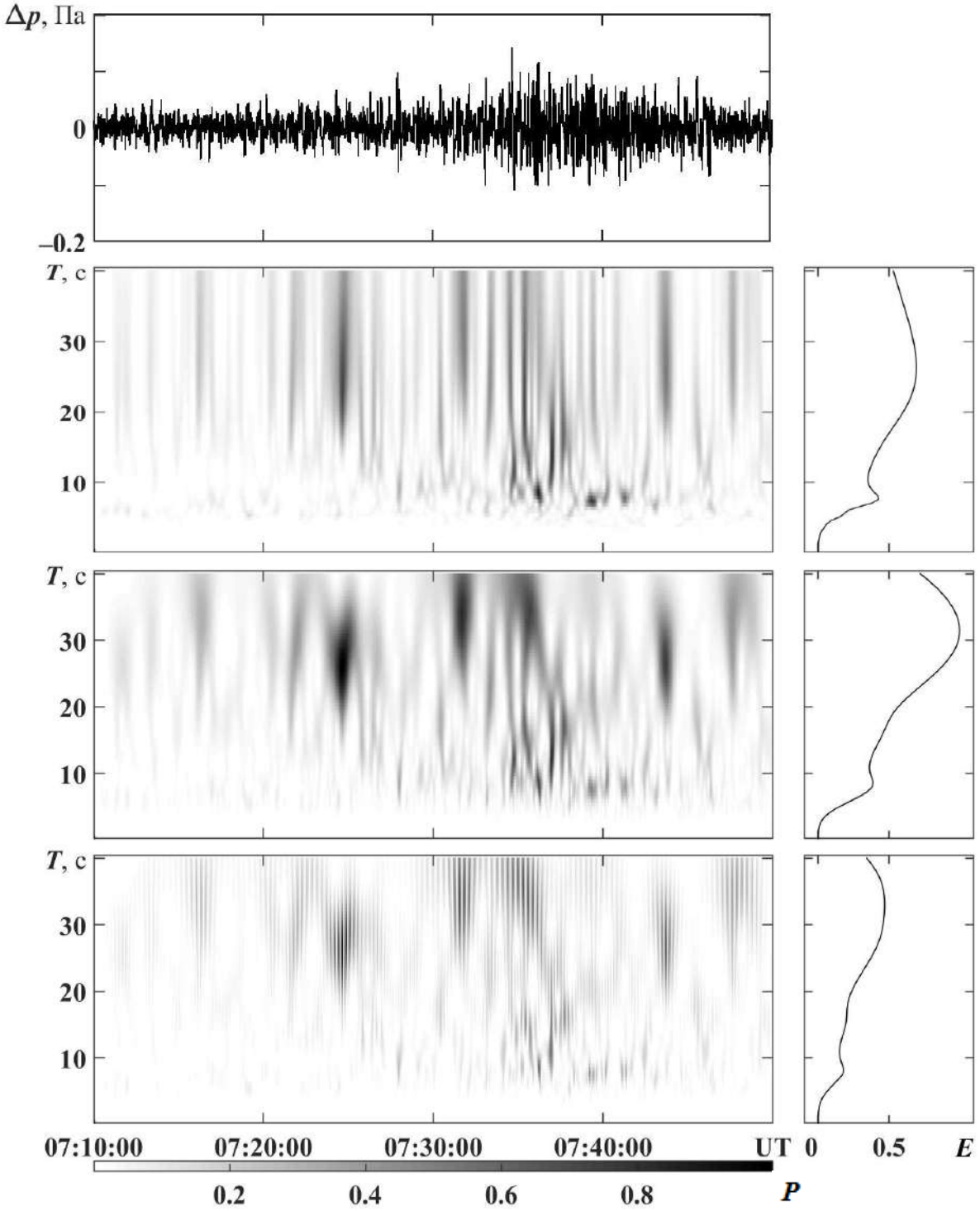


Рис. 3.5.10 Результати смугової фільтрації та ССА залежності $\Delta p(t)$, зареєстрованої 18 грудня 2018 р. на станції MAAG2

який ускладнює вибір рівняння для регресії. Якщо ж виключити найбільш віддалену станцію MAAG2, для якої $r \approx 7.869$ Мм, то рівняння регресії прийме вигляд:

$$v = -5.70r + 307.8,\ R \approx 0.4375,\ \sigma \approx 18.67 \text{ м/с}. \qquad (3.5.4)$$

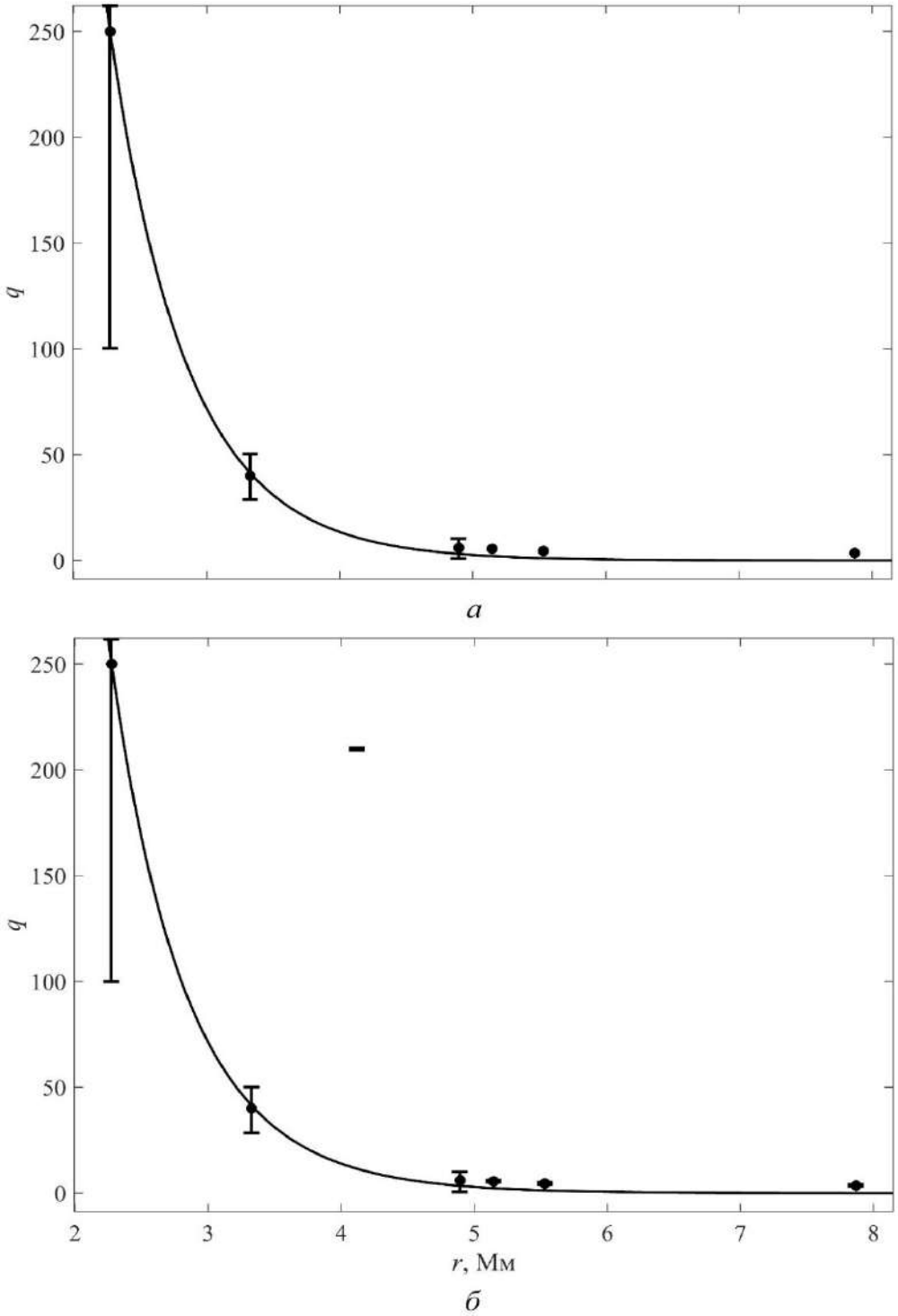


Рис. 3.5.11 Залежність відношення сигнал/шум в інфразвуковій хвилі, згенерованій вибухом Камчатського метеороїду 18 грудня 2018 р., від відстані. Апроксимація: *а* – законом $q = 12250r^{-0.5}\exp(-1.53r)$, $R \approx 0.9995$, $\sigma \approx 3.379$; *б* – законом $q = 12230r^{-1}\exp(-1.349r)$, $R \approx 0.9995$, $\sigma \approx 3.211$

Кореляційне поле «швидкість приходу – синус азимутального кута». Відповідні кореляційні поля $v - \sin A_{ob}$ та $v - \sin A_{tr}$ наведено на рис. 3.5.14. Незважаючи на значний розкид точок, мають місце наступні лінійні регресії, які задовільно описують кореляційні поля:

$$v = -18.32\sin A_{ob} + 284.4,\ R \approx 0.7446,\ \sigma \approx 19.12 \text{ м/с}, \quad (3.5.5)$$

$$v = -18.23\sin A_{tr} + 285.3,\ R \approx 0.7459,\ \sigma \approx 13.09 \text{ м/с}. \quad (3.5.6)$$

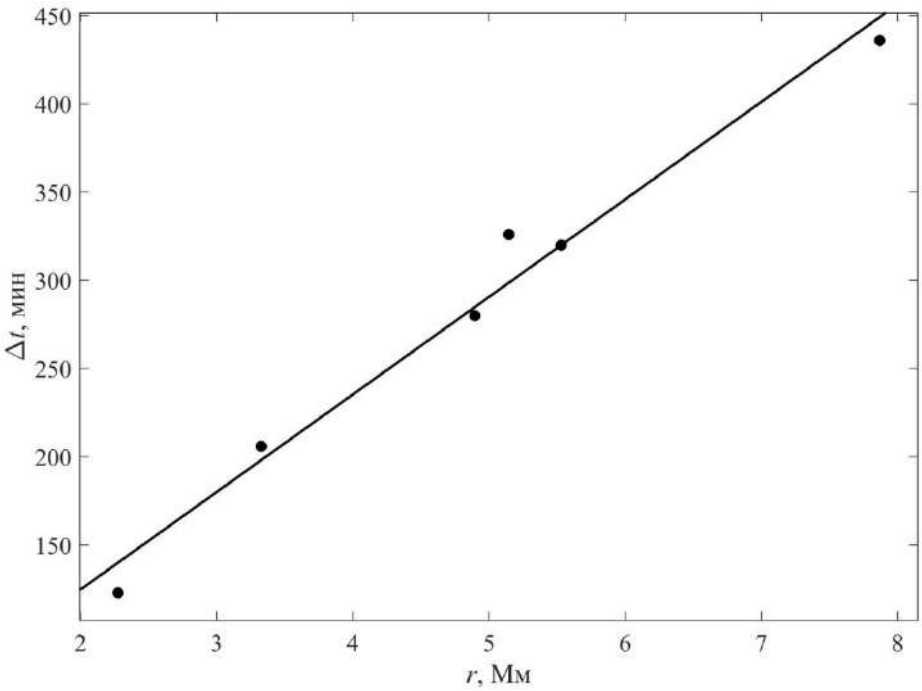


Рис. 3.5.12 Залежність часу запізнення сигналу від відстані між місцем спалаху метеороїду та інфразвуковою станцією. Апроксимація лінійним законом: $\Delta t = 55.27r + 14.33$, $R \approx 0.9888$, $\sigma \approx 18.01$ хв

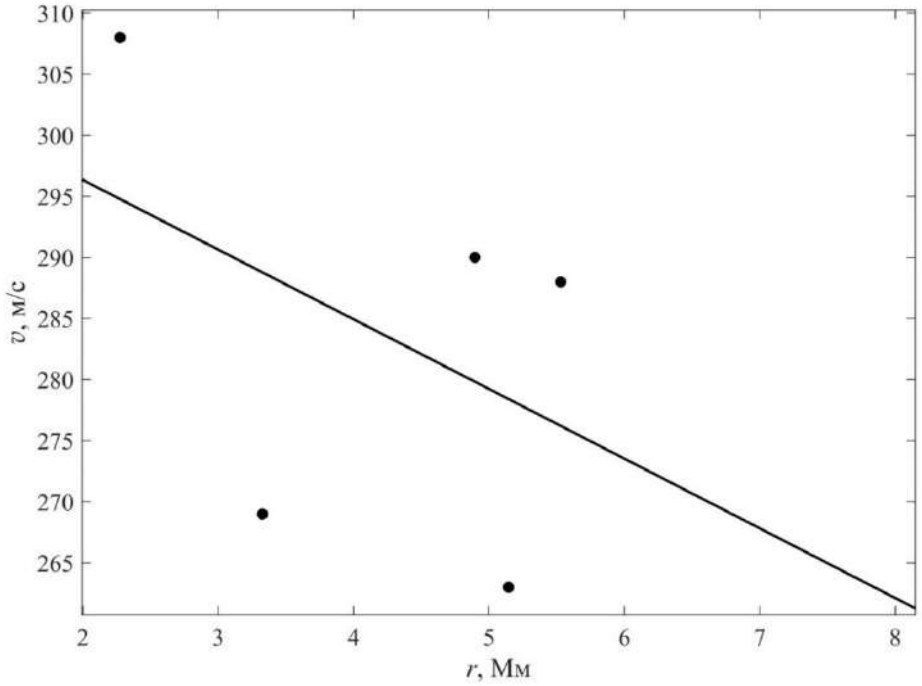
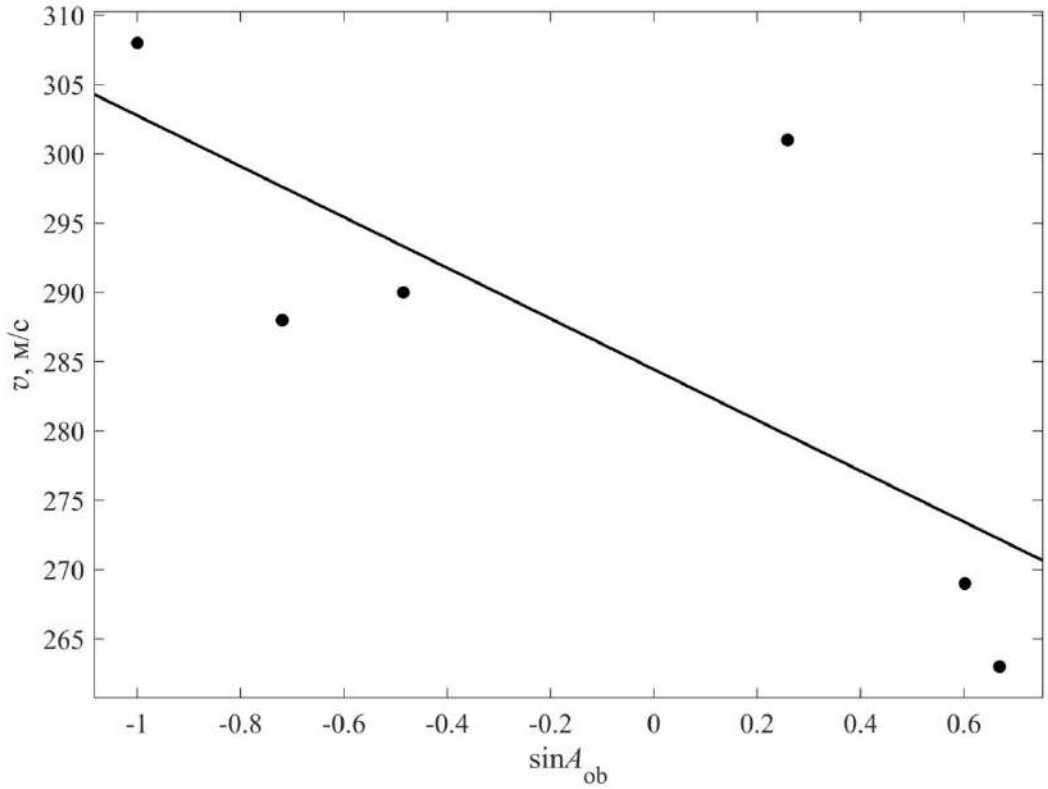


Рис. . 3.5.13 Залежність швидкості переднього фронту акустичного сигналу від відстані. Апроксимація лінійним законом за 5 точками: $v = -5.704r + 307.8$, $R \approx 0.4375$, $\sigma \approx 18.67$ м/с



а

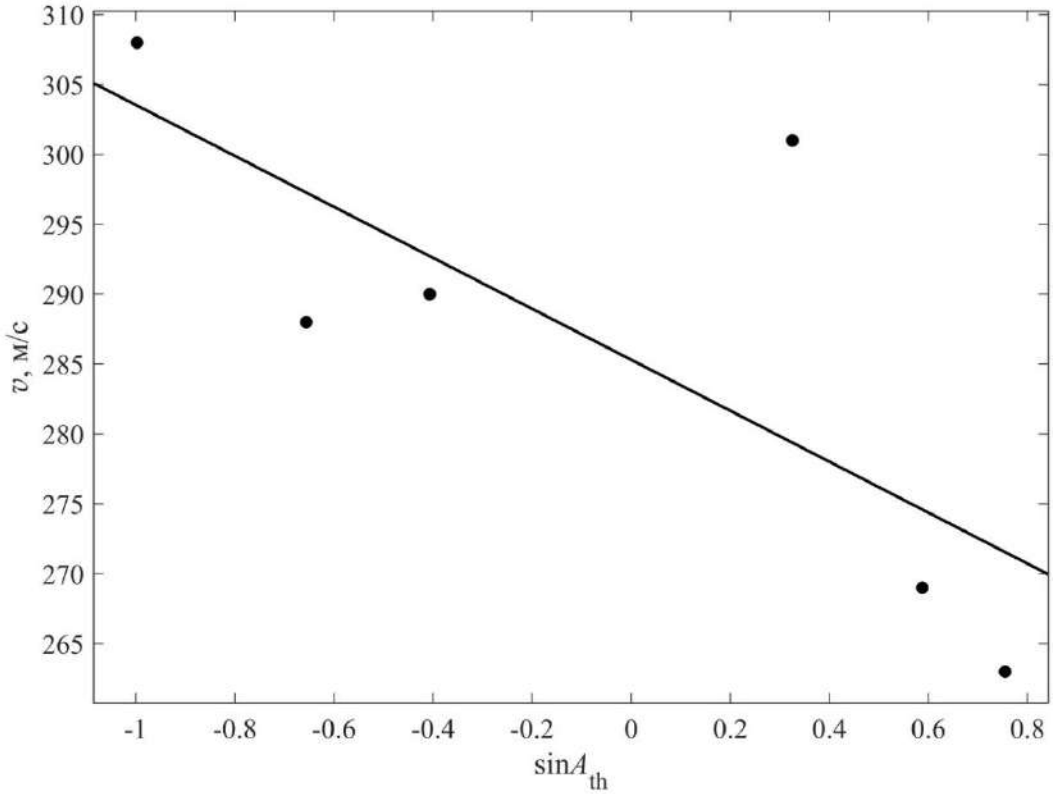


Рис. 3.5.14 Залежність швидкості переднього фронту інфразвукової хвилі, згенерованої вибухом Камчатського метеороїду 18 грудня 2018 р., від синуса: *а* – спостережуваного азимута $v = -18.32\sin A_{ob}+284.4$, $R \approx 0.7446$, $\sigma \approx 13.12$ м/с; *б* – теоретичного (розрахованого) азимута: $v = -18.23\sin A_{th}+285.3$, $R \approx 0.7459$, $\sigma \approx 13.09$ м/с

Кореляційне поле «період – відстань». Кореляційне поле $T - r$ наведено на рис. 3.5.15. Можна бачити, що має місце значний розкид точок. Залежність $T(r)$ доцільно апроксимувати константою

$$\overline{T} = 24.3 \text{ с}, \sigma \approx 7.9 \text{ с}. \tag{3.5.7}$$

При цьому середньоквадратичне відхилення оцінки $\overline{T}$ складає 3.2 с.

Кореляційне поле «спостережуваний азимут – істинний азимут». Відповідне кореляційне поле $A_{ob} - A_{tr}$ показано на рис. 3.5.16. З рис. 3.5.16 видно, що поле добре апроксимується наступною лінійною регресією:

$$A_{ob} = A_{tr} - 2.90, R \approx 0.9996, \sigma \approx 4.38°. \tag{3.5.8}$$

Кореляційне поле «флуктуації азимуту – відстань». Відповідне кореляційне поле показано на рис. 3.5.17. З рис. 3.5.17 видно, що має місце значний розкид точок, який не допускає розумної апроксимації $\Delta A(r)$ (див. рис. 3.5.17*а*). Залежність $|\Delta A|$ від r можна апроксимувати наступною регресією (див. рис. 3.5.17*б*):

$$|\Delta A| = 0.47r + 1.89, R \approx 0.4450, \sigma \approx 2.04°. \tag{3.5.9}$$

Кореляційне поле «амплітуда сигналу – відстань». Кореляційне поле $\Delta p - r$ наведено на рис. 3.5.18. При побудові регресії передбачалося дві моделі: циліндрична розбіжність хвилі й її загасання (див. рис. 3.5.18, *а*); сферична розбіжність хвилі й її загасання (см. рис. 3.5.18, *б*). Рівняння регресій мають вигляд:

$$\Delta p = 295r^{-0.5}\exp(-1.8r), R \approx 0.9895, \sigma \approx 0.20 \text{ Па}, \tag{3.5.10}$$

$$\Delta p = 285r^{-1}\exp(-1.6r), R \approx 0.9896, \sigma \approx 0.20 \text{ Па}. \tag{3.5.11}$$

Якщо ж виключити найбільш віддалену точку з аномально великою амплітудою ($\Delta p = 0.33$ Па), то отримаємо наступні регресії:

$$\Delta p = 1.13r^{-0.5}\exp(-0.168r), R \approx 0.64, \sigma \approx 0.12 \text{ Па}, \tag{3.5.12}$$

$$\Delta p = 1.14r^{-1}\exp(-0.059r), R \approx 0.65, \sigma \approx 0.12 \text{ Па}. \tag{3.5.13}$$

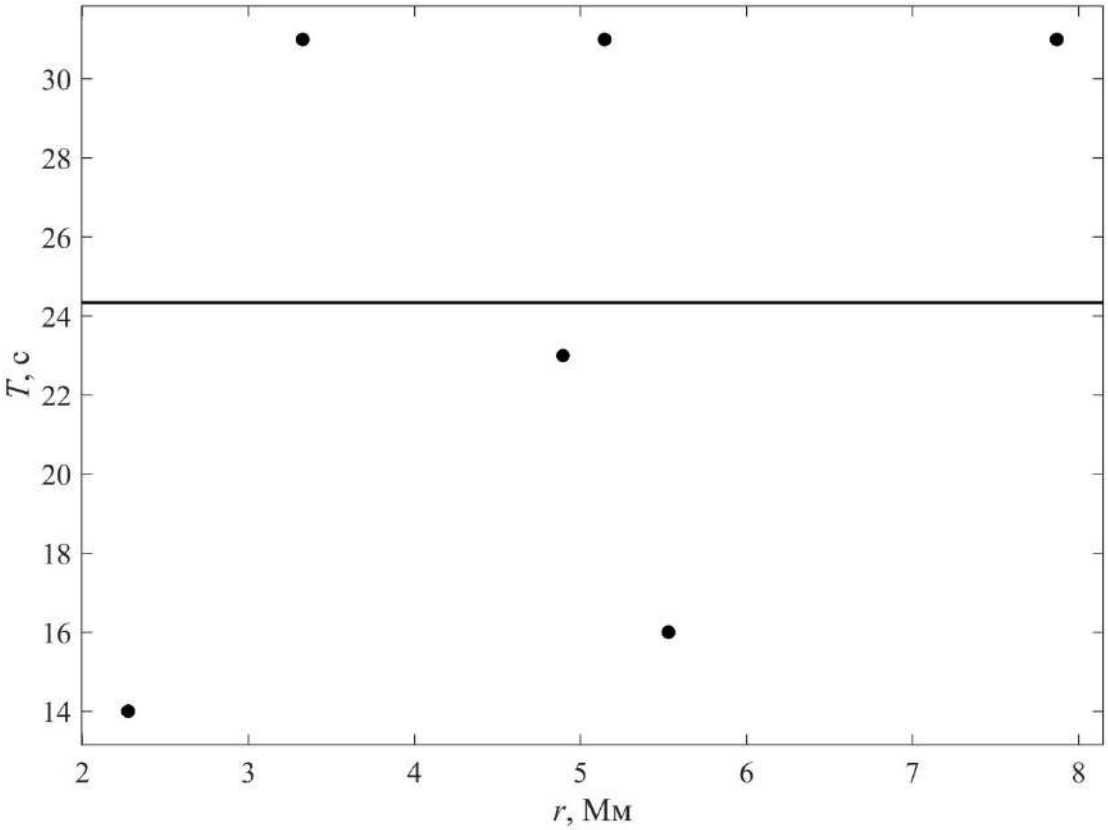


Рис. 3.5.15 Залежність періоду акустичного сигналу від відстані. Апроксимація константою: $\overline{T} = 24.33$ с, $\sigma \approx 7.891$ с, оцінка похибки середнього значення ±3.22 с

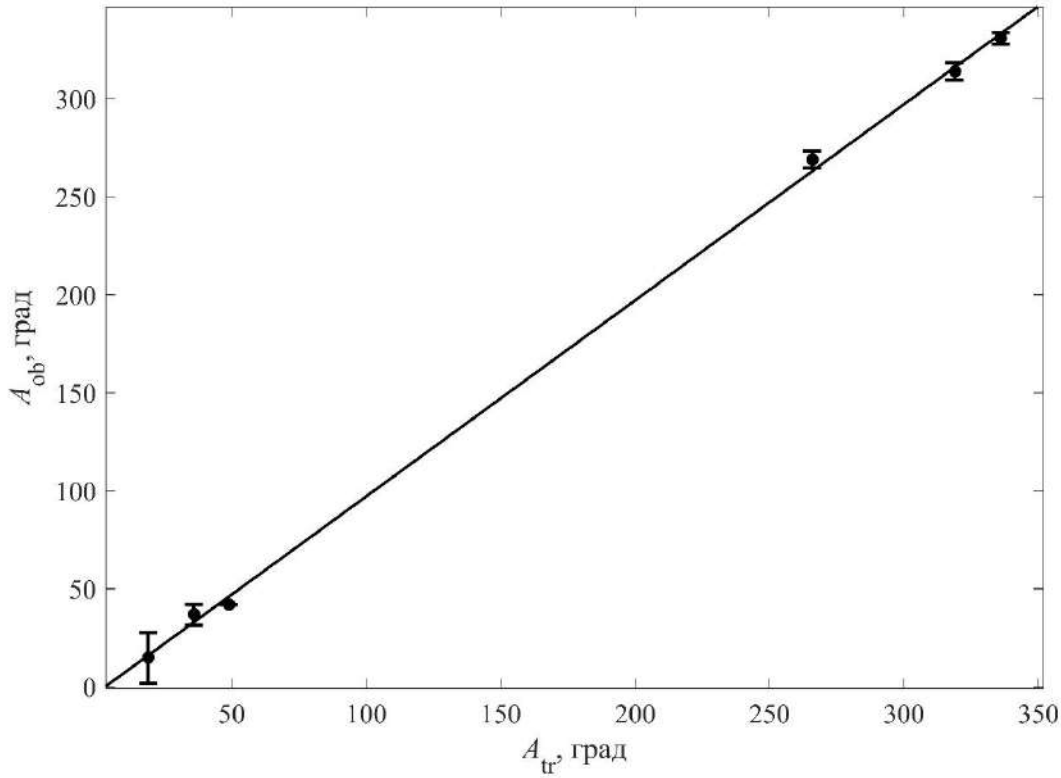
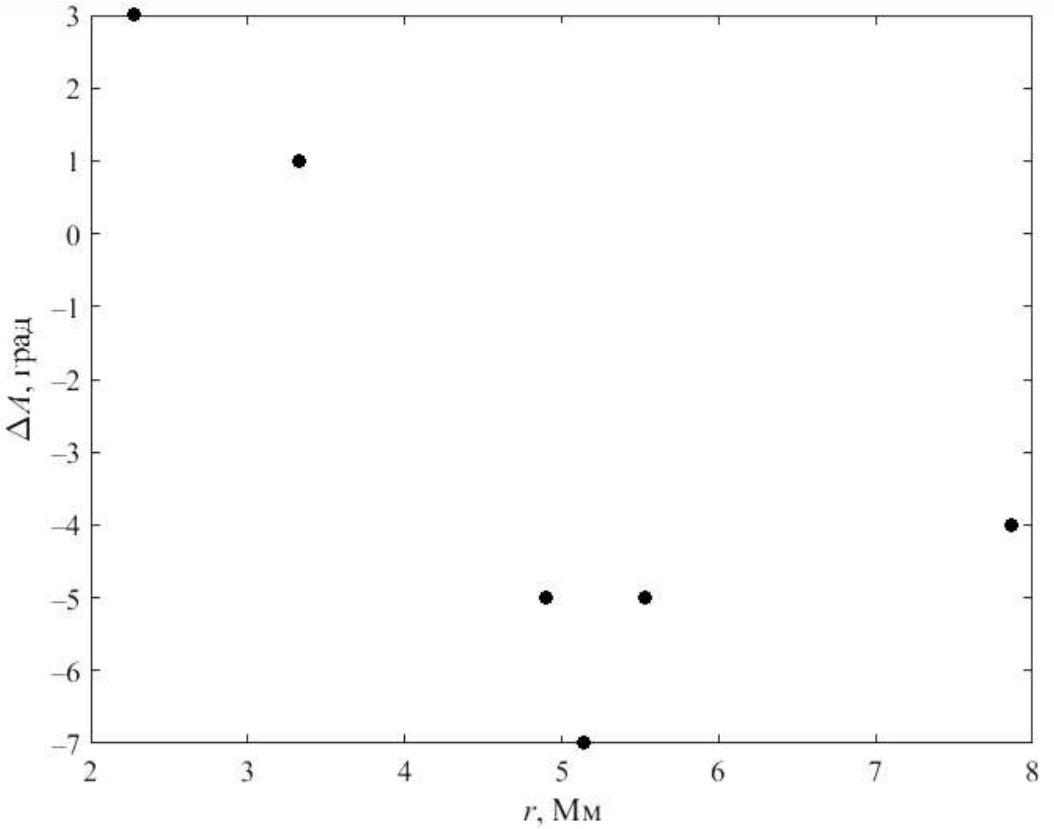
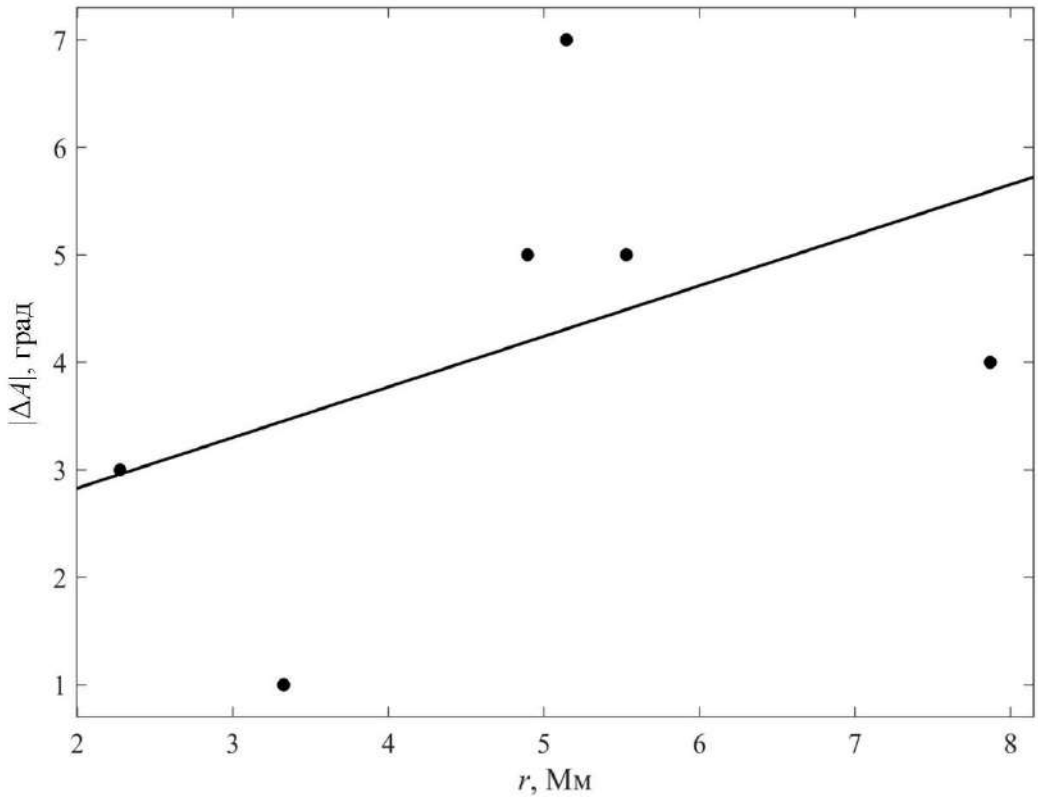


Рис. 3.5.16 Залежність виміряного азимуту приходу інфразвукової хвилі, згенерованої вибухом Камчатського метеороїду 18 грудня 2018 р., від теоретично розрахованого азимуту. Апроксимація лінійним законом: $A_{ob} = A_{tr} - 2.9$, $R \approx 0.9996$, $\sigma \approx 4.38°$

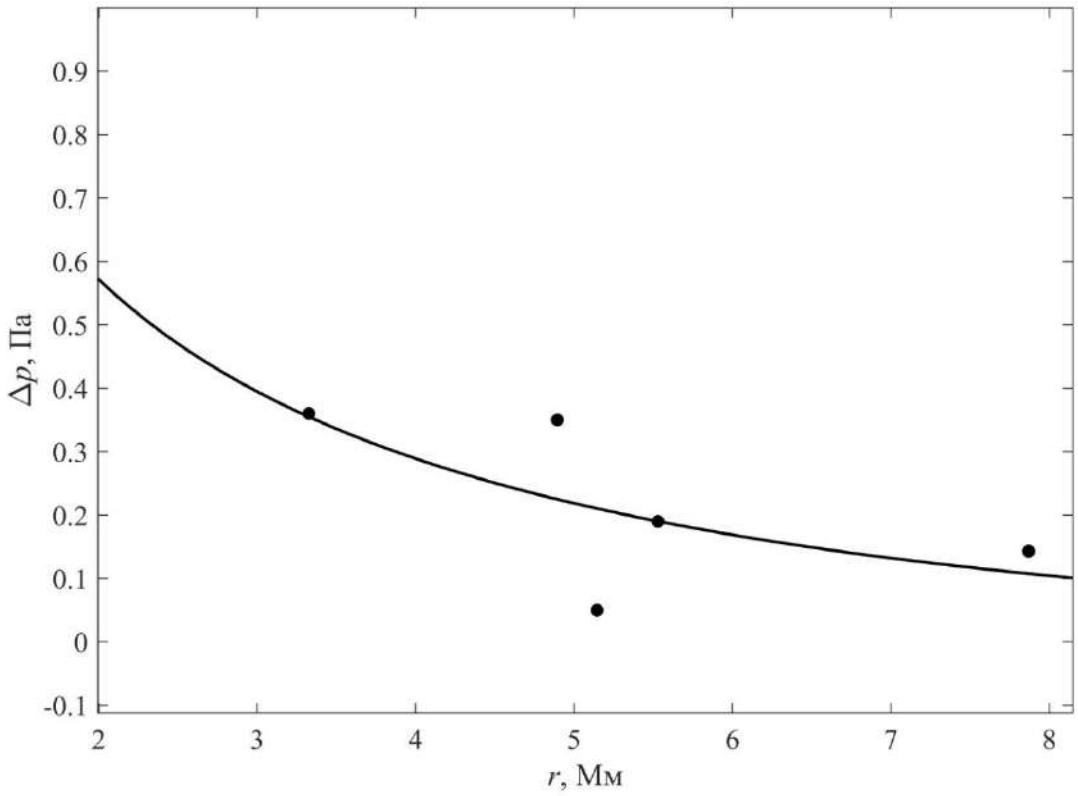


а

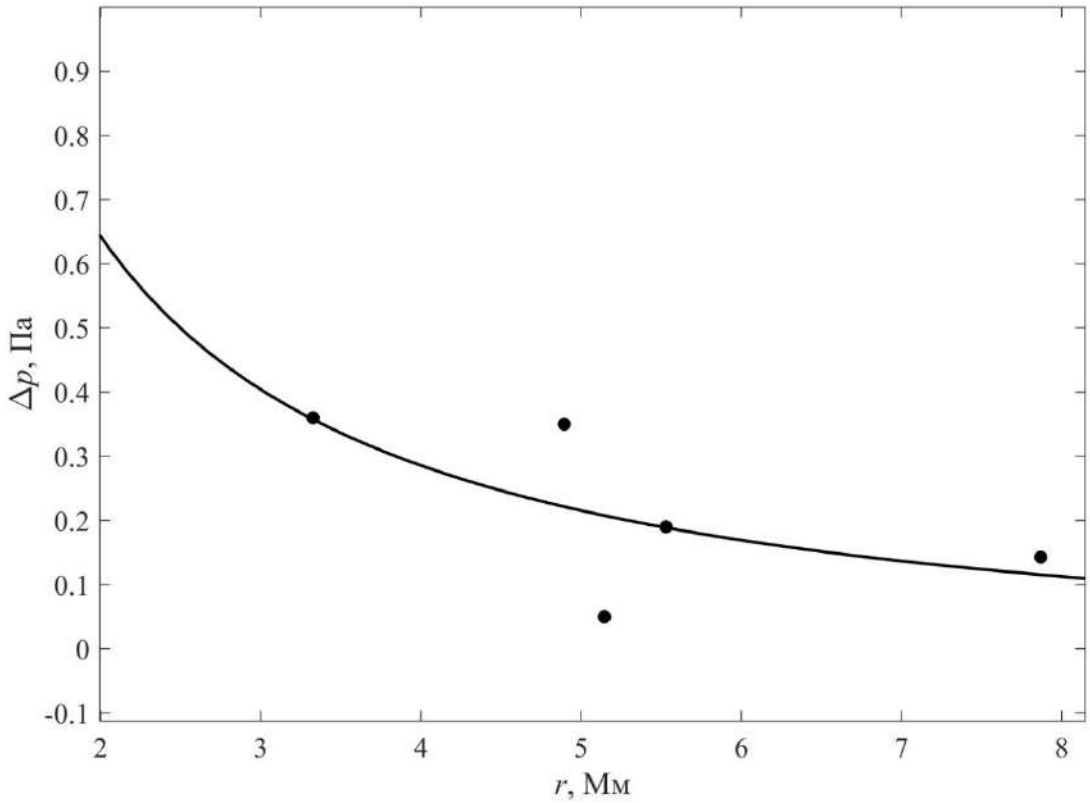


б

Рис. 3.5.17 Залежність флуктуацій азимуту приходу інфразвукової хвилі, згенерованої вибухом Камчатського метеороїду 18 грудня 2018 р., від відстані. Апроксимація лінійним законом: $|\Delta A| = 0.4708r+1.888$, $R \approx 0.4450$, $\sigma \approx 2.04°$



а



б

Рис. 3.5.18 Залежність амплітуди тиску акустичного сигналу, згенерованого вибухом Камчатського метеороїду 18 грудня 2018 р., від відстані. Апроксимація залежностями: *а* – за 5 точками: $\Delta p = 1.131 r^{-0.5} \exp(-0.1678 r)$, $R \approx 0.6400$, $\sigma \approx 0.1192$ Па; *б* – за 5 точками: $\Delta p = 1.448 r^{-1} \exp(-0.05908 r)$, $R \approx 0.6455$, $\sigma \approx 0.1185$ Па

Обговорення

Азимут сигналу. Як видно з рис. 3.5.2, азимут приходу інфразвукового сигналу досить сильно флуктуював. Найбільші флуктуації мали місце для інфразвукових станцій I59US, I30JP та MAAG2. Для цих станцій середньоквадратичне відхилення азимутального кута змінювалося від 5 до 11° (див. табл. 3.5.1). В цілому ж, результати розрахунків і вимірювань азимута відповідали один одному. Найбільша відмінність спостерігалася для станції MAAG2. Флуктуації азимуту, мабуть, викликані неоднорідностями атмосфери на трасі поширення. Чим довша траса, тим більше флуктуював азимут інфразвукового сигналу.

Відношення сигнал/шум. З табл. 3.5.2 видно, що в міру збільшення відстані між місцем вибуху метеороїду й інфразвуковою станцією відношення сигнал/шум зменшувалася від декількох сотень для станції I53US до декількох одиниць для станції MAAG2. І, якщо рівень потужності інфразвукового сигналу повинен був спадати зі збільшенням зазначеної відстані, то потужність шуму залежала від місця розташування інфразвукової станції, стану погоди, орієнтації траси і т.п. При зменшенні відношення сигнал/шум похибка оцінки параметрів сигналу збільшувалася.

Таблиця 3.5.2 Параметри інфразвукового сигналу

Станція	Відношення сигнал/шум	Час запізнення, хв	Швидкість приходу, м/с	Тривалість сигналу, хв.	*T*, с
I53US	100 – 400	123	308	20	12, 28
I30JP	30 – 50	206	269	20	12, 29
I59US	3 – 9	280	290	20	23
I46RU	5 – 6	326	263	20 – 25	33
I57US	4 – 5	320	288	20	15, 30
MAAG2	3 – 4	436	301	20	32

Час запізнення сигналу. Швидкість приходу. При збільшенні відстані між місцем вибуху метеороїду та місцем розташування інфразвукової станції спостерігалася тенденція до збільшення часу запізнення. Відхилення від цієї

тенденції було пов’язано, швидше за все, з різними метеоумовами на трасі поширення і, зокрема, зі впливом вітру на швидкість поширення інфразвукового сигналу.

Залежність швидкості приходу інфразвукового сигналу від зазначеної вище відстані не настільки очевидна. Як видно з табл. 3.5.2, швидкість приходу інфразвукового сигналу змінювалася приблизно від 263 до 308 м/с. Такі варіації швидкості пов’язані з тими ж причинами, що зумовили варіації часу запізнення інфразвукового сигналу.

Тривалість сигналу. Як видно з табл. 3.5.2, тривалість інфразвукового сигналу була близька до 20 хв. Дисперсійне подовження сигналу при збільшенні відстані між місцем вибуху та місцем розташування інфразвукової станції від 3327 до 7869 км практично не позначилося.

Зауважимо, що під час вибуху Челябінського космічного тіла дисперсійне подовження було помітно вираженим [29].

Переважаючі періоди коливань. Системний спектральний аналіз показав, що для всіх інфразвукових станцій в спектрі містилися періоди від ~5 до ~40 с. Відмітимо, що в спектрі інфразвукового сигналу від Челябінського метеороїду містилися коливання з періодами 10 – 100 с. У випадку Камчатського метеороїду переважали коливання з періодом від 23 до 32 с. При цьому середнє значення періоду за всіма станціями становило 29.2±1.8 с. Крім того, на трьох станціях (I53US, I30JP та I57US) спостерігалися також періоди від 12 до 15 с. Середнє значення цього періоду становило 13.0±1.0 с.

Необхідно додати, що більший період був близький до переважаючого періоду коливань, які спостерігалися під час вибуху Челябінського космічного тіла [29]. У той же час енергії вибуху відрізнялися в 2.54 рази. Відповідно до теорії, періоди повинні були відрізнятися в $2.54^{1/3} \approx 1.37$ рази. При цьому розрахункове значення періоду для Камчатського метеороїду становить 21.2 ± 1.3 с. Розрахований із регресії (3.5.7) період дорівнює 24.3 ± 3.2 с. Незначна відмінність розрахункового періоду від

спостережуваного може бути пов'язана з відмінністю у висотах вибухів метеороїдів (23.3 км для Челябінського метеороїду та 25.6 км для Камчатського метеороїду), в кутах нахилу траєкторії до поверхні Землі (18° для Челябінського космічного тіла і 79° для Камчатського космічного тіла), а також з похибками оцінки величини періоду (одиниці секунд).

Важче пояснити значення меншого періоду (12 – 15 с). Можливо, цей період пов'язаний з нелінійним перетворенням частоти поблизу місця вибуху, де ударна хвиля, що є джерелом інфразвуку, наперед є нелінійною. Якщо період 24.3 ± 3.2 с відповідав частоті основної гармоніки, то період 12 – 15 с – подвоєній частоті гармоніки.

Кореляційне поле «відношення сигнал/шум – відстань». Значний рівень довірчих інтервалів на рис. 3.5.11 свідчить про різний рівень шуму в місцях розташування мікробарографів. Природно, що при цьому мали місце і флуктуації рівня сигналу, що залежать від стану атмосфери на кожній із трас.

Регресії (3.5.1) та (3.5.2) однаково добре описують залежність $q(r)$. Однак через аномально великі значення q (а значить, й Δp) на станції I53US регресії (3.5.1) та (3.5.2) слід визнати незадовільними.

Кореляційне поле «час запізнення сигналу – відстань». Із співвідношення (3.5.3) випливає, що середня для всіх трас швидкість приходу

$$\bar{v} = \left(\frac{d}{dr} \Delta t \right)^{-1} \approx 301.5 \text{ м/с}.$$

Згідно регресії (3.5.3), при $r = 0$ час запізнення $\Delta t_0 \approx 14.3 \pm 18.0$ хв, тобто через великі значення σ воно не може бути визначено. З оцінок слідує, що при висоті вибуху метеороїду $z_e \approx 25.6$ км та середній швидкості звуку $v_s \approx 0.3$ км/с час запізнення $\Delta t_0 \approx z_e/v_s$ повинен бути близьким до 1.4 хв. Оскільки для всіх трас $\Delta t_0 \ll \Delta t, \sigma$, значення Δt_0 не може бути визначено з регресії (3.5.3).

Кореляційне поле «швидкість приходу – відстань». Через збільшення довжини траєкторії при багаторазовому відбитті від стінок хвилеводу при

збільшенні r зазвичай спостерігається спадаюча залежність $v(r)$ [167, 171]. За сферичної розбіжності хвилі убиваючої залежності не спостерігається, відмічаються лише сильні флуктуації v, пов'язані з різним станом атмосфери на трасі. Хвилеводному поширенню відповідає регресія (3.5.4), яку слід визнати не повною мірою задовільною через низькі значення R та великі значення σ. За сферичної розбіжності $\langle v \rangle = 286.5 \pm 7.2$ м/с, а σ = 17.6 м/с. Це значення v помітно відрізняється від $\bar{v} \approx 301.5$ м/с.

Кореляційне поле «швидкість приходу – синус азимутального кута». Наявність такої залежності пояснюється в першу чергу впливом вітру на швидкість приходу сигналу, а в другу чергу – відмінністю в стані атмосфери на різних трасах. При переважанні зонального вітру залежність v від синусу азимутального кута має вигляд [29, 165, 171]

$$v = v' \pm w \sin A, \tag{3.5.14}$$

де v – спостережувана швидкість сигналу, v' – його швидкість за відсутності вітру, w – швидкість вітру, знаки ± відповідають східному та західному вітру.

Порівнюючи (3.5.5) та (3.5.6) з (3.5.14), отримаємо, що при західному вітрі $w \approx 18$ м/с, а $v' \approx 284 - 285$ м/с. Значення v' є дуже близьким до $\langle v \rangle \approx 286.5 \pm 7.2$ м/с. Швидкість вітру $w \approx 18$ м/с є розумною для тропосферно-стратосферних висот.

Кореляційне поле «період – відстань». За отриманим значенням в (3.5.7) $\bar{T} \approx 24.3 \pm 3.2$ с, використовуючи співвідношення з роботи [189], можна оцінити початкову кінетичну енергію Камчатського метеороїду. Співвідношення за $E > 40$ кт ТНТ має вигляд:

$$\lg \frac{E}{2} = 4.014 \lg T - 3.61,$$

де E дається в кт ТНТ, а T – в с.

Розрахунки дають $E \approx 179^{+115}_{-77}$ кт ТНТ. За $\bar{T} = 24.3$ с маємо $\bar{E} \approx 179$ кт ТНТ. Середнє значення 179 кт ТНТ відрізняється від значення енергії, даного НАСА (173 кт ТНТ), на 3.5 %.

Кореляційне поле «спостережуваний азимут – істинний азимут». Регресійна залежність (3.5.8) має дуже високий коефіцієнт достовірності $R \approx 0.9996$. Значення σ достатньо велике. Це пов'язано з флуктуаціями азимутального кута.

Кореляційне поле «флуктуації азимуту – відстань». Флуктуації – знакозмінні, немає чіткої залежності $\Delta A(r)$. Для абсолютних значень флуктуацій $|\Delta A|$ регресія набуде вигляду (3.5.9). При цьому мають місце невисокий коефіцієнт достовірності та значна величина σ.

Кореляційне поле «амплітуда сигналу – відстань». Залежності (3.5.10) і (3.5.11) мають дуже високий коефіцієнт достовірності. Їх, однак, не можна вважати достовірними, оскільки глибина загасання складає 0.56 и 0.63 Мм, більш того, нереально великі коефіцієнти загасання, які дорівнюють 1.8 и 1.6 Мм$^{-1}$. Останнє обумовлено аномально великою амплітудою сигналу ($\Delta p \approx 3.3$ Па) на станції I53US, що могло бути пов'язано з фокусуванням інфразвукових променів у неоднорідній атмосфері. Якщо виключити з розгляду амплітуду хвилі для цієї станції, то регресії набудуть вигляду (3.5.12) і (3.5.13). Для них коефіцієнти загасання Г дорівнюють 0.168 и 0.059 Мм$^{-1}$, а глибина загасання – 6 і 16 Мм відповідно.

Щоб віддати перевагу одній з регресій (3.5.12) і (3.5.13), обчислимо енергію акустичної хвилі E_{a0} за циліндричної та сферичної розбіжностей хвилі [199]:

$$E_a = \frac{\pi r h \overline{\Delta p^2} \Delta T}{\rho_0 v_s}, \tag{3.5.15}$$

$$E_a = \frac{2\pi r^2 \overline{\Delta p^2} \Delta T}{\rho_0 v_s}, \tag{3.5.16}$$

де h – висота хвилеводу, ΔT – тривалість сигналу, $\overline{\Delta p^2}$ – середній квадрат амплітуди сигналу, ρ_0 – густина повітря у поверхні Землі, v_s – середня швидкість звуку. Припустимо $h \approx 60$ км, $v_s \approx 320$ м/с, $\rho_0 \approx 1.25$ кг/м^3, $r = 3.327$ Мм, $\overline{\Delta p^2} \approx 0.12$ Па^2, $\Delta T = 20$ хв (для станції I30JP), тоді з (3.5.15) та

(3.5.16) отримаємо $E_a \approx 1.1 \cdot 10^9$ Дж і $E_a \approx 2.55 \cdot 10^{13}$ Дж. Урахування загасання призведе до зменшення енергії інфразвукових хвиль

$$E_a = E_{a0} e^{-2\alpha}, \tag{3.5.17}$$

де $\alpha = \Gamma r$.

Із (3.5.17) отримаємо, що у відсутності загасання

$$E_{a0} = E_a e^{2\alpha}.$$

За циліндричної та сферичної розбіжностей маємо E_{a0}, яка дорівнює $1.55 \cdot 10^9$ Дж та $2.9 \cdot 10^{13}$ Дж. За кінетичної енергії Камчатського метеороїду $E \approx 7.24 \cdot 10^{14}$ Дж коефіцієнт акустичної ефективності

$$\eta_a = \frac{E_{a0}}{E}$$

становить близько $2 \cdot 10^{-6}$ та $4 \cdot 10^{-2}$ відповідно. Для циліндричної розбіжності коефіцієнт акустичної ефективності видається занадто малим. Зазвичай в енергію інфразвукової хвилі перетворюється ~0.1 – 1 % кінетичної енергії космічного тіла [29].

Таким чином, перевагу слід надати регресії (3.5.17).

Основні результати

З використанням даних вимірювань 6 станцій міжнародної системи моніторингу ядерних випробувань Організації з Договору про всеосяжну заборону ядерних випробувань наведено аналіз часових залежностей тиску в інфразвуковій хвилі, згенерованій протягом падіння Камчатського метеороїду 18 грудня 2018 р. і встановлено наступне.

1. Амплітуда інфразвукового сигналу та відношення сигнал/шум досить швидко зменшувалися при збільшенні відстані від місця вибуху метеороїду до місця реєстрації сигналу. Перевагу слід надати регресійній залежності (3.5.13).

2. Час запізнення інфразвукового сигналу збільшувався в міру збільшення відстані між місцем вибуху космічного тіла та місцем реєстрації

сигналу. Швидкість приходу сигналу залежала від вказаної відстані й орієнтації траси та змінювалася в межах 269 – 308 м/с. Середня для всіх трас швидкість приходу становила 301.5 м/с.

3. Тривалість інфразвукового сигналу практично не залежала від відстані між місцем генерації та місцем реєстрації сигналу. Дисперсійне розширення хвильового цугу було несуттєвим.

4. Спектри інфразвукового сигналу були широкосмуговими, в них були присутні періоди від ~ 5 до ~ 40 с. Разом з тим найбільша енергія припадала на виділені періоди 12 – 15 і 28 – 33 с. Значення періоду практично не залежало від відстані. Середнє значення періоду становило 24.3±3.2 с. Йому відповідала початкова кінетична енергія Камчатського метеороїду, яка дорівнювала 179 кт ТНТ. Це значення практично не відрізнялося від енергії, отриманої НАСА (173 кт ТНТ).

5. Скоріш за все, мала місце сферична розбіжність хвилі. Про це свідчать регресії (3.5.2) и (3.5.13), яким варто надати перевагу, а також те, що швидкість приходу сигналу практично не залежала від відстані. Середнє значення швидкості складало 286.5 ± 7.2 м/с.

6. Регресійна залежність швидкості приходу від азимутального кута дозволила оцінити напрямок (західний), середню швидкість (18 м/с) тропосферно-стратосферного вітру та істинну швидкість приходу інфразвукового сигналу (284 – 285 м/с).

7. Існує стійкий статистичний зв’язок між спостережуваним і істинним значеннями азимуту джерела інфразвукового сигналу. Абсолютні значення флуктуацій азимуту мали тенденцію до збільшення при збільшенні відстані.

8. У припущенні сферичної розбіжності хвилі отримано оцінку акустичної енергії (біля $2.9 \cdot 10^{13}$ Дж) та коефіцієнту акустичної ефективності (біля $4 \cdot 10^{-2}$).

РОЗДІЛ 4. ХАРАКТЕРИСТИКИ ІНФРАЗВУКОВИХ ХВИЛЬ, ЗГЕНЕРОВАНИХ У ПРОЦЕСІ ВИВЕРЖЕННЯ ВУЛКАНУ

Результати цього розділу опубліковано в роботі авторів [200].

4.1 Загальні відомості про вулкан St. Helens

Дослідження залежності параметрів інфразвукових хвиль від умов на трасі поширення є важливою прямою радіофізичною задачею. Без її розв’язання неможливий розв’язок зворотньої радіофізичної задачі, який зводиться до знаходження параметрів джерела інфразвуку за характеристиками інфразвукової хвилі.

Важливою особливістю інфразвукових хвиль, за якої можливий успішний розв’язок зворотньої радіофізичної задачі, є їхня здатність поширюватися в глобальних масштабах практично без загасання [2].

Одним із потужних джерел інфразвукових хвиль є вибухи та виверження вулканів [48–54, 201–204].

Мета цього розділу – побудова регресій, які описують залежність амплітуди інфразвукової хвилі, згенерованої протягом вибуху вулкану St. Helens, від відстані. Як відомо, виверження вулкану мало місце 18 травня 1980 року. Катастрофа супроводжувалася цілим комплексом ефектів: як акустичних, так і сейсмічних [200–203]. У процесі виверження інфразвукова хвиля декілька разів обігнула земну кулю, що дозволило зареєструвати за допомогою барографів того часу не лише «пряму», але й «зворотню» хвилю.

4.2 Засоби та методи

Для побудови регресій використовувались результати реєстрації амплітуд інфразвукових сигналів, представлені в роботі [176]. Для подальшого аналізу використовувались дані, отримані на віддаленні $r \approx 0{,}9$ – 39 Мм від епіцентру вибуху (табл. 4.2.1). Із табл. 4.2.1 видно, що амплітуда

сигналу змінювалась від 25 до 1,5 Па. Більшість станцій було віддалено на відстань $r \approx 8$ Мм.

Таблиця 4.2.1 Загальні відомості про інфразвукові станції, зареєструвавших інфразвуковий сигнал від виверження вулкану St. Helens (за матеріалами роботи [176])

Місцерозташування станції	Широта	Довгота	Відстань, Мм	Амплі-туда, Па
Berkeley, CA	37.9°N	122.3°W	0.925	17.5
Boulder, CO	40.0°N	105.2°W	1.530	25
Washington, DC	39.0°N	77.1°W	3.700	10.5
Palisades, NY	41.4°N	73.9°W	3.950	10
Honolulu, Hl	21.3°N	157.6°W	4.156	8.5
Kushiro, Japan	43.0°N	144.4°E	6.945	7
Akita, Japan	39.7°N	140.1°E	7.453	1.5
Tokyo, Japan	35.7°N	139.8°E	7.778	5
Wajima, Japan	37.4°N	136.9°E	7.833	5.5
DeBilt, Netherlands	52.2°N	5.3°E	7.982	20
Hamburg, FRG	53.5°N	10.1°E	8.000	7.1
Buchholz, FRG	53.4°N	9.9°E	8.010	7.35
Tonago, Japan	35.4°N	133.4°E	8.211	5.5
DeBilt, Netherlands	52.2°N	5.3°E	32.049	1.5
Berkeley, CA	37.9°N	122.3°W	39.106	6.5

4.3 Результати аналізу залежності тиску від відстані

Припустимо спочатку, що згенерована вибухом вулкану хвиля сферичного типу. Тоді регресійна залежність має вигляд: $\Delta p = a/r+b$. Результати апроксимації даних спостереження представлено на рис. 4.3.1. Регресія має вигляд:

$$\Delta p = 26.18 r^{-1}, \qquad R \approx 0.26, \qquad \sigma \approx 6.43 \text{ Па}, \tag{4.3.1}$$

$$\Delta p = 16.21 r^{-1} + 5.35, \qquad R \approx 0.67, \qquad \sigma \approx 5.12 \text{ Па}. \tag{4.3.2}$$

Тут R – коефіцієнт достовірності апроксимації, σ – середнє квадратичне відхилення регресії.

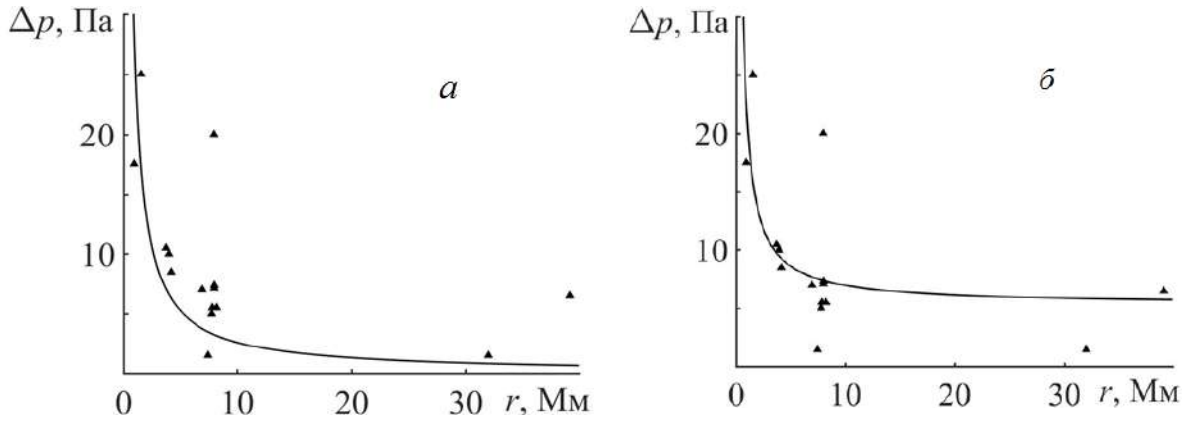


Рис. 4.3.1 Залежність амплітуди хвилі тиску, згенерований виверженням вулкану St. Helens, від відстані між епіцентром і мікробарографом. Залежність побудовано за $N = 15$ трасами: *а* – апроксимація степеневим законом $\Delta p = 26.18r^{-1}$, коефіцієнт достовірності апроксимації $R \approx 0.26$, середнє квадратичне відхилення $\sigma \approx 6.43$ Па; *б* – $\Delta p = 16.21r^{-1}+5.35$, $R \approx 0.67$, $\sigma \approx 5.12$ Па

У випадку циліндричної розбіжності фронту хвилі регресійна залежність має вигляд: $\Delta p = ar^{-0,5}+b$. Рівняння регресій приймають вигляд (рис. 4.3.2):

$$\Delta p = 21.03r^{-0.5}, \qquad R \approx 0.70, \qquad \sigma \approx 4.73 \text{ Па}, \qquad (4.3.3)$$

$$\Delta p = 20.87r^{-0.5} + 0.09, \qquad R \approx 0.70, \qquad \sigma \approx 4.90 \text{ Па}. \qquad (4.3.4)$$

Якщо до циліндричної розбіжності фронту хвилі додати загасання, тоді результати апроксимації набувають вигляду, наведеного на рис. 4.3.3. Відповідна регресійна залежність має вигляд:

$$\Delta p = 21.46r^{-0.5}\mathrm{e}^{-0.054r} + 1.35, \qquad R \approx 0.89, \qquad \sigma \approx 3.19 \text{ Па}. \qquad (4.3.5)$$

На рис. 4.3.4 показано результати апроксимації наступними залежностями:

$$\Delta p = 21.05r^{-0.536}, \qquad R \approx 0.86, \qquad \sigma \approx 3.21 \text{ Па}, \qquad (4.3.6)$$

$$\Delta p = 21.33r^{-0.562}, \qquad R \approx 0.88, \qquad \sigma \approx 3.17 \text{ Па}. \qquad (4.3.7)$$

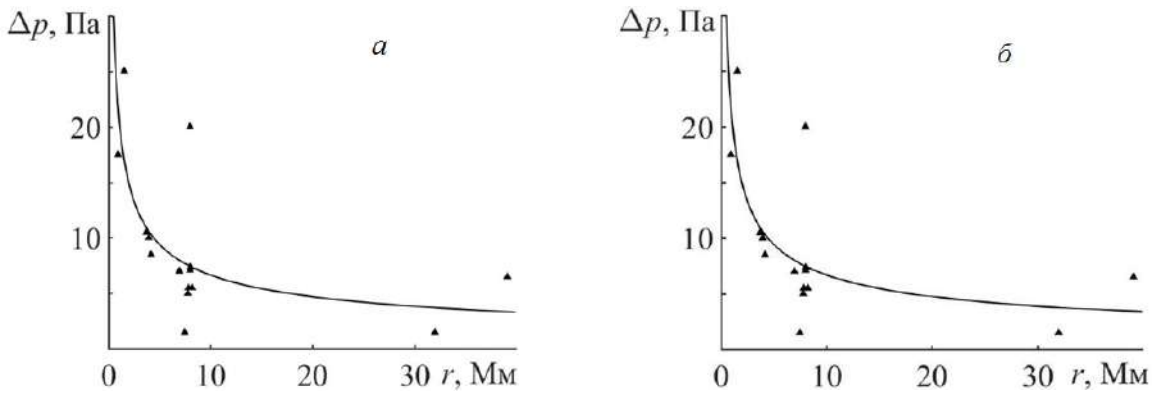


Рис. 4.3.2 Залежність амплітуди хвилі тиску, згенерованої виверженням вулкану St. Helens, від відстані між епіцентром і мікробарографом. Залежність побудовано за $N = 15$ трасами: *а* – апроксимація степеневим законом: $\Delta p = 21.03r^{-0.5}$, $R \approx 0.70$, $\sigma \approx 4.73$; *б* – $\Delta p = 20.87r^{-0.5}+0.09$, $R \approx 0.70$, $\sigma \approx 4.90$

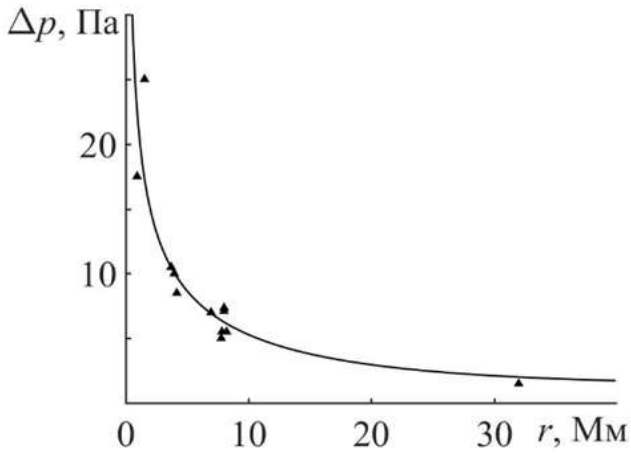


Рис. 4.3.3 Залежність амплітуди хвилі тиску, згенерованої виверженням вулкану St. Helens, від відстані між епіцентром і мікробарографом. Залежність побудовано за $N = 12$ трасами. Опущено дані станцій Akita, Japan (7.453; 1,5), DeBilt, Netherlands (7.982; 20) і Berkeley, CA (39.11; 6.5). Апроксимація експоненційно-степеневим законом: $\Delta p = 21.46r^{-0,5}e^{-0.05r}+1.35$, $R \approx 0.89$, $\sigma \approx 3.19$ Па

4.4 Обговорення

Регресія (4.3.1) не може вважатися прийнятною, оскільки значення $R \approx 0.26$ – занадто мале. Для регресії (4.3.2) значення $R \approx 0.67$ – значно більші. Однак, і ця регресія не є задовільною, тому що не виконується очевидна вимога $\Delta p(\infty) = 0$. Таким чином, слід визнати, що на достатньо великих ($r \geq 1$ Мм) віддаленнях від епіцентру інфразвукова хвиля не була сферичною. Регресії (4.3.3) та (4.3.4) мають близькі значення як R, так і σ. Тим не менш, регресію (4.3.4) слід відкинути з тієї причини, що $\Delta p(\infty) \neq 0$.

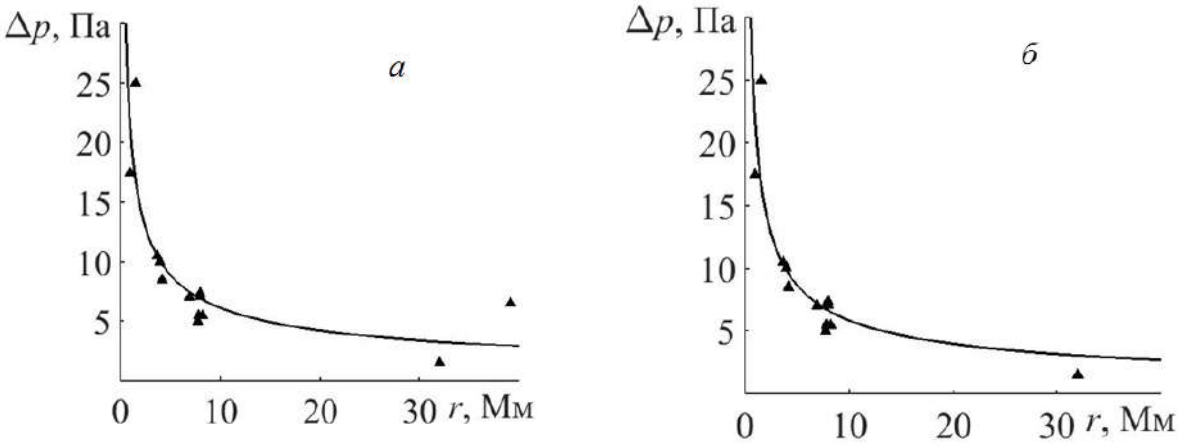


Рис. 4.3.4 Залежність амплітуди хвилі тиску, згенерованої виверженням вулкану St. Helens, від відстані між епіцентром і мікробарографом. Апроксимація степеневим законом: *а* – за 13 трасами, опущено дані станцій DeBilt, Netherlands (7.982; 20) та Akita, Japan (7.453; 1.5), $\Delta p = 21.05r^{-0.536}$, $R \approx 0.86$, $\sigma \approx 3.21$ Па; *б* – за 12 трасами, опущено дані станцій Berkeley, CA (39.11; 6.5), DeBilt, Netherlands (7.982; 20) та Akita, Japan (7.453; 1.5), $\Delta p = 21.33r^{-0.562}$, $R \approx 0.88$, $\sigma \approx 3.17$ Па

Найбільше значення $R \approx 0.89$ та найменше значення $\sigma \approx 3.19$ Па має регресія (4.3.5). Вона описує поширення інфразвукової хвилі в хвилеводі «земля – стратосфера» (а також частково в хвилеводі «земля – термосфера») при наявності в ньому загасання. Загасання не може бути пов’язане з молекулярним поглинанням і розсіянням інфразвуку на турбулентних неоднорідностях атмосфери. Скоріш за все, воно обумовлене «висвічуванням» частини енергії з хвилеводу. Коефіцієнт загасання, як випливає з даних апроксимації, близький до 0.054 Мм$^{-1}$, а глибина загасання є близькою до 18.4 Мм. Значення коефіцієнту загасання отримане за вимірюваннями на одній станції та, тому, потребується його уточнення. На жаль, ця регресія не є справедливою при $r \to \infty$. Більш прийнятними є регресії (4.3.6) та (4.3.8). Додаткове в порівнянні з регресіями (4.3.1) та (4.3.4) послаблення хвилі, вочевидь, пов’язане з «висвічуванням» частини енергії з хвилеводу.

4.5 Висновки до розділу 4

1. Для різних моделей розбіжності фронту хвилі побудовано регресії, апроксимуючі дані спостережень.

2. Правдоподібною виявилась модель поширення інфразвукової хвилі в хвилеводі «земля – стратосфера» (а також частково в хвилеводі «земля – термосфера») з загасанням. Отримано оцінку коефіцієнту загасання (0.054 $Мм^{-1}$). При цьому глибина загасання складала близько 18.4 Мм.

3. Найбільш прийнятними є залежності (4.3.6), (4.3.7), які описують ослаблення хвилі при хвилеводному поширенні з «висвічуванням» частини її енергії.

РОЗДІЛ 5. ХАРАКТЕРИСТИКИ ІНФРАЗВУКОВИХ ХВИЛЬ, ЗГЕНЕРОВАНИХ ВПРОДОВЖ ТЕХНОГЕННОЇ КАТАСТРОФИ

5.1. Загальні відомості про техногенну катастрофу поблизу м. Вінниця

Одним із джерел інфразвукових хвиль є масові хімічні вибухи. Така ситуація виникає при кар'єрних розробках корисних копалин, при проведенні військових дій [2, 91, 205], а також при катастрофах на військових складах і арсеналах боєприпасів [87, 88, 154]. Подібні катастрофи, на превеликий жаль, неодноразово ставались в Україні: в 2003 р. поблизу м. Артемівськ (тепер м. Бахмут), в 2004 р. поблизу м. Мелітополь, в 2008 р. поблизу м. Лозова, в 2015 р. поблизу м. Сватово [54, 154]. Лише в 2017 р. мали місце дві масштабні катастрофи на воєнних складах біля м. Балаклея та м. Вінниця [91].

З точки зору геофізики та фізики геокосмосу масові вибухи являють собою різновид активних експериментів. Активні експерименти проводяться для вивчення прямих і зворотних, позитивних і негативних зв'язків у системі Земля – атмосфера – іоносфера – магнітосфера, для вивчення взаємодії підсистем у цій системі.

Вибухи як джерело збурень, як джерело інфразвуку, давно використовуються в наукових цілях [206, 207]. Для вивчення атмосфери на висотах до 100 км і дальнього поширення інфразвукових хвиль застосовують хімічні вибухи з відносно невеликим енерговиділенням (~1 кт ТНТ – 10 кг ТНТ) [206, 207]. Для дослідження реакції верхньої атмосфери, іоносфери та магнітосфери використовують хімічні вибухи із тротиловим еквівалентом від сотні тонн до одиниць кілотонн [208–215].

Реакцію системи Земля–атмосфера–іоносфера–магнітосфера на окремий вибух вивчено порівняно добре [208–215].

Вплив масових відносно малопотужних вибухів на вказану систему досліджено значно хуже. Маються лише окремі роботи, присвячені подібним

дослідженням [54, 87, 205]. У цих роботах продемонстровано, що масові хімічні вибухи в тій чи іншій мірі можуть зачіпати всі підсистеми системи Земля–атмосфера–іоносфера–магнітосфера.

Складність дослідження особливостей поширення інфразвукових хвиль, згенерованих протягом техногенної катастрофи на арсеналі боєприпасів, полягає в наступному. По-перше, вибухи супроводжуються інтенсивними пожежами, які самі є джерелом інфразвуку. По-друге, збурення в навколоземному середовищі над місцем катастрофи при серіях вибухів, які повторюються, поступово накопичуються, утворюється своєрідний купол, параметри якого істотно відрізняються від параметрів незбуреної атмосфери. По-третє, цей купол істотно впливає на умови захвату інфразвукових хвиль у хвилеводах «Земля – стратосфера», «Земля – мезосфера» та «Земля – термосфера». По-четверте, інтенсивність вибухів у різних серіях має різну величину, що визначає інтенсивність і спектральний склад інфразвукових хвиль, згенерованих протягом масових хімічних вибухів.

Таким чином, дослідження параметрів інфразвукових хвиль, які утворилися в процесі техногенних катастроф на воєнних складах, і особливостей їхнього поширення є актуальною радіофізичною задачею.

Метою даного підрозділу є вивчення особливостей хвильових форм інфразвукових сигналов, їхніх амплітуд і спектрального складу при дальньому (~150 км – 180 км) поширенні хвиль, згенерованих протягом техногенної катастрофи на арсеналі боєприпасів поблизу м. Вінниця 26 – 27 вересня 2017 р.

Результати цього розділу опубліковано в [91, 216–221].

Загальні відомості про катастрофу

На військових складах (арсенал №48 Міноборони України, в/ч А-1119), дислокованих поблизу смт Калинівка, Вінницька обл., Україна, знаходилось близько 188 тис. т боєприпасів (10 тис. умовних вагонів). Площа арсеналу – 60 га. Його географічні координати: 49°25′ пн.ш., 28°30′ сх.д. На складах

збурігались артилерійські снаряди різних калібрів, а також ракети залпового вогню «Смерч», «Ураган» і «Град». Радіус розльоту останніх міг досягати десятків кілометрів, а радіус розльоту уламків снарядів, які розривалися – 3–5 км. З цієї причини був закритий повітряний простір у радіусі 50 км від епіцентру катастрофи.

Перша серія масових вибухів прогриміла 26 вересня 2017 р. о 19:59 UT (тут і далі всесвітній час). Масові вибухи припинились лише 27 вересня о 08:03. Усього відмічено 26 серій масових вибухів [91]. Їхнє енерговиділення змінювалось від 0.3 до 53 т ТНТ.

Сумарний енерговміст на арсеналі складав близько 0.1 Мт ТНТ. На щастя, прореагувала лише частина всіх боєприпасів. Вибухи супроводжувались масштабними пожежами (рис. 5.1.1). Висота полум’я досягала 100 м – 150 м, а висота підйому нагрітих продуктів – декількох кілометрів.

Засоби та методи

Техногенна катастрофа відбулася в центрі України. Біля епіцентру розміщувались вимірювальні засоби Головного центру спеціального контролю НЦУВКЗ Державного космічного агентства України. До них, зокрема, відносяться інфразвукові та сейсмічні станції.

Для аналізу параметрів інфразвукових хвиль використовувались вимірювання, виконані на станціях Кам’янець-Подільський, Малин і Балта (рис. 5.1.2). Станції обладнано мікробарографами, функціонуючими в діапазонах частот 0.03 Гц – 10 Гц (Кам’янець-Подільський), 0.3 Гц – 10 Гц (Малин) і 0.03 – 0.3 Гц (Балта) відповідно. Діапазон вимірюваних варіацій тиску мікробарографів складав 0.01 – 100 Па. На станції Кам’янець-Подільський (географічні координати 48.56° пн.ш., 26.46° сх.д.), віддаленої від епіцентру вибухів на відстань R = 176 км, виконано чотирьохканальні вимірювання інфразвукового сигналу. Станція Малин (географічні координати 50,70° пн.ш., 29,22° сх.д.), віддалена від арсеналу на 153 км, має

два канали реєстрації інфразвукових сигналів. Одноканальна станція Балта (географічні координати 47.94° пн.ш., 29.60° сх.д.) віддалена від епіцентру катастрофи на 181 км.

Рис. 5.1.1 Вибух та масштабна пожежа від детонації боєприпасів на складах неподалік смт Калинівка

При виборі перерахованих інфразвукових станцій автори керувались тим, щоб станції розташовувались навколо епіцентру вибухів і приблизно на однаковій відстані від нього. Це дозволило нам вивчити азимутальні особливості поширення хвиль.

Для визначення моментів вибухів і оцінки їхньої інтенсивності нами використовувались вимірювання на 24-елементній сейсмічній станції PS45 Міжнародної системи моніторингу Організації Договору про всеосяжну заборону ядерних випробувань (МСМ ОДВЗЯВ), дисльоковану поблизу м. Малин (50.70° пн.ш., 29.22° сх.д.). Оцінка енерговиділення проводилася з використанням магнітуди m_b утвореного вибухами землетрусу:

$$\lg E = \frac{m_b - 1.86}{0.72},$$

Рис. 5.1.2 Розташування станцій відносно місця катастрофи. Цифрами на рисунку позначено: 1 – епіцентр катастрофи (в/ч А-1119, Вінницька обл., Україна); 2 – інфразвукова станція Кам’янець-Подільський; 3 – інфразвукова станція Малин; 4 – інфразвукова станція Балта

де m_b – магнітуда землетрусу, отримана для об’ємних хвиль, E – енергія в т ТНТ.

Результати оцінки енергії серій вибухів наведено в табл. 5.1.1. Видно, що $E \approx 0.3$ т ТНТ – 53 т ТНТ.

Приклад реєстрації інфразвукового сигналу на індикаторі кругового огляду на станції Кам’янець-Подільський показано на рис. 5.1.3. Із рис. 5.1.3 видно, що азимут джерела інфразвуку $A \approx 54.5 \pm 4.6°$.

Приклад реєстрації інфразвукового сигналу на станції Кам’янець-Подільський показано на рис. 5.1.4. Для підвищення достовірності виявлення інфразвукового сигналу застосовується багатоканальна кореляційна обробка (верхня панель), а також оцінка азимуту та швидкості (панелі зверху вниз). На чотирьох нижніх панелях наведено хвильові форми інфразвукового сигналу, зареєстрованого чотирьохканальним мікробарографом.

Таблиця 5.1.1 Сейсмічні дані про серії вибухів

№	Дата	Время взрыва (UT)	Магнитуда, m_b	Расчетная мощность, т ТНТ
1	26 сентября 2017 г.	18:59:59	1.5	0.3
2	26 сентября 2017 г.	19:01:00	1.9	1.1
3	26 сентября 2017 г.	19:02:30	2.4	5.6
4	26 сентября 2017 г.	19:37:18	1.6	0.44
5	26 сентября 2017 г.	19:38:26	1.7	0.6
6	26 сентября 2017 г.	19:43:45	2.4	5.6
7	26 сентября 2017 г.	19:47:42	2.2	3.0
8	26 сентября 2017 г.	19:53:03	1.8	0.83
9	26 сентября 2017 г.	19:57:14	2.7	15
10	26 сентября 2017 г.	19:59:30	3.1	53
11	26 сентября 2017 г.	20:05:31	1.8	0.83
12	26 сентября 2017 г.	20:09:19	2.2	3.0
13	26 сентября 2017 г.	21:39:58	2.4	5.6
14	26 сентября 2017 г.	22:02:13	2.0	1.6
15	26 сентября 2017 г.	22:03:56	2.2	3.0
16	26 сентября 2017 г.	22:14:44	3.1	53
17	26 сентября 2017 г.	23:17:40	1.6	0.44
18	26 сентября 2017 г.	23:39:38	1.4	0.23
19	26 сентября 2017 г.	23:56:42	1.8	0.83
20	26 сентября 2017 г.	23:58:15	2.0	1.6
21	27 сентября 2017 г.	01:32:44	1.8	0.83
22	27 сентября 2017 г.	02:30:25	1.8	0.83
23	27 сентября 2017 г.	02:31:08	3.0	38
24	27 сентября 2017 г.	02:40:00	1.7	0.6
25	27 сентября 2017 г.	05:08:33	2.8	20
26	27 сентября 2017 г.	08:03:59	1.9	1.1

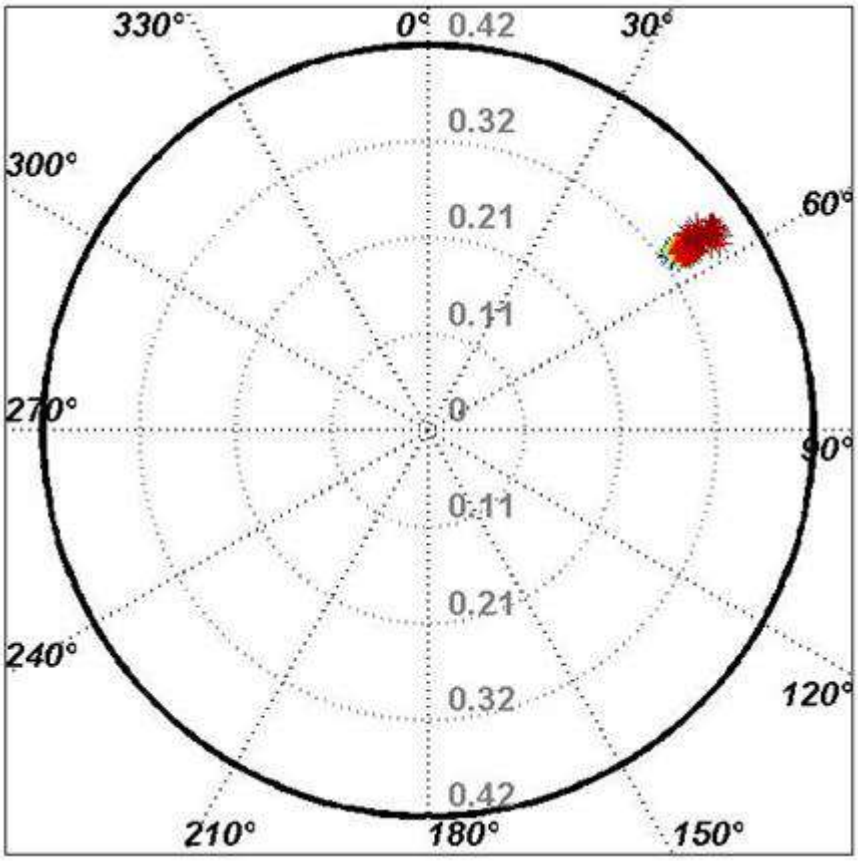


Рис. 5.1.3 Панель індикатора кругового огляду для визначення джерела азимуту (станція Кам'янець-Подільський). Уздовж радіусу відкладена швидкість (км/с), кутова координата являє собою азимут. На індикаторі чітко видний слід від акустичного сигналу, який спостерігався 26 вересня 2017 р. о 20:09:19. Параметри сигналу такі: азимут – 54.5±4.6°, швидкість – 0.344±0.008 км/с. Енерговиділення вибуху становило 53 т ТНТ

Методика обробки даних спостережень у даних дослідженнях зводилася до наступного. Спочатку результати вимірювань часових залежностей тиску $\Delta p(t)$ переводились із відносних одиниць у абсолютні. Далі залежності $\Delta p(t)$ піддавались фільтрації в діапазоні періодів 0.2 с – 10 с. Потім здійснювався системний спектральний аналіз (ССА) відфільтрованих залежностей $\Delta p(t)$ за допомогою віконного перетворення Фур’є (ОПФ), адаптивного перетворення Фур’є (АПФ) та вейвлет-перетворення (ВП) [198]. При використанні ВП в якості базисної функції залучався вейвлет Морле [198].

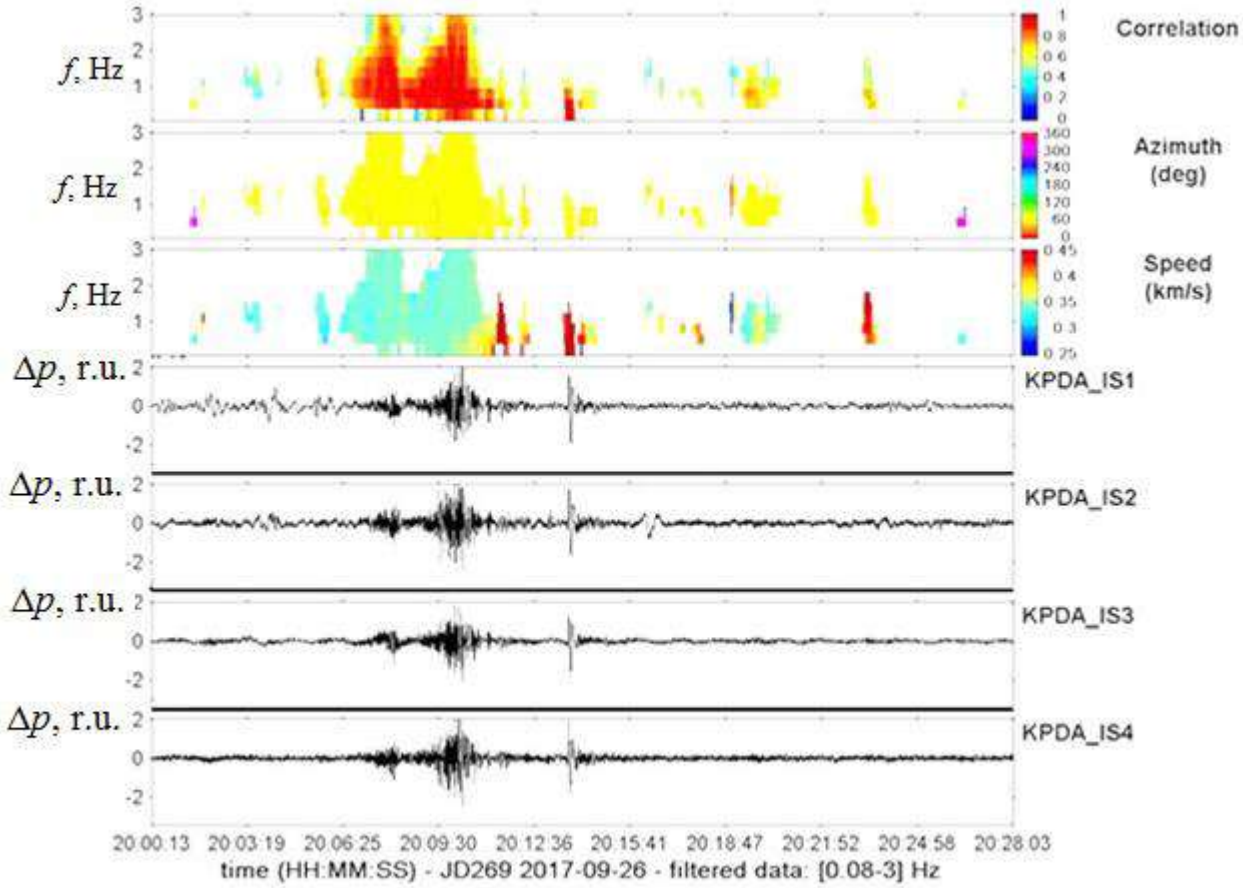


Рис. 5.1.4 Результат обробки інфразвукового сигналу, зареєстрованого інфразвуковою станцією Кам'янець-Подільський 26 вересня 2017 р. Панелі зверху донизу: коефіцієнт міжканальної кореляції рівня сигналу; азимут джерела інфразвуку; швидкість приходу інфразвуку; часові залежності рівня приходу (у відносних одиницях) інфразвуку в чотирьох каналах. Енерговиділення становило 15 і 53 т ТНТ для першого та другого сигналів відповідно

Результати спостережень і аналізу

Залежність від величини енерговиділення. Хвильові форми відфільтрованих інфразвукових сигналів, зареєстрованих на станції Кам’янець-Подільський 26 – 27 вересня 2017 р. при різному енерговиділенні, показано на рис. 5.1.5. З вибухами пов’язані найбільш інтенсивні (з амплітудою ~0.1 Па – 0.3 Па) високочастотні коливання. На рис. 5.1.5*д* також спостерігаються коливання з амплітудою близько 0.02 Па та періодом

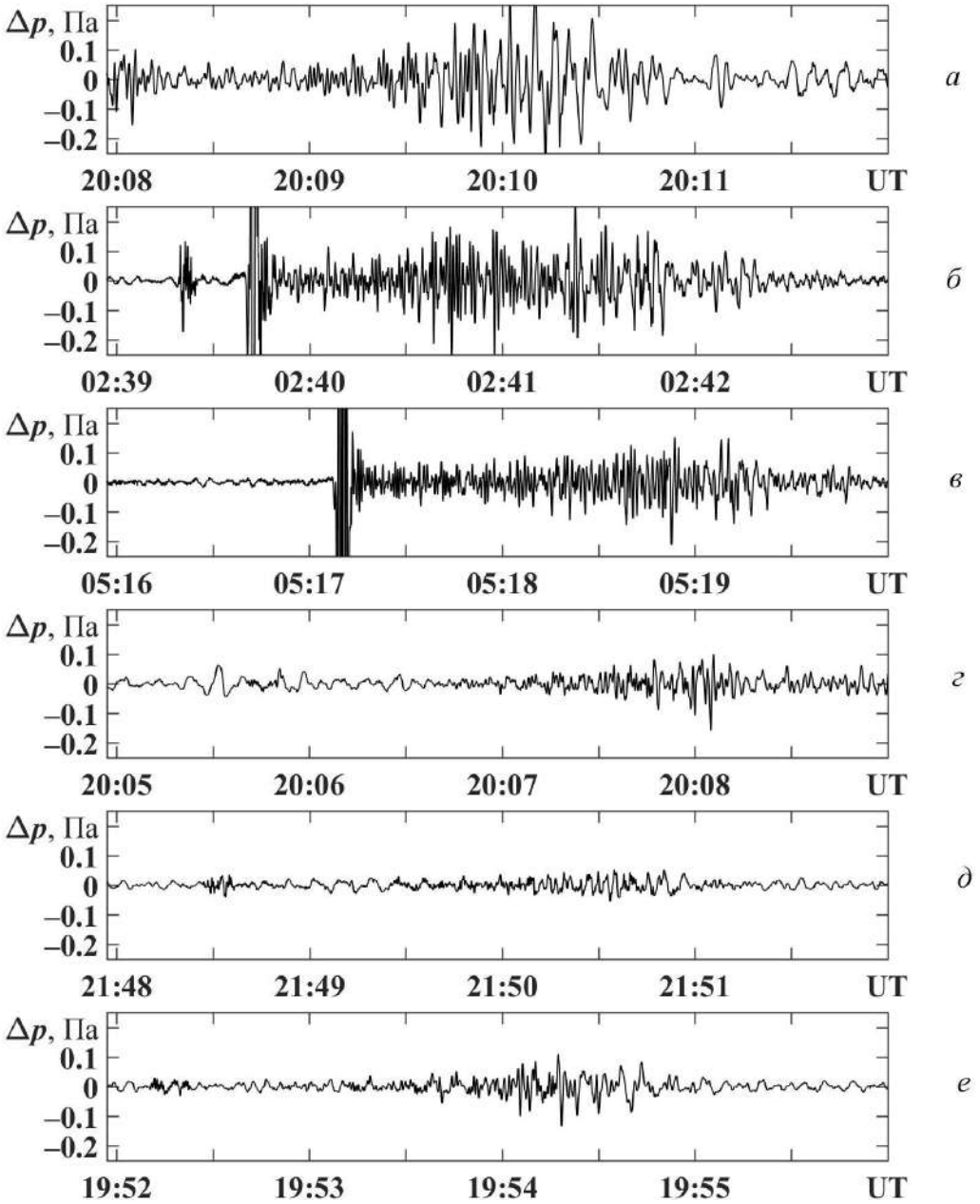


Рис. 5.1.5 Хвильові форми інфразвукових сигналів зі станції Кам'янець-Подільський, що згенеровані внаслідок вибухів з енерговиділенням: *а* – 53 т ТНТ, 26 вересня 2017 р.; *б* – 38 т ТНТ, 27 вересня 2017 р.; *в* – 20 т ТНТ, 27 вересня 2017 р.; *г* – 15 т ТНТ, 26 вересня 2017 р.; *д* – 5.6 т ТНТ, 27 вересня 2017 р.; *е* – 3 т ТНТ, 26 вересня 2017 р.

$T \approx 6$ с. Такі параметри мають мікробароми, викликані океанічним хвилюванням [2, 116]. Прояви мікробаром видно також на рис. 5.1.5*а*, 5.1.5*г*.

Із рис. 5.1.5 видно, що при зменшенні енергії вибухів спостерігається тенденція до зменшення амплітуди цугу коливань і їхнього періоду.

Тривалість цугу коливань складала 1.5 хв – 2 хв. Не відзначалось його чіткої залежності від енергії вибухів. У цілому залежність $\Delta p(t)$ не є монотонною.

Залежність від відстані. Хвильові форми відфільтрованих інфразвукових сигналів, зареєстрованих о 20:08 – 20:12 26 вересня 2017 р. на станціях Малин, Кам'янець-Подільський і Балта, показано на рис. 5.1.6. Із цього рисунку видно, що при невеликому збільшенні відстані між епіцентром вибухів і станцією амплітуда сигналу змінюється незначним чином. Тривалість сигналу складає 1.5 хв – 2 хв. Сигнал складається з декількох цугів. Період коливань від відстані практично не залежить.

Результати ССА. Приклад результатів ССА залежності $\Delta p(t)$, зареєстрованої в інтервалі часу 22:22 – 22:25 26 вересня 2017 р. на станціях Малин, Кам'янець-Подільський і Балта для $E \approx 53$ т ТНТ, наведено на рис. 5.1.7 – 5.1.9. Із цих рисунків видно, що спостерігались цуги коливань із періодами 2.5±0.5 с та 4.5±1 с (станція Малин), 3±1 с і 6±1 с (станція Кам'янець-Подільський), а також 4±1 с і 9±2 с (станція Балта). Найбільшу амплітуду мало коливання з періодами від 3 с до 5–6 с. Його тривалість складала близько 40 с. У той же час загальна тривалість сигналу змінювалась у межах від 1.5 хв до 2 хв.

Обговорення

Проблема генерації та поширення інфразвукових хвиль в атмосфері протягом техногенних катастроф на арсеналах боєприпасів у експериментальному плані досі залишалась невивченою. Теоретичні розрахунки очікуваних ефектів виконано в низці робіт [54, 87, 154, 205]. Труднощі дослідження особливостей генерації та поширення інфразвукових хвиль при таких катастрофах перераховано у вступі до цього підрозділу.

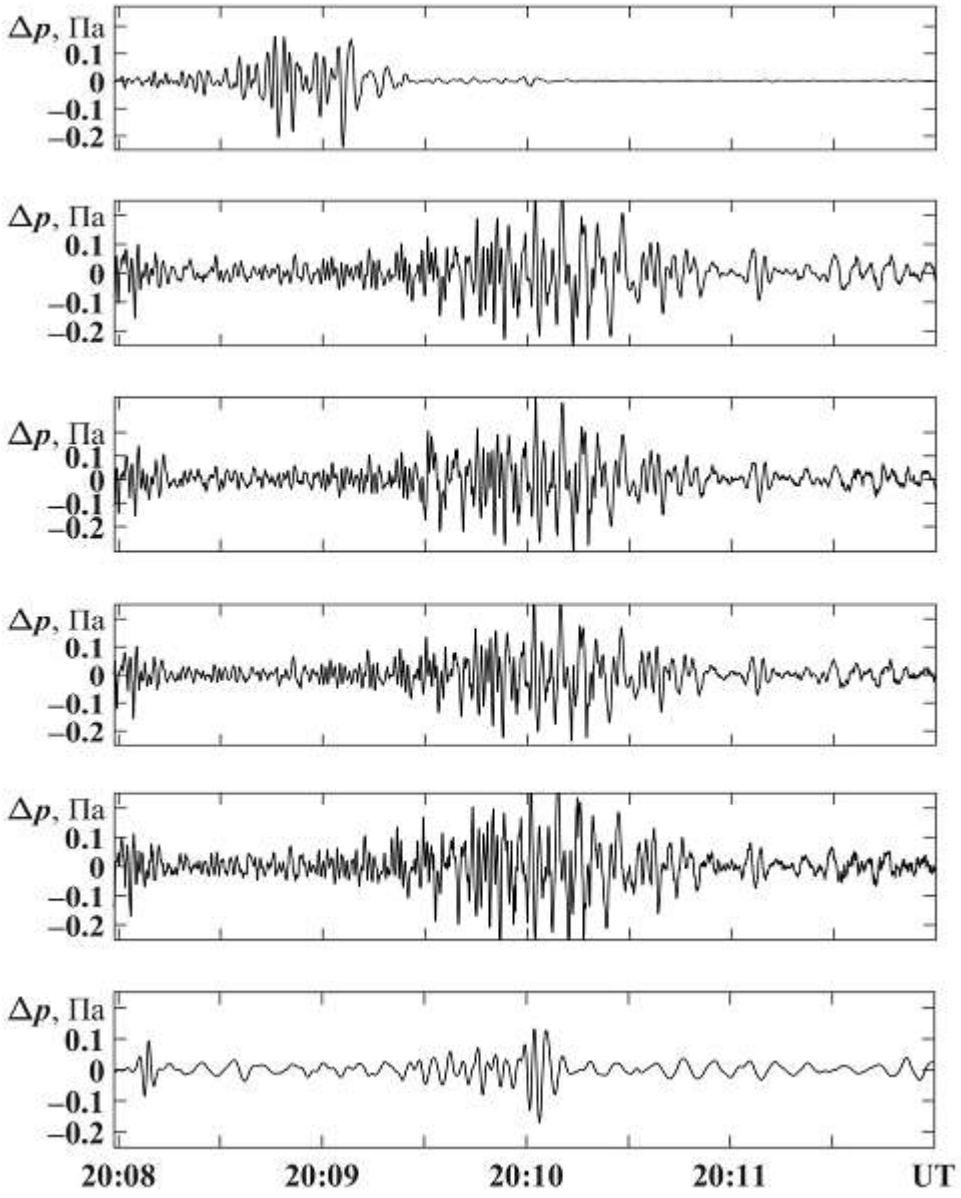


Рис. 5.1.6 Хвильові форми інфразвукових сигналів, зареєстрованих 26 вересня 2017 р. (енерговиділення – 53 т ТНТ). Панелі зверху вниз: станція Малін ($R \approx 153$ км), станція Кам'янець-Подільський, канали 1 – 4 ($R \approx 176$ км), станція Балта ($R \approx 181$ км)

Для виділення корисного сигналу, пов'язаного з вибухами, у даному розділі проводились вимірювання азимуту джерела інфразвуку та міжканальна кореляційна обробка, а також співставлення хвильових форм сигналу, зареєстрованого на інфразвукових станціях, віддалених на близькі за своїм значенням відстані (~ 150 км – 180 км). Все це дозволило надійно виокремити сигнали, пов'язані з конкретною серією вибухів. Для оцінки енергії та моменту вибуху залучались сейсмічні дані.

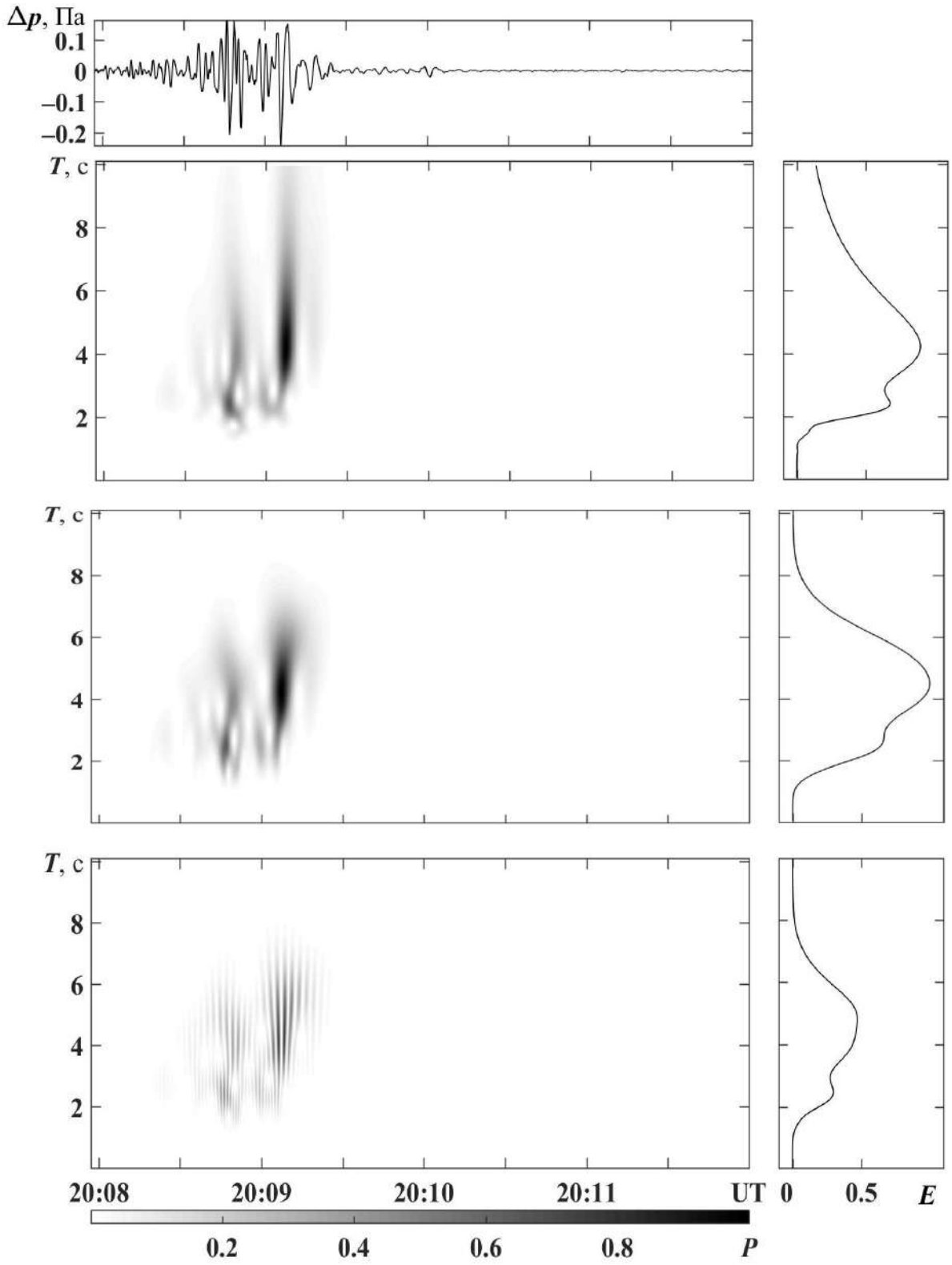


Рис. 5.1.7 Результати смугової фільтрації та ССА Δ*p*(*t*) для 26 вересня 2017 р. Панелі зверху донизу: хвильова форма, результати ВПФ, АПФ та ВП; праворуч показано енергограми для станції Малін. Енерговиділення вибуху – 53 т ТНТ

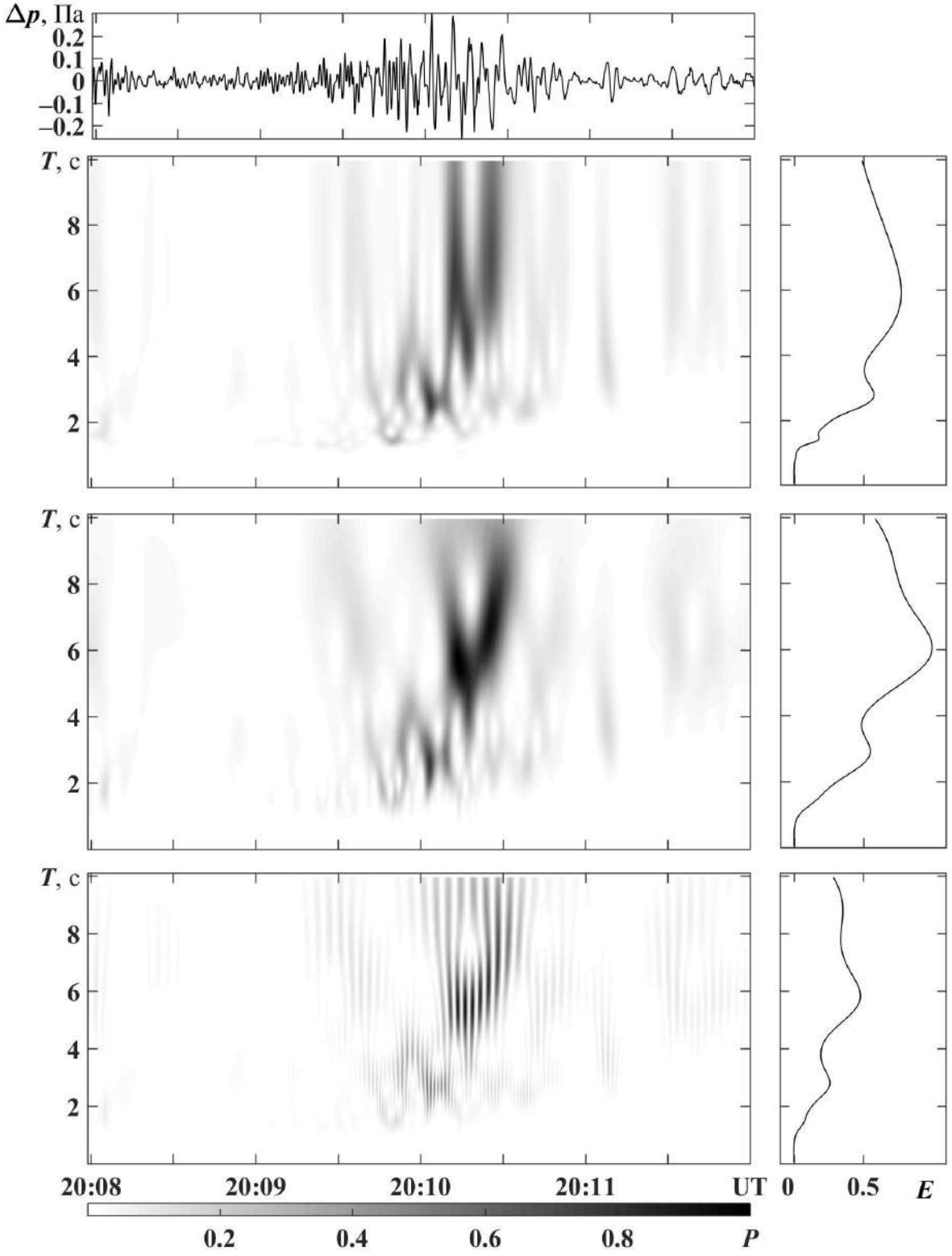


Рис. 5.1.8 Результати смугової фільтрації та ССА Δ*p*(*t*) для 26 вересня 2017 р. Панелі зверху донизу: хвильова форма, результати ВПФ, АПФ та ВП; праворуч показано енергограми для станції Кам’янець-Подільський. Енерговиділення вибуху – 53 т ТНТ

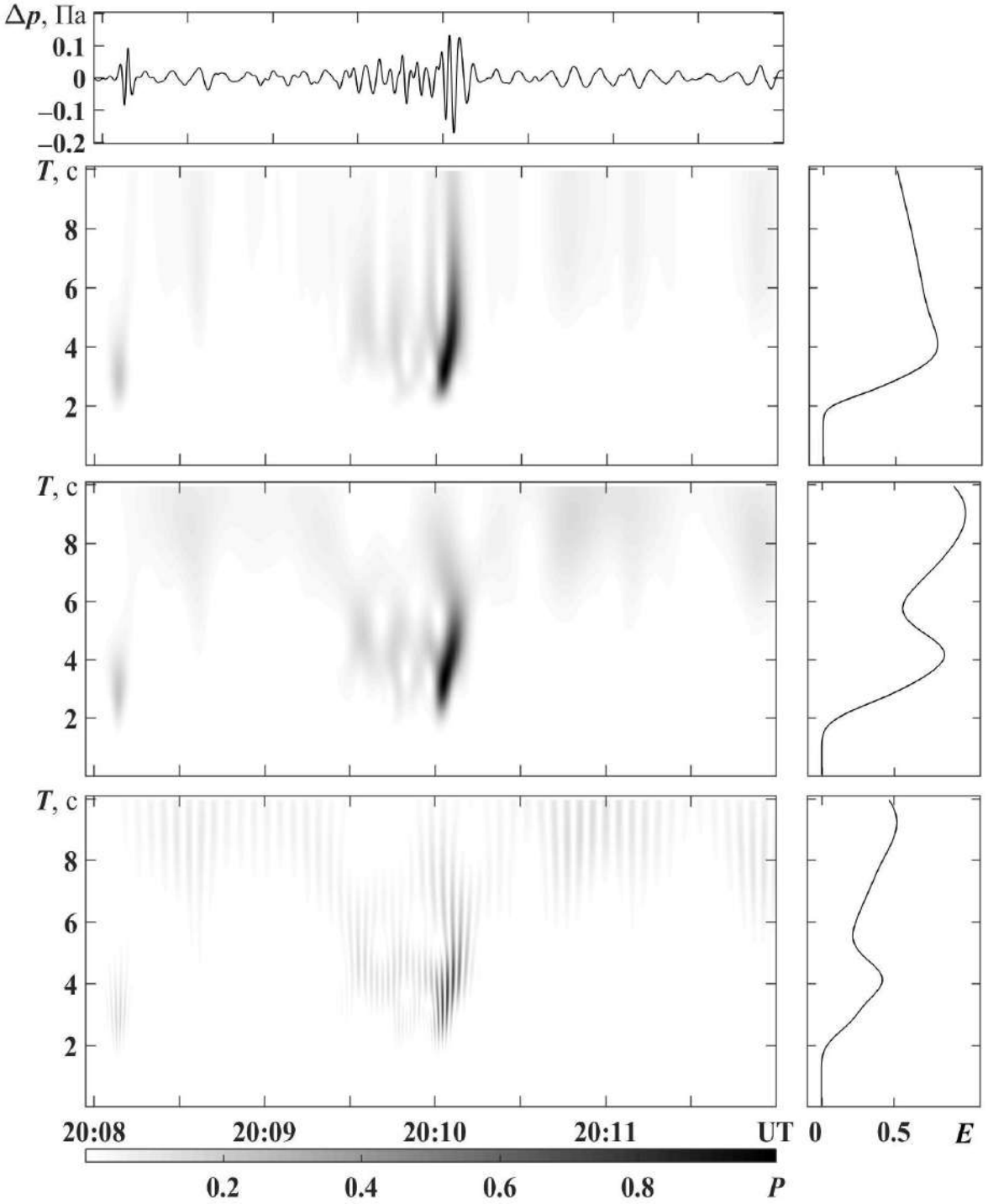


Рис. 5.1.9 Результати смугової фільтрації та ССА $\Delta p(t)$ для 26 вересня 2017 р. Панелі зверху донизу: хвильова форма, результати ВПФ, АПФ та ВП; праворуч показано енергограми для станції Балта. Енерговиділення вибуху – 53 т ТНТ

Вимірювання Δp при енерговиділенні від 3 т ТНТ до 53 т ТНТ показали, що амплітуди $\left(\overline{\Delta p^2}\right)^{1/2}$ збільшувались приблизно від 0.04 Па до 0.16 Па. При цьому $\overline{\Delta p^2}$ пропорційне E.

Залежність Δp від відстані при її незначній зміні (~150 км – 180 км) виражено слабо (див. рис. 5.1.6). Відмінності в хвилевих формах більше пов'язані з відмінністю смуг пропускання мікробарографів на різних станціях, а також із різною орієнтацією трас поширення.

Виходячи з рис. 5.1.6, можна оцінити швидкість приходу інфразвукової хвилі. На станції Малин початок сигналу спостерігався о 20:08:00, на станції Кам'янець-Подільський – о 20:09:20, а на станції Балта – в 20:09:30. Оскільки серія вибухів зареєстрована о 19:59:30, часи запізнення складали 510 с, 570 с і 600 с. Їм відповідали відстані 153 км, 176 км і 181 км. Тоді швидкості приходу складали 300 м/с, 309 м/с та 301.6 м/с. Такі швидкості мають місце при послідовному відбитті інфразвукових хвиль від стратосфери та поверхні Землі [2]. За швидкостями 300 м/с, 309 м/с та 301.6 м/с та відомими азимутами приходу інфразвукового сигналу можна оцінити істинну швидкість приходу v_0 та середню швидкість w стратосферного вітру. Виявилось, що $v_0 \approx 303.5 \pm 0.5$ м/с, а $w \approx 6.8 \pm 0.7$ м/с.

Із рис. 5.1.6 видно, що приблизно через 100 с – 120 с після приходу основного сигналу спостерігається сигнал з амплитудою в декілька разів меншою, ніж в основного сигналу. Йому відповідає швидкість приходу близька до 245 м/с – 250 м/с. Очевидно, що таку швидкість мають інфразвукові хвилі, які відбиваються від термосфери [2].

Близькість швидкості приходу, оціненої для трас різної орієнтації, при стратосферному відбитті хвиль свідчить про те, що вплив вітру в верхній атмосфері на швидкість інфразвуку в цю пору року було малоістотним. Оцінки швидкості вітру за співвідношенням [165] показали, що вона не перевищувала одиниць метрів за секунду.

Основні результати

Аналіз параметрів інфразвукових сигналів в атмосфері, згенерованих масовими хімічними вибухами на арсеналі боєприпасів поблизу м. Вінниця 26 – 27 вересня 2017 р., дозволив встановити наступне [91, 216–221].

1. При збільшенні енерговиділення від 3 до 53 т ТНТ спостерігалася тенденція до збільшення амплітуди та періоду переважаючого коливання. Тривалість цугів коливання при цьому збільшувалася від ~ 1.5 хв до 2 хв. Значення середнього квадрату амплітуди сигналу приблизно пропорційно енергії вибуху.

2. При невеликій (на 15% – 18%) зміні відстані між епіцентром вибухів і місцем розташування інфразвукової станції параметри інфразвукового сигналу змінювалися незначно. Відмінності в хвильових формах пов’язані з орієнтацією траси.

3. При енерговиділенні, що дорівнює 53 т ТНТ, в спектрі коливань переважали гармоніки з періодом від 3 с до 5 – 6 с. Тривалість цугів коливань з такими періодами становила 10 с – 12 с.

4. Середня швидкість приходу для різних трас при стратосферному відбитті хвиль змінювалася в межах 300 м/с – 309 м/с, що свідчить про незначний вплив вітру у верхній атмосфері на поширення інфразвуку. При термосферному відбитті хвиль амплітуда сигналу була в кілька разів менше, а швидкість приходу становила 245 м/с – 250 м/с.

5. Оцінені справжня середня швидкість приходу інфразвукового сигналу (303.5±0.5 м/с) при стратосферному відбитті хвиль і середня швидкість стратосферного вітру (6.8±0.7 м/с).

5.2 Загальні відомості про техногенну катастрофу поблизу м. Ічня

Результати цього підрозділу опубліковано в роботах [219, 221].

На військових складах, дислокованих поблизу м. Ічня, Чернігівська обл., Україна, було близько 69.5 тис. т боєприпасів (близько 3 тис. умовних вагонів). Площа арсеналу – 682 га. Його географічні координати: 50°51′45″

пн.ш., 32°23′39″ сх.д. На складах зберігалися артилерійські снаряди різних калібрів, а також ракети залпового вогню «Смерч», «Ураган» та «Град». Радіус розльоту останніх міг досягати десятків кілометрів, а радіус розльоту осколків снарядів, що можуть розірватися – 3 – 5 км.

Перша серія масових вибухів з енерговиділенням у 17 т ТНТ прогриміла 9 жовтня 2018 р. о 00:38:25 UT. Масові вибухи припинилися лише 10 жовтня об 11.50:08 UT. Усього зареєстровано 45 серій масових вибухів. Їхнє енерговиділення змінювалося від 0.1 до 49.9 т ТНТ (табл. 5.2.1). Сумарний енергозміст на арсеналі складав близько 30 кт ТНТ. Прореагувала лише частина всіх боєприпасів. Вибухи супроводжувалися масштабними пожежами (рис. 5.2.1). Висота полум’я сягала 100 – 150 м, а висота підйому нагрітих утворень – кількох кілометрів.

Результати часового та спектрального аналізів

За допомогою технічних засобів і методів комп’ютерної математики, описаних в розділі 3, отримано приклади часових залежностей і спектри інфразвукових сигналів, згенерованих серією масових вибухів.

Приклад часових залежностей тиску в інфразвуковій хвилі від енерговиділення протягом вибухів наведено на рис. 5.2.2. З рис. 5.2.2 видно, що хвильова форма інфразвукового сигналу помітно спотворюється шумами. Для їх усунення застосовувалась смугова (діапазон періодів 0.2 – 5 с) фільтрація.

Хвильові форми інфразвукових сигналів після фільтрації показано на рис. 5.2.3. З рис. 5.2.3 видно, що за зменшення енерговиділення від 49.9 до 4.1 т ТНТ період основного коливання поступово зменшується від 1.5 до 0.5 с. Інфразвуковий сигнал при різних енерговиділення містить п'ять коливань загальною тривалістю 5 – 7 с. Зі зменшенням енерговиділення середній квадрат амплітуди тиску у хвилі, точніше, його добуток на тривалість сигналу, зменшується приблизно пропорційно значенню виділеної енергії.

Таблиця 5.2.1 Сейсмічні дані про серію вибухів

№	Дата	Час джерела (місцевий)	Магнітуда (за шкалою Ріхтера)	Розрахункова потужність (т ТНТ)
1.	09.10.2018	03:38:25	1.98	17.0
2.	09.10.2018	03:51:27	1.75	9.9
3.	09.10.2018	03:55:11	1.67	8.4
4.	09.10.2018	04:01:23	2.45	49.9
5.	09.10.2018	04:04:30	1.12	2.3
6.	09.10.2018	04:06:05	2.00	17.5
7.	09.10.2018	04:09:06	0.50	0.6
8.	09.10.2018	04:16:28	1.48	5.4
9.	09.10.2018	04:18:42	2.21	29.1
10.	09.10.2018	04:21:31	1.54	6.1
11.	09.10.2018	04:27:16	1.00	1.8
12.	09.10.2018	04:28:49	2.17	26.3
13.	09.10.2018	04:30:04	2.09	22.0
14.	09.10.2018	04:30:20	1.72	9.3
15.	09.10.2018	04:31:41	1.91	14.4
16.	09.10.2018	04:35:10	0.97	1.7
17.	09.10.2018	04:35:21	1.27	3.3
18.	09.10.2018	04:39:24	0.22	0.3
19.	09.10.2018	04:40:57	1.40	4.5
20.	09.10.2018	04:42:08	2.40	44.4
21.	09.10.2018	04:44:01	1.04	2.0
22.	09.10.2018	04:51:40	2.01	18.2
23.	09.10.2018	05:18:45	1.50	5.6
24.	09.10.2018	05:31:43	1.58	6.7
25.	09.10.2018	05:35:31	2.06	20.3
26.	09.10.2018	05:40:18	1.37	4.1
27.	09.10.2018	05:45:38	1.63	7.5
28.	09.10.2018	06:05:39	1.0	1.8

Продовження таблиці 5.2.1

29.	09.10.2018	06:06:21	1.87	13.2
30.	09.10.2018	06:06:26	2.02	18.5
31.	09.10.2018	06:13:55	1.71	9.2
32.	09.10.2018	06:16:41	1.41	4.6
33.	09.10.2018	06:38:51	2.05	19.9
34.	09.10.2018	06:52:28	0.26	0.3
35.	09.10.2018	07:29:03	0.96	1.6
36.	09.10.2018	10:24:02	0.99	1.7
37.	09.10.2018	11:19:40	2.0	17.9
38.	09.10.2018	12:12:12	1.23	3.0
39.	09.10.2018	12:45:16	1.08	2.2
40.	09.10.2018	13:09:24	0.99	1.8
41.	09.10.2018	13:10:44	0.99	1.8
42.	09.10.2018	14:03:12	0.79	1.1
43.	09.10.2018	15:20:34	1.33	3.8
44.	09.10.2018	17:19:56	0.75	1.0
45.	10.10.2018	14:50:08	0.77	1.0

Знаючи відстань між місцем катастрофи та місцем реєстрації, а також час запізнення інфразвукового сигналу можна розрахувати швидкість приходу інфразвукової хвилі. Результати розрахунків наведено у табл. 5.2.3. З табл. 5.2.3 видно, що швидкість приходу змінюється від 310 до 333 м/с, основний період – від 0.40 до 1.55 с, амплітуда Δp – від 0.75 до 3.7 Па, а азимут A – від 70° до 90°.

На рис. 5.2.3– 5.2.9 наведено результати ССА для різних енерговиділень. Видно, що інфразвуковий сигнал досить чітко локалізується за часом та за періодами. Як і слід очікувати, при зменшенні енерговиділення значення основного періоду коливання зменшується. Застосування ВПФ та АПФ дозволило покращити часове та частотне розрізнення відповідно.

Рис. 5.2.1 Приклади вибухів і їхні наслідки

Таблиця 5.2.3 Акустичні дані про серії вибухів

Енерговиділення вибуху, т ТНТ	Час приходу сигналу, UT	Швидкість приходу, м/с	Діапазон періодів, с	*A*, град
4,1	02:51:15	332	0,25 – 1,05	70 – 80
4,5	01:53:03	300	0,27 – 1,07	70 – 80
4,6	03:27:37	332	0,28 – 1,08	70 – 80
5,6	02:29:41	332	0,32 – 1,12	70 – 80
6,7	02:42:38	333	0,37 – 1,17	70 – 80
7,5	02:56:33	333	0,40 – 1,20	70 – 80
9,2	03:24:51	332	0,45 – 1,25	60 – 70
17,0	00:50:04	314	0,65 – 1,45	70 – 80
18,2	02:02:38	331	0,67 – 1,47	60 – 70
20,3	02:46:27	332	0,71 – 1,51	70 – 80
22,0	01:40:58	333	0,74 – 1,54	70 – 80
26,3	01:39:46	332	0,81 – 1,61	60 – 70
29,1	01:29:39	332	0,85 – 1,65	80 – 90
44,4	01:53:07	331	1,04 – 1,84	80 – 90
49,9	01:12:20	332	1,10 – 1,90	70 – 80

Результати статистичного аналізу

Кореляційне поле «тривалість сигналу ΔT_{WF} *– тривалість сигналу* ΔT_{SFT}*».* Тривалість сигналу ΔT визначалася за двома методиками: за хвильовими формами (ΔT_{WF}) та за результатами ВПФ (ΔT_{SFT}). Відповідне кореляційне поле наведено на рис. 5.2.10. Рівняння лінійної регресії має вигляд:

$$\Delta T_{WF} = 0.96 \Delta T_{SFT} + 0.02, \qquad (5.2.1)$$

Коефіцієнт достовірності апроксимації $R \approx 0.94$, середньоквадратичне відхилення $\sigma \approx 0.71$ с.

Кореляційне поле «період – енергія вибуху». Період оцінювався за допомогою АПФ. Відповідне кореляційне поле та залежність $T(E)$ показано на рис. 5.2.11. Використовувались наступні три регресії:

$$T = 0.30E^{0.44},\ R \approx 0.90,\ \sigma \approx 0.19\ \text{с};\qquad (5.2.2)$$

$$T = 0.41E^{0.34},\ R \approx 0.88,\ \sigma \approx 0.21\ \text{с};\qquad (5.2.3)$$

$$T = 0.54E^{0.24},\ R \approx 0.80,\ \sigma \approx 0.26\ \text{с}.\qquad (5.2.4)$$

Кореляційне поле «тривалість сигналу – енергія вибуху». Відповідне поле наведено на рис. 5.2.12. Видно, що має місце значний розкид точок. Регресійні залежності мають вигляд:

$$\Delta T_{SFT} = 0.06E + 3.97,\ R \approx 0.64,\ \sigma \approx 1.14\ \text{с};\qquad (5.2.5)$$

$$\Delta T_{SFT} = 2.96E^{0.21},\ R \approx 0.62,\ \sigma \approx 1.16\ \text{с};\qquad (5.2.6)$$

$$\Delta T_{WF} = 0.07E + 3.63,\ R \approx 0.68,\ \sigma \approx 1.17\ \text{с};\qquad (5.2.7)$$

$$\Delta T_{WF} = 2.52E^{0.25},\ R \approx 0.68,\ \sigma \approx 1.16\ \text{с}.\qquad (5.2.8)$$

Кореляційне поле «середній квадрат амплітуди хвилі – енергія вибуху». В силу закону збереження енергії при збільшенні енергії вибуху збільшується не лише амплітуда інфразвукової хвилі Δp, але й тривалість сигналу. Кореляційне поле «$\overline{\Delta p^2}\Delta T$ – E» показано на рис. 5.2.13. Спостерігається помітний розкид точок. Рівняння регресій мають вигляд:

$$\overline{\Delta p^2}\Delta T_{WF} = 0.38E^{1.07},\ R \approx 0.59,\ \sigma \approx 8.06\ \text{Па}^2\cdot\text{с};\qquad (5.2.9)$$

$$\overline{\Delta p^2}\Delta T_{SFT} = 1.49E^{0.43},\ R \approx 0.25,\ \sigma \approx 5.00\ \text{Па}^2\cdot\text{с}.\qquad (5.2.10)$$

Основні параметри сигналів в інфразвуковому діапазоні, зареєстрованих українською малоапертурною акустичною групою MAAG 2, наведено в табл. 5.2.4.

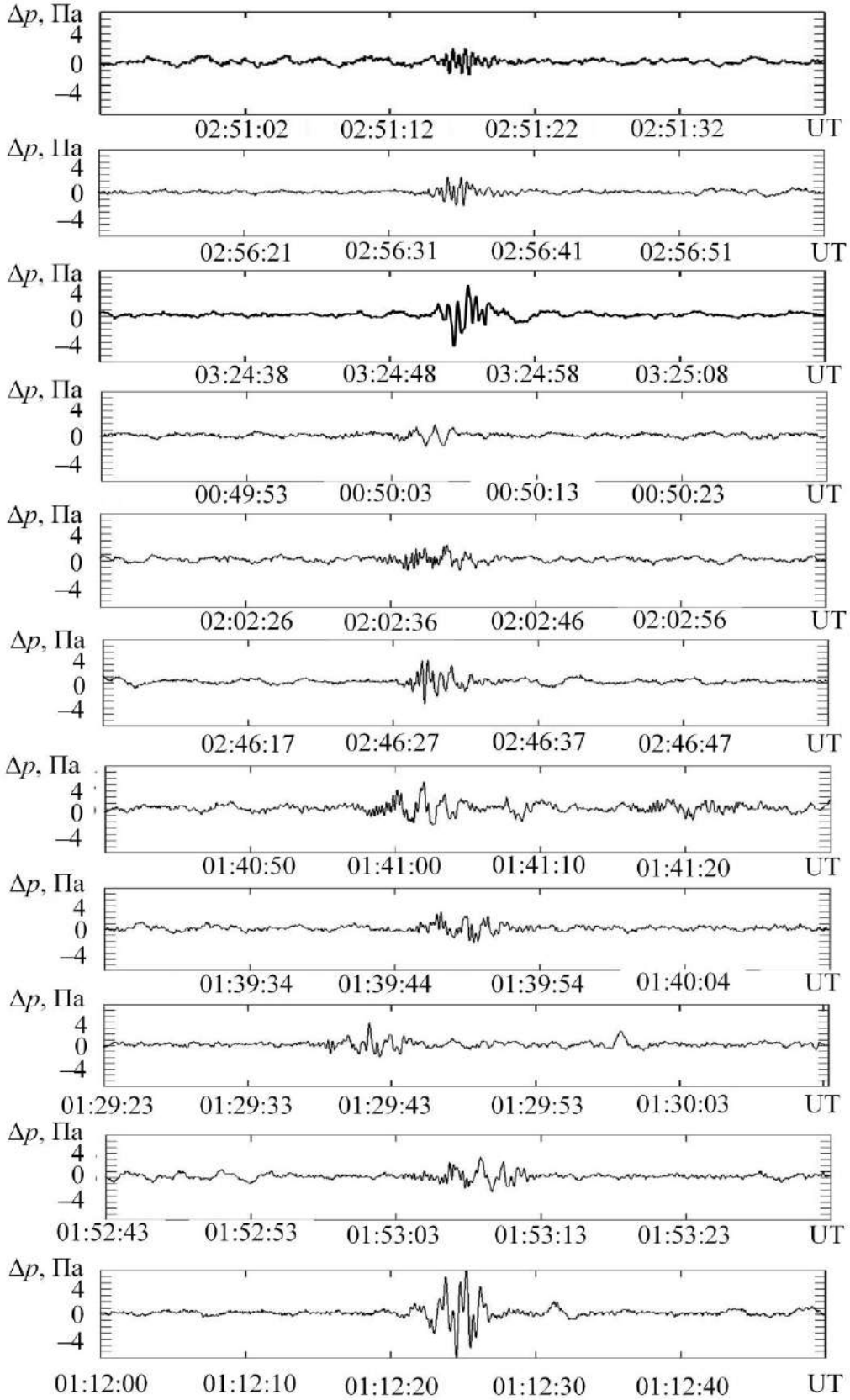


Рис. 5.2.2 Вихідні хвильові форми інфразвукових сигналів 9 жовтня 2018 р., згенерованих вибухами з енерговиділеннями: 4.1, 7.5, 9.2, 17.0, 18.2, 20.3, 22.0, 26.3, 29.1, 44.4, 49.9 т ТНТ (панелі зверху вниз)

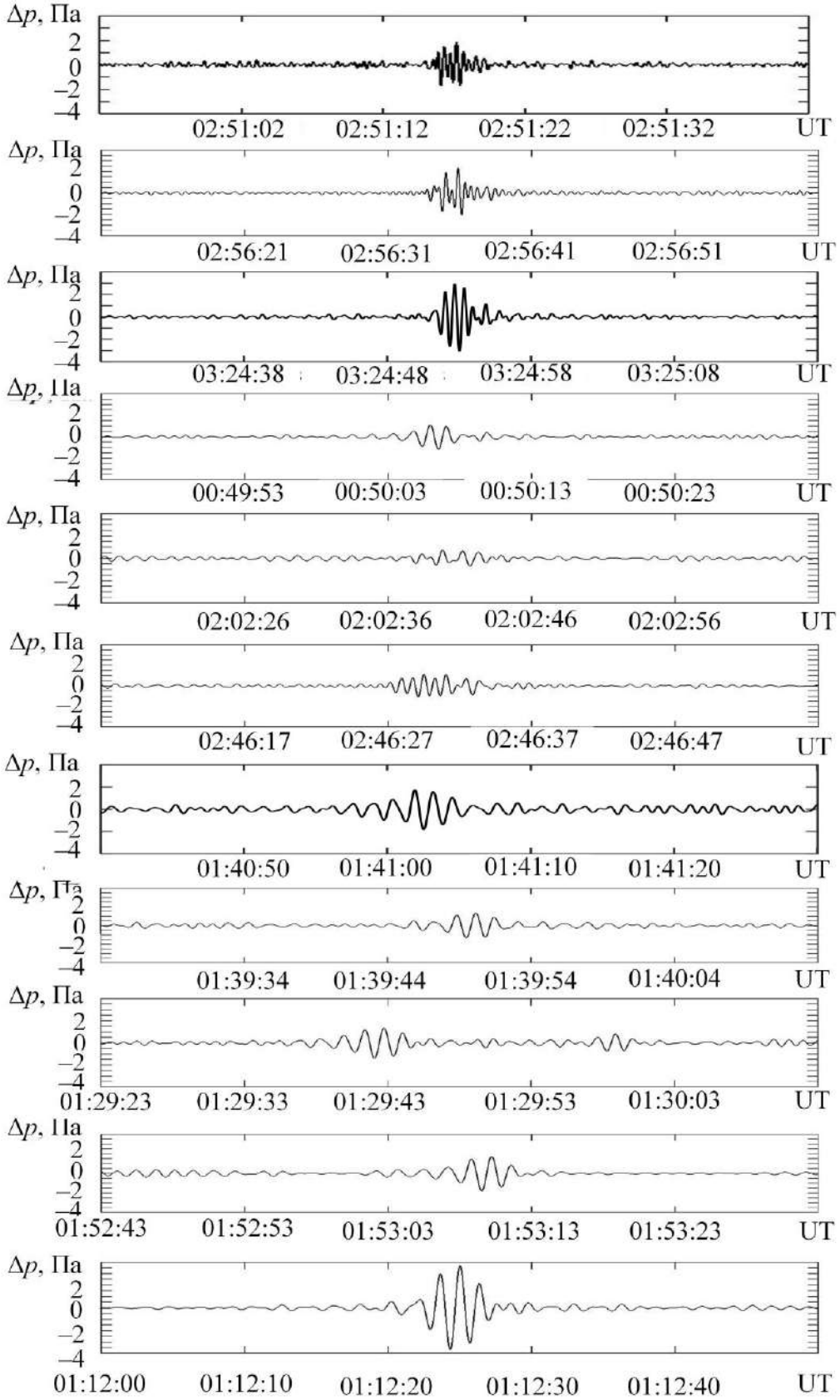


Рис. 5.2.3 Відфільтровані в діапазоні періодів 0.1 – 1.5 с хвильові форми інфразвукових сигналів 9 жовтня 2018 р., згенерованих вибухами з енерговиділеннями 4.1, 7.5, 9.2, 17.0, 18.2, 20.3, 22.0, 26.3, 29.1, 44.4, 49.9 т ТНТ (панелі зверху вниз)

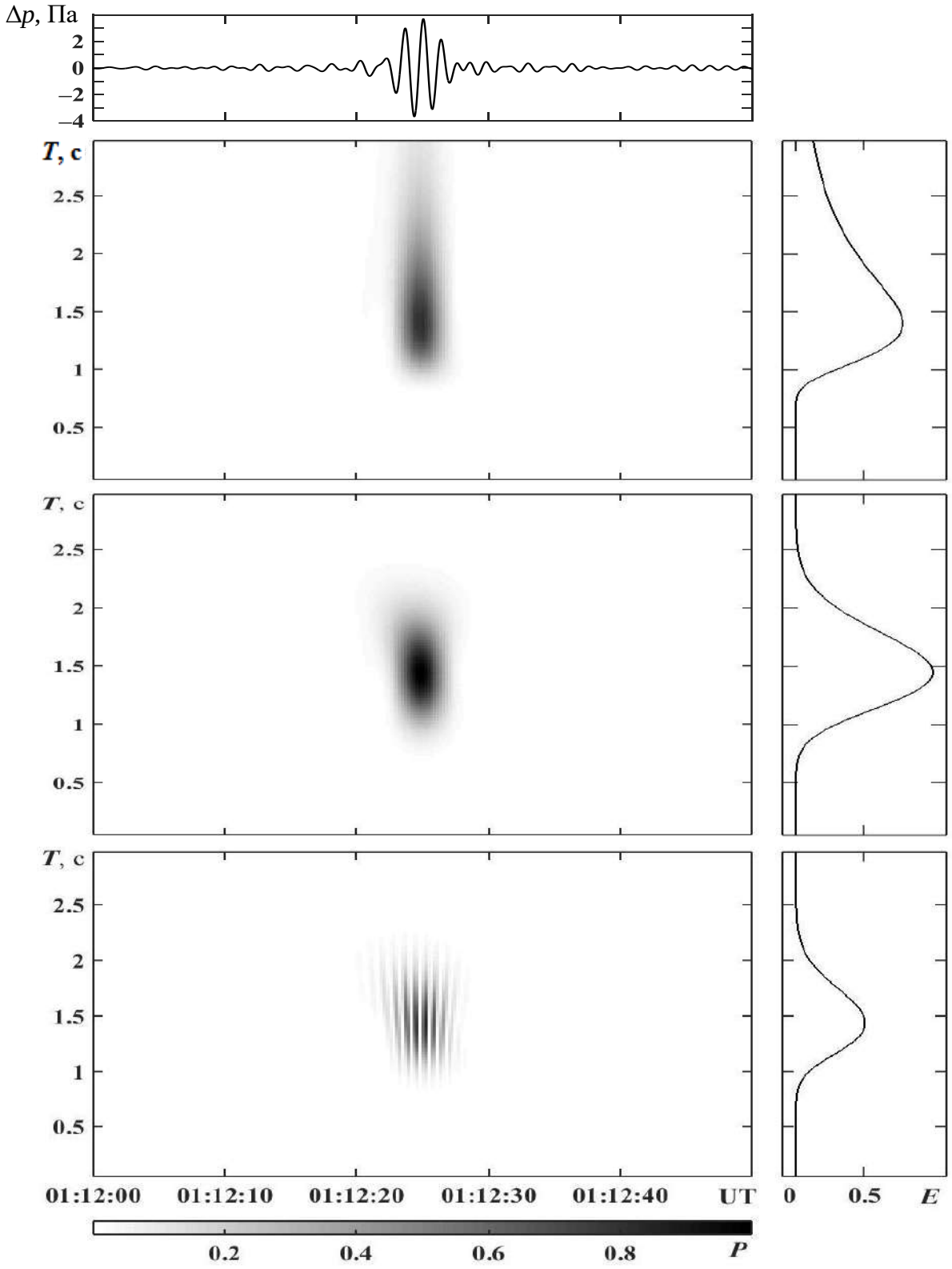


Рис. 5.2.4 Результати ССА інфразвукового сигналу, згенерованого вибухом з енерговиділенням 49.9 т ТНТ о 01:01:23 UT 9 жовтня 2018 р. Тут і далі панелі зверху вниз: вихідний сигнал, результати ВПФ, АПФ та ВП. Праворуч показано енергограми (розподіл енергії сигналу за періодами)

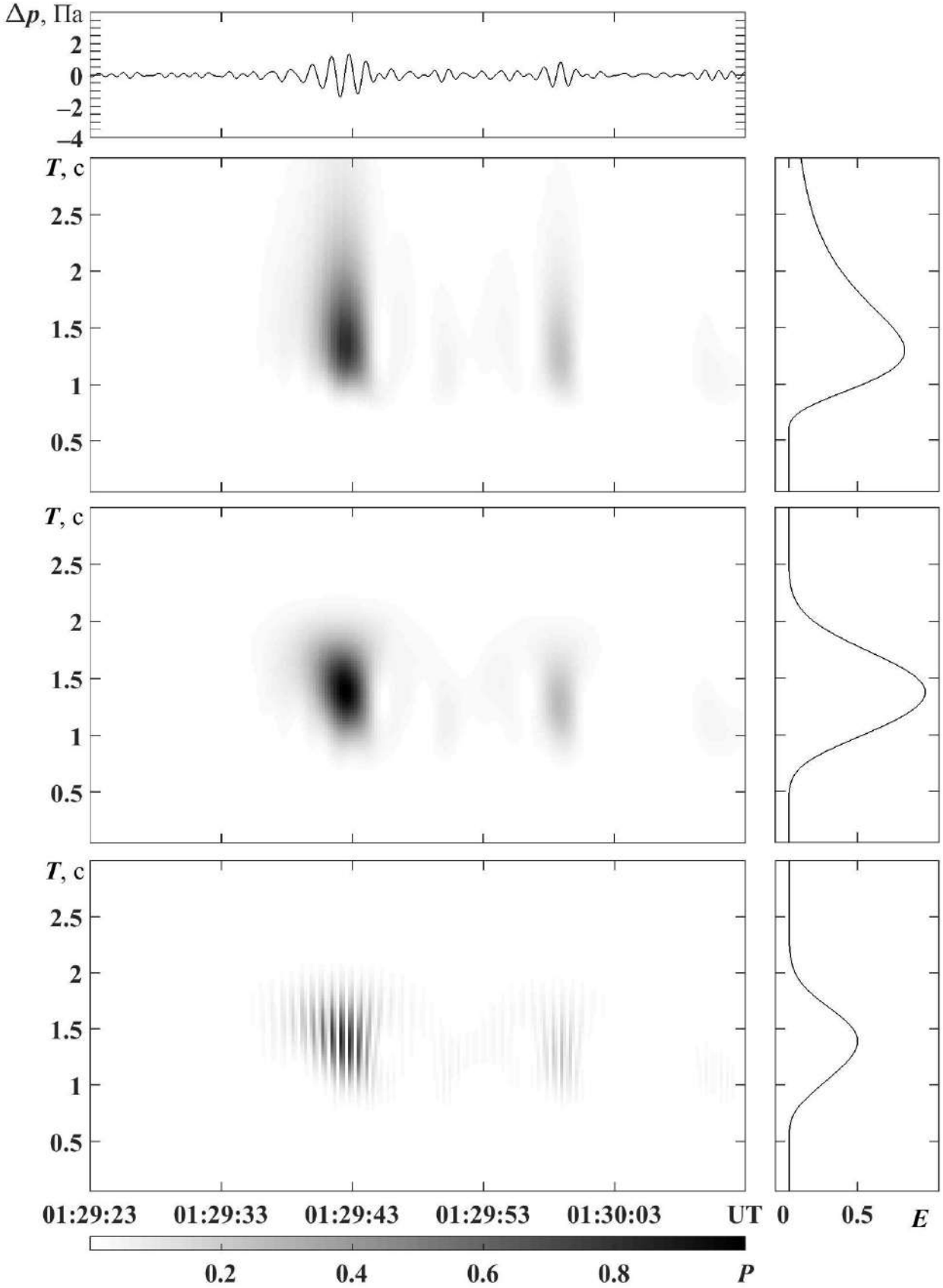


Рис. 5.2.5 Результати ССА інфразвукового сигналу, згенерованого вибухом з енерговиділенням 29.1 т ТНТ о 01:18:42 UT 9 жовтня 2018 р.

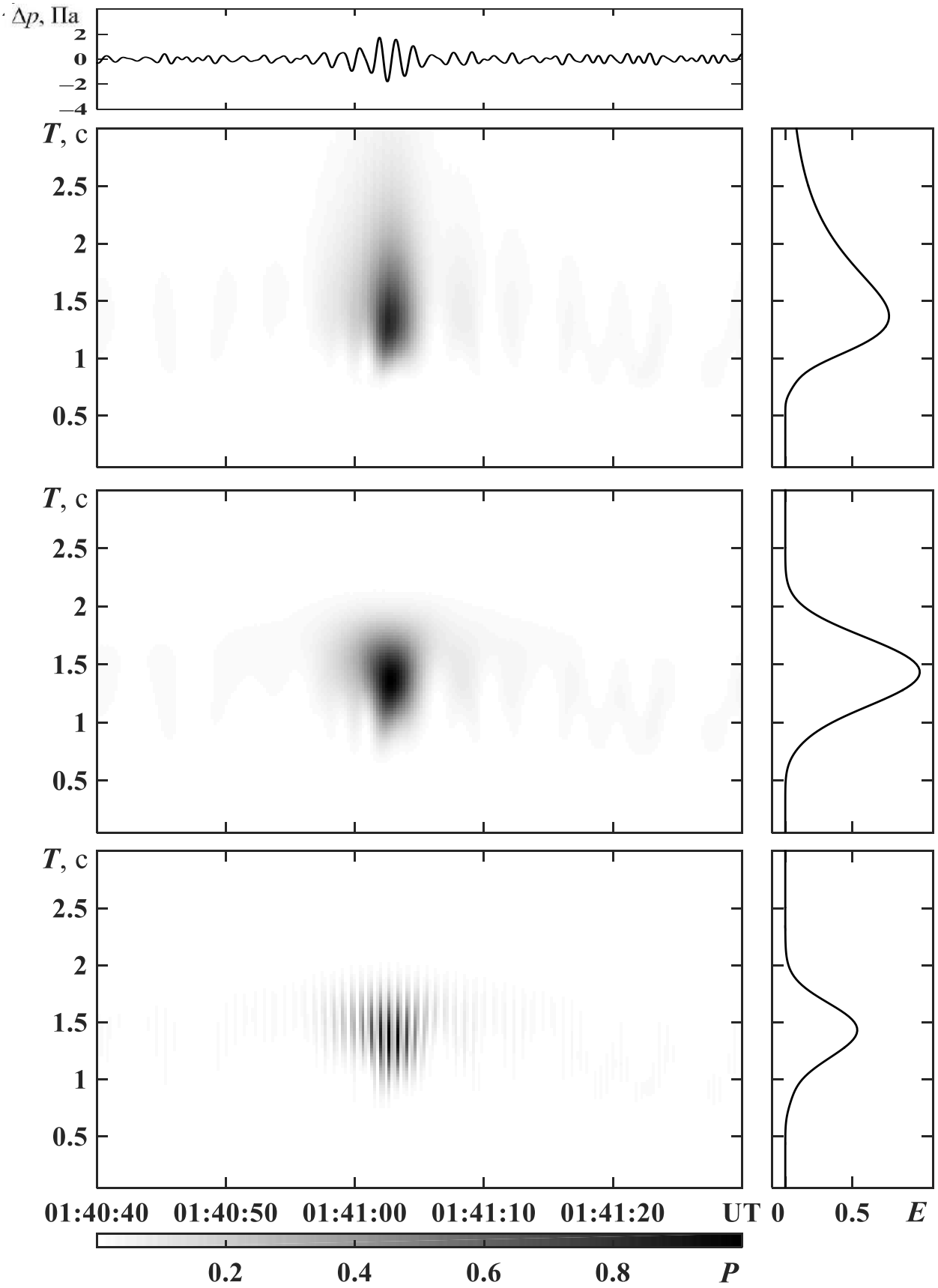


Рис. 5.2.6 Результати ССА інфразвукового сигналу, згенерованого вибухом з енерговиділенням 22.0 т ТНТ о 01:30:04 UT 9 жовтня 2018 р.

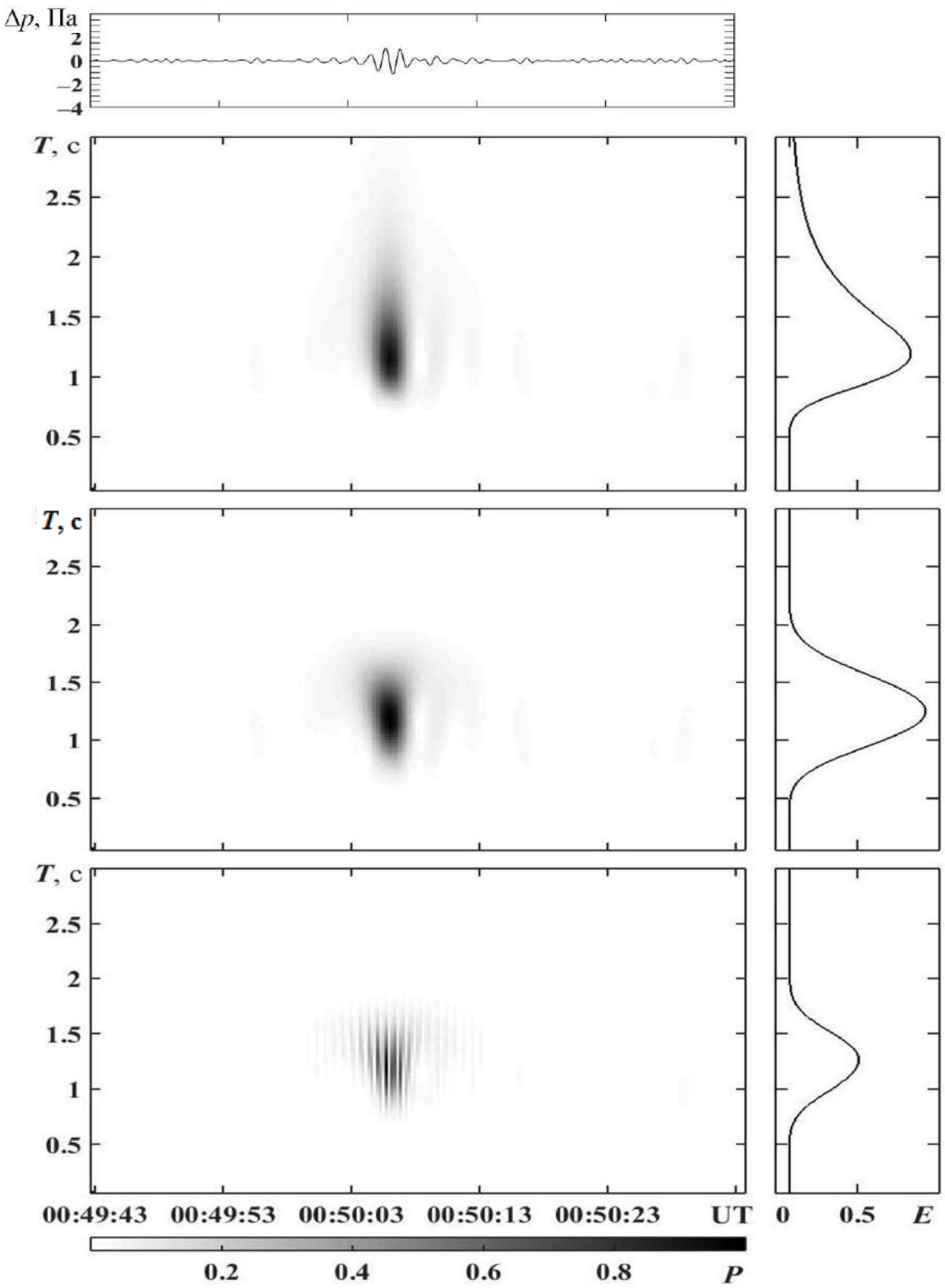


Рис. 5.2.7 Результати ССА інфразвукового сигналу, згенерованого вибухом з енерговиділенням 17.0 т ТНТ о 00:38:25 UT 9 жовтня 2018 р.

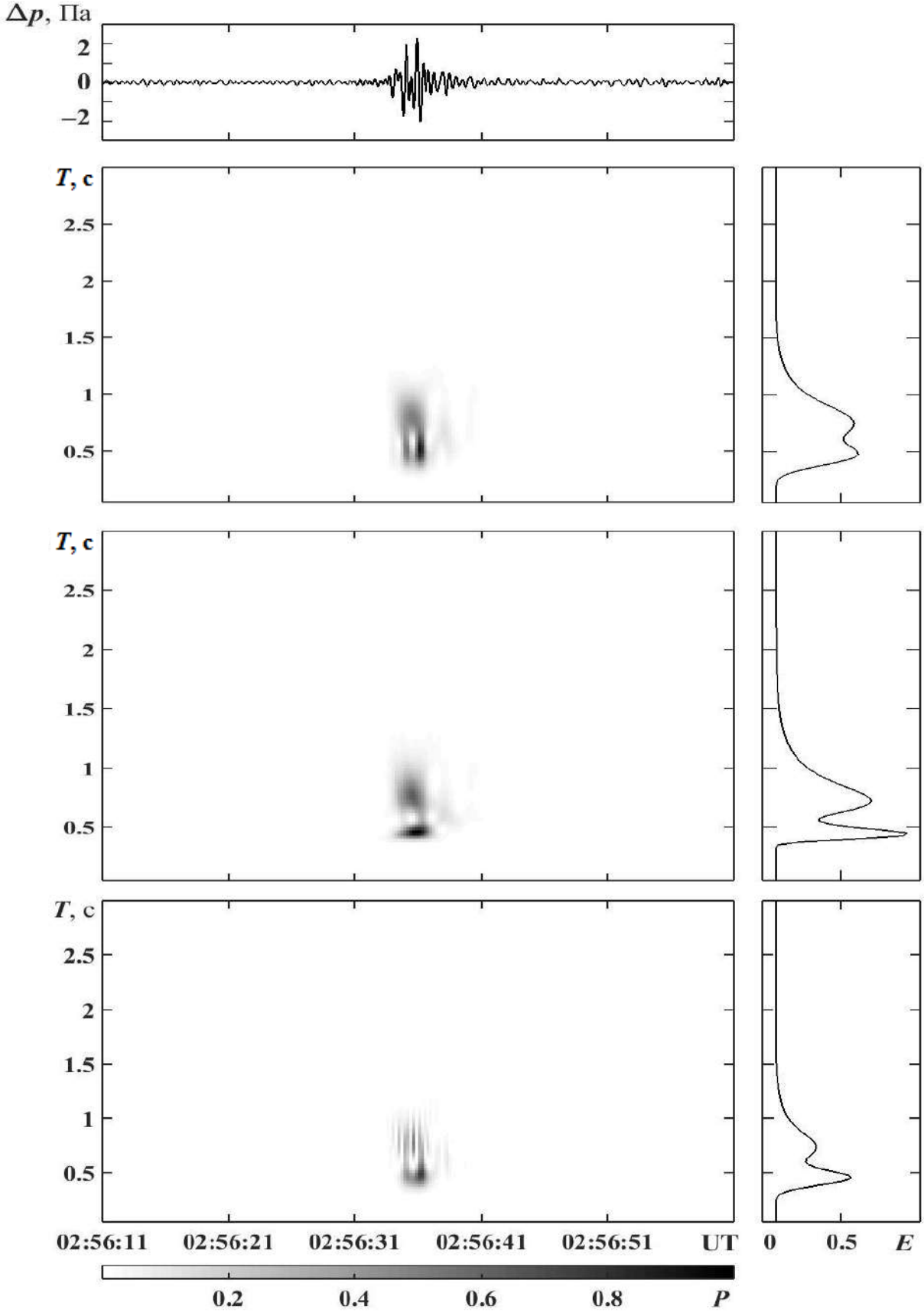


Рис. 5.2.8 Результати ССА інфразвукового сигналу, згенерованого вибухом з енерговиділенням 7.5 т ТНТ о 02:45:38 UT 9 жовтня 2018 р.

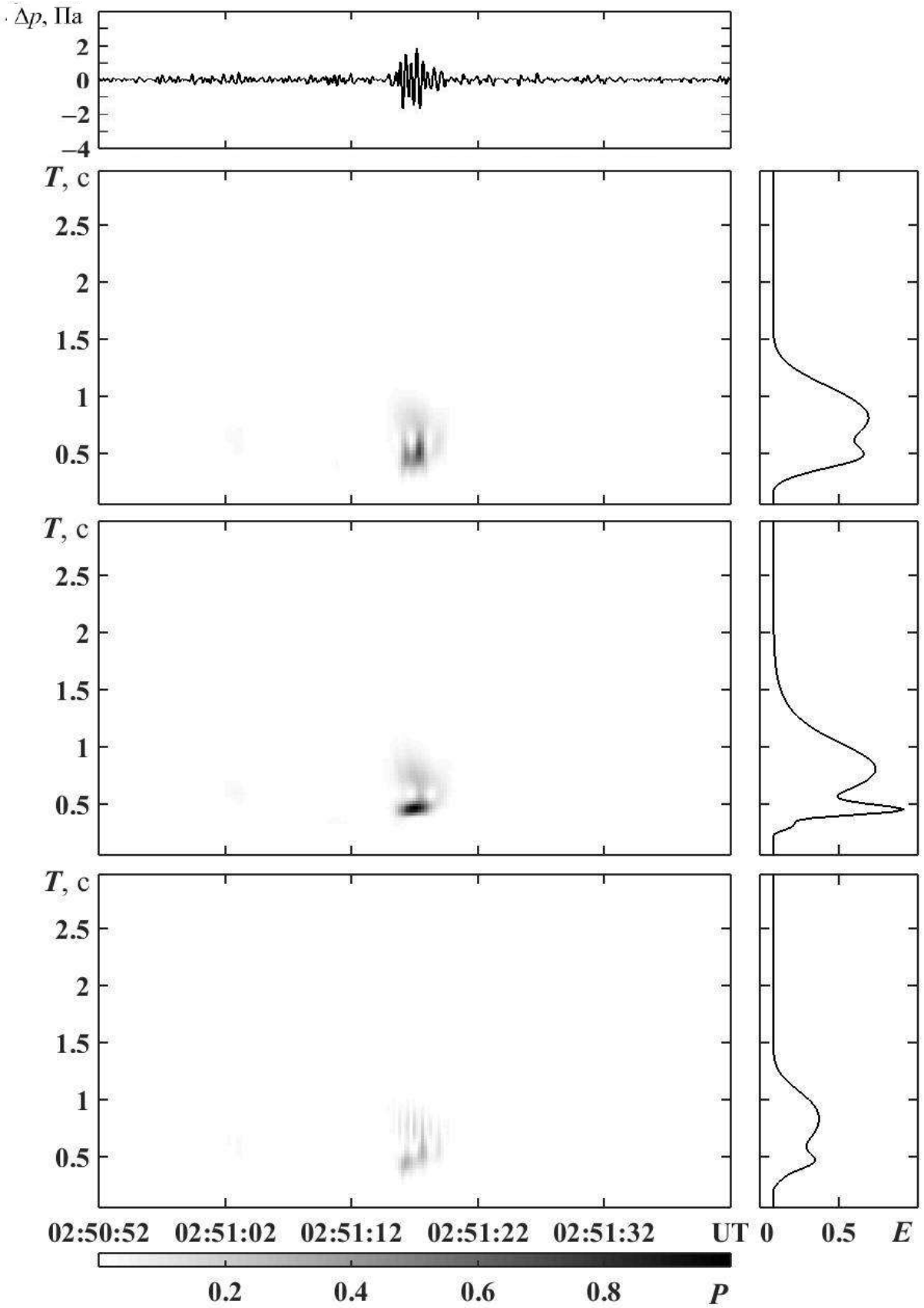


Рис. 5.2.9 Результати ССА інфразвукового сигналу, згенерованого вибухом з енерговиділенням 4.1 т ТНТ о 02:40:18 UT 9 жовтня 2018 р.

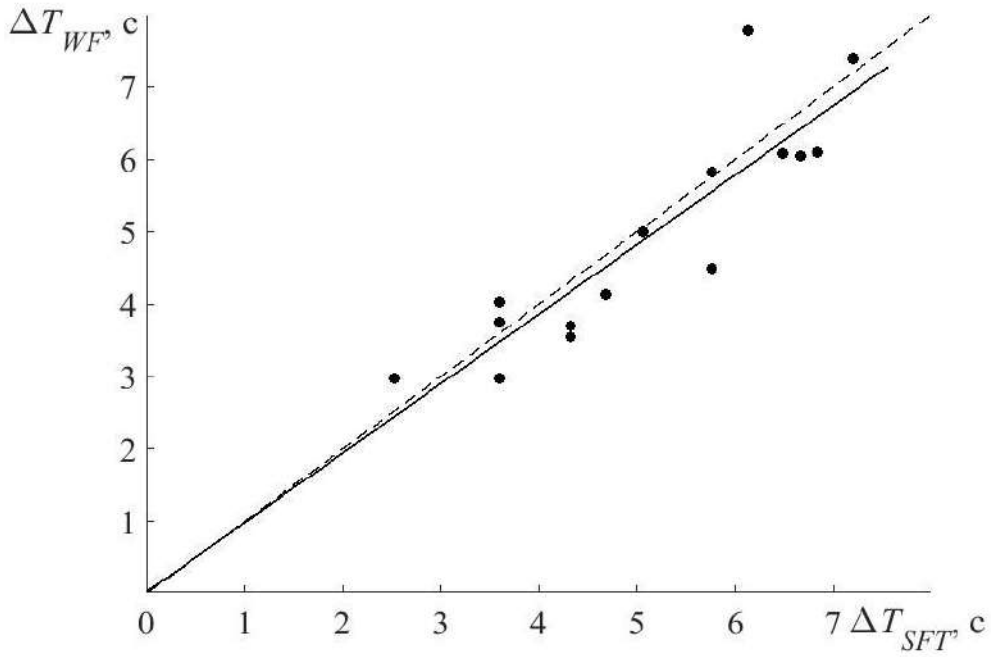


Рис. 5.2.10 Залежність тривалості сигналу, визначеної за хвильовими формами (ΔT_{WF}), від тривалості сигналу, визначеної за допомогою методики ВПФ (ΔT_{SFT}). Апроксимація лінійної залежністю виду $\Delta T_{WF} = 0.96\Delta T_{SFT} + 0.02$, коефіцієнт достовірності апроксимації $R \approx 0.94$, середньоквадратичне відхилення $\sigma \approx 0.71$ с. Пунктирною лінією показана апроксимація у разі збігу тривалостей, визначених за різних методик ($R = 1.00$)

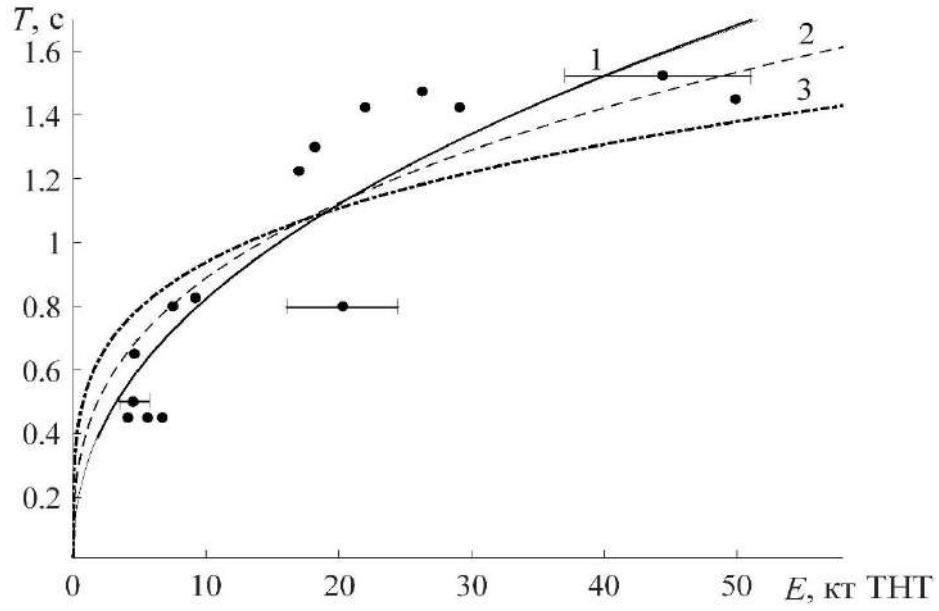


Рис. 5.2.11 Залежність періоду основного коливання від енерговиділення вибуху. Апроксимація степеневим законом 1 – $T = 0.30E^{0.44}$, $R \approx 0.90$, $\sigma \approx 0.19$; 2 – $T = 0.41E^{0.34}$, $R \approx 0.88$, $\sigma \approx 0.21$; 3 – $T = 0.54E^{0.24}$, $R \approx 0.80$, $\sigma \approx 0.26$

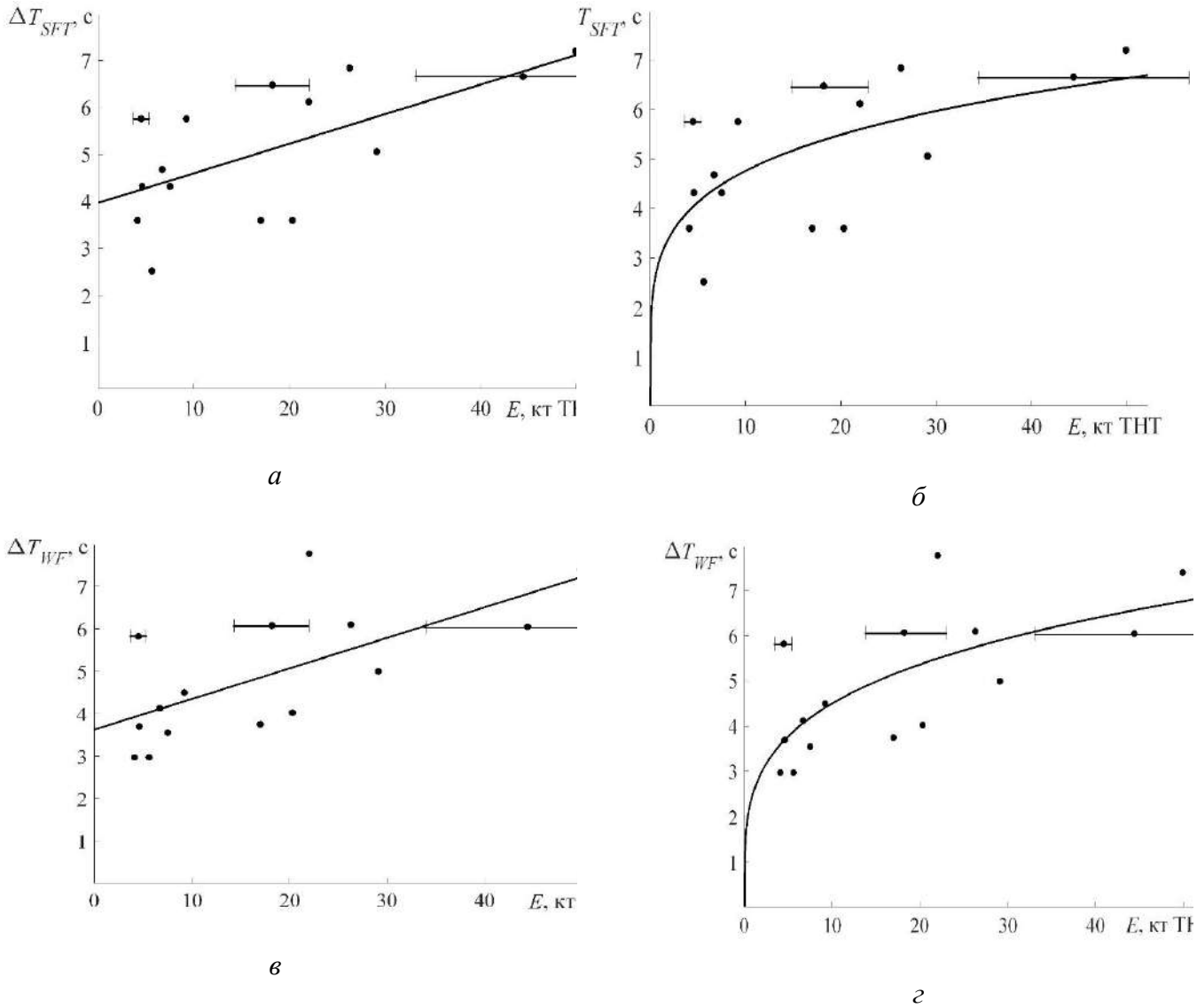


Рис. 5.2.12 Залежність тривалості інфразвукового сигналу від енерговиділення за 15 точками. Апроксимація законом: *а* – $\Delta T_{SFT} = 0.06E + 3.97$, $R \approx 0.64$, $\sigma \approx 1.14$ с; *б* – $\Delta T_{SFT} = 2.96E^{0.21}$, $R \approx 0.62$, $\sigma \approx 1.16$ с; *в* – $\Delta T_{WF} = 0.07E + 3.63$, $R \approx 0.68$, $\sigma \approx 1.17$ с; *г* – $\Delta T_{WF} = 2.52E^{0.25}$, $R \approx 0.68$, $\sigma \approx 1.16$ с.

Основні результати

1. У випадку збільшення енерговиділення від 4.1 до 49.9 т ТНТ спостерігалася тенденція до збільшення амплітуди (приблизно від 1 до 4 Па) та періоду (приблизно від 0.5 до 1.5 с) переважаючого коливання. Тривалість цугів коливання при цьому збільшувалася від 2.5 до 7 с.

2. При енерговиділенні, що дорівнює 49.9 т ТНТ, у спектрі коливань переважали гармоніки з періодом від 1 до 2 с. Тривалість цугів коливань з такими періодами становила 7 с.

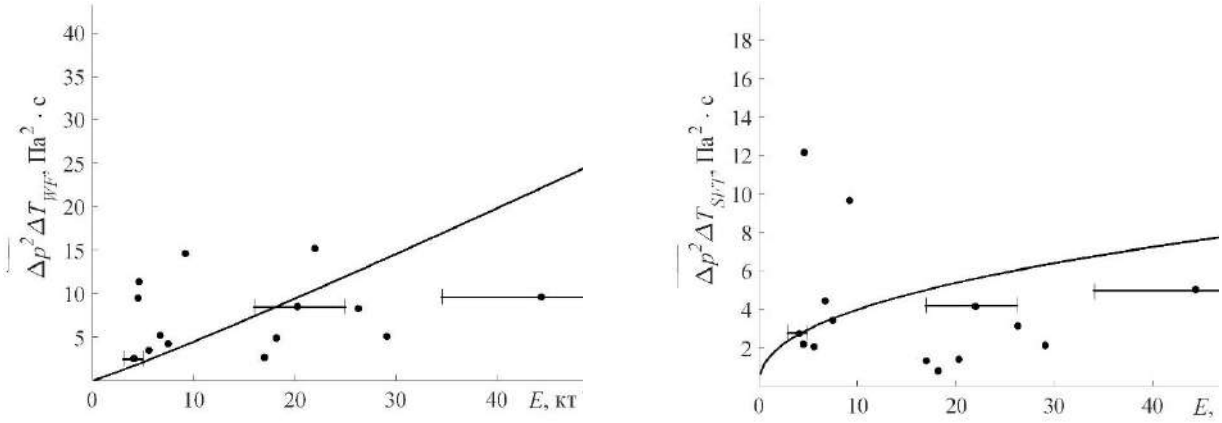


Рис. 5.2.13 Залежність добутку $\overline{\Delta p^2}\Delta T_{SFT}$ від енерговиділення вибуху. Апроксимація законом: *а* – $\overline{\Delta p^2}\Delta T_{WF} = 0.38E^{1.07}$, $R \approx 0.59$, $\sigma \approx 8.06$ Па^2·с; *б* – $\overline{\Delta p^2}\Delta T_{SFT} = 1.49E^{0.43}$, $R \approx 0.25$, $\sigma \approx 5.00$ Па^2·с

Таблиця 5.2.4 Загальні відомості про параметри інфразвукових сигналів, зареєстрованих на станції MAAG 2 від вибухів із різними енерговиділеннями. Тривалості інфразвукових сигналів визначено за хвильовими формами та віконним перетворенням Фур'є (у дужках)

E, кт ТНТ	ΔT, с	T, с	Δp_{max}, Па	Середній квадрат амплітуди тиску, Па^2
4.1	2.98 (3.60)	0.80. 0.45	1.85	0.85 (0.76)
4.5	5.83 (5.76)	0.85. 0.50. 0.30	1.52	1.63 (0.38)
4.6	3.70 (4.32)	0.65	3.95	3.07 (2.82)
5.6	2.98 (2.52)	0.45	1.70	1.17 (0.82)
6.7	4.13 (4.68)	0.45	2.53	1.26 (0.95)
7.5	3.55 (4.32)	0.80. 0.45	2.31	1.20 (0.79)
9.2	4.50 (5.76)	0.83	2.96	3.25 (1.68)
17.0	3.75 (3.60)	1.23	1.11	0.72 (0.36)
18.2	6.08 (6.48)	1.30	0.75	0.81 (0.12)
22.0	7.78 (6.12)	1.43	1.74	1.96 (0.68)
20.3	4.02 (3.60)	0.80	1.16	2.12 (0.39)
26.3	6.10 (6.84)	1.48	1.35	1.36 (0.46)
29.1	5.00 (5.06)	1.43	1.35	1.01 (0.42)
44.4	6.05 (6.66)	1.53	1.76	1.59 (0.76)
49.9	7.40 (7.20)	1.45	3.70	5.56 (2.62)

3. Середня швидкість приходу хвиль змінювалася в межах 300 – 330 м/с.

4. Регресійна залежність періоду інфразвукової хвилі від енергії вибуху загалом є близькою як до теоретичної, так і до емпіричної ($T \sim E^{0.34}$). При цьому $R \approx 0.88$.

5. Регресійна залежність тривалості інфразвукового сигналу від енергії вибуху є близькою до лінійної. При цьому 0.64 (для ΔT_{SFT}) чи $R \approx 0.68$ (для ΔT_{WF}). Прийнятними є також степеневі регресії.

6. Регресійна залежність $\overline{\Delta p^2}\Delta T$ від енергії вибуху близька до лінійної, що відображує закон збереження енергії інфразвукової хвилі. При цьому $R \approx 0.59$.

РОЗДІЛ 6. ХВИЛЬОВІ ПРОЦЕСИ ВПРОДОВЖ СИЛЬНОЇ ГЕОМАГНІТНОЇ БУРІ

6.1. Вступ

Вересень 2017 р., незважаючи на близькість до мінімуму в 24-му циклі сонячної активності, характеризувався високою активністю світила. Сталося 40 спалахів класу C, 15 – класу M, 4 – класу X. Відзначалися потужні викиди корональної маси та сильні геокосмічні бурі, які являють собою сукупність магнітних, іоносферних, атмосферних та електричних бур [222]. З цього випливає, що геокосмічні бурі є не лише джерелом інфразвуку, а цілої низки фізичних процесів. Окремим проявам геокосмічних бур 6 – 10 вересня 2017 р. присвячено низку робіт. У роботі [223] коротко описаеі процеси на Сонці, в міжпланетному середовищі та на Землі протягом 2–15 вересня 2015 р. У роботах [224–226] описані прояви магнітних бур, в роботах [227, 228] – прояви іоносферних бур у високих, низьких та екваторіальних широтах, в роботах [229, 230] – прояви атмосферних бур. У роботі [231] описано динаміку плазмових пухирів над Китаєм протягом магнітної бурі 8 вересня 2017 р.

Мета цього розділу – викладення результатів аналізу глобальних квазіперіодичних варіацій геомагнітного поля параметрів іоносфери впродовж унікальної геокосмічної бурі 6 – 10 вересня 2017 р. Результати цього розділу опубліковано в роботі авторів [232].

6.2 Стан космічної погоди

Найбільш потужні сонячні спалахи в активній області Сонця AR2673 мали місце о 09:10 UT (X2.2) та о 12:02 UT 6 вересня 2017 р., а також о 16:47 UT (X8.2) 10 вересня 2017 р. Помітимо, що спалахи класу X9.3 та X8.2 були найпотужнішими в 24-му циклі сонячної активності. 7 вересня концентрація частинок у сонячному вітрі збільшилася приблизно від $(2–3)\cdot10^6$ м$^{-3}$ до 10^7 м$^{-3}$, їх швидкість – від 500 км/с до 800 км/с, температура – від 10^5 K до $8\cdot10^5$ K (рис. 6.2.1). Значення B_z-компоненти міжпланетного магнітного поля 7 та 8 вересня 2017 р. досягали –10 нТл і –12 нТл відповідно.

Тривалості від'ємних значень B_z дорівнювали 12 і 18 год відповідно. Значення функції Акасофу досягали 15 ГДж/с та 50 ГДж/с 7 та 8 вересня відповідно. 7 вересня значення індексу *AE* збільшувалися до 1500 нТл – 2000 нТл. Мінімальні значення індексу D_{st}, рівні –144 нТл і –111 нТл, відзначалися 8 вересня 2017 р. о 01:05 UT і 15:05 UT відповідно. При цьому максимальні значення індексу K_p складали 8 і 9 відповідно. Впродовж 7 – 8 вересня 2017 р. спостерігалися дві магнітні бурі.

Додамо, що магнітна буря 8 вересня 2017 р. класу G4 (індекс A_p = 106) була другою за інтенсивністю після найсильнішої бурі 17 березня 2015 р. (індекс A_p = 108). Для бурі 8 вересня 2017 р. ΣK_p = 48, а для бурі 17 березня 2015 р. – ΣK_p = 49.

6.3 Збурення в магнітному полі Землі

Для аналізу часових варіацій залучались дані мережі магнітометрів «Intermagnet» на станціях Tamanrasset (22.79°N, 5.53°E), Duronia (41.35°N, 14.466°E), Lonjsko Polje (45.408°N, 16.659°E), Belsk (51.84°N, 20.79°E), Uppsala (59.903°N, 17.353°E), Abisko (68.358°N, 18.823°E) з розрізненням біля 0–1 нТл та часовою дискретизацією в 1 хв. Аналізувалися добові варіації горизонтальних компонент поля за 7 – 9 вересня 2017 р. Смугова фільтрація та системний спектральний аналіз (ССА) виконано в діапазоні періодів 2 хв – 120 хв. При цьому одночасно використовувались взаємодоповнюючі одне одного віконне перетворення Фур'є (ВПФ), адаптивне перетворення Фур'є (АПФ) та вейвлет-перетворення (ВП) на основі базисної функції Морле [198]. ВПФ має краще розрізнення за часом, АПФ – краще розрізнення за періодами. ВП, як відомо, являє собою «математичний мікроскоп» [232].

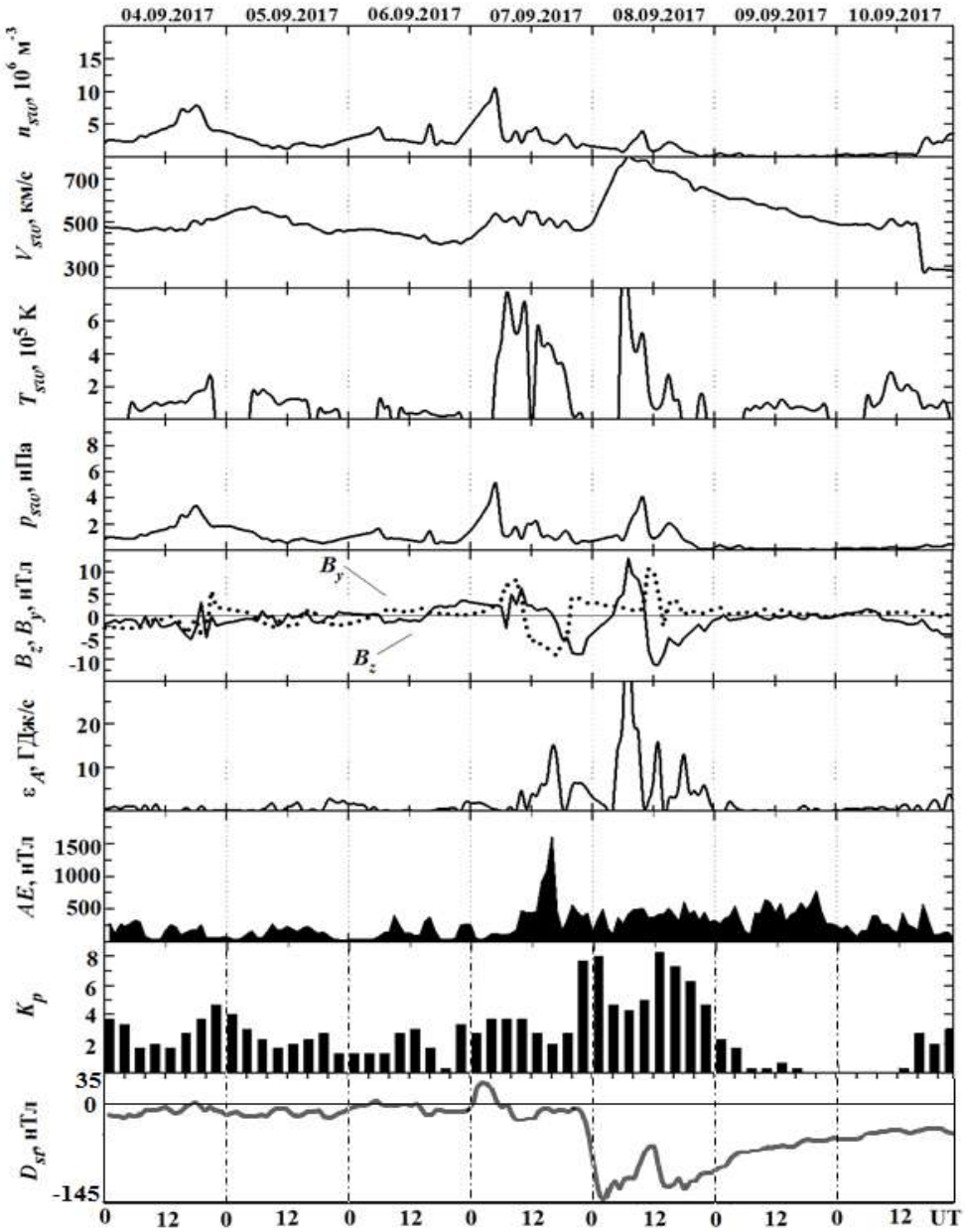


Рисунок 6.2.1 Часові варіації параметрів сонячного вітру (послідовність панелей згори донизу): виміряних концентрацій електронів в сонячному вітрі n_{sw}, температури електронів T_{sw} та поперечної швидкості V_{sw} (згідно ftp://ftp.swpc.noaa.gov/pub/lists/ace2/), розрахованого динамічного тиску, виміряних компонент міжпланетного магнітного поля B_y та B_z (згідно даних супутника ACE), розрахункової функції Акасофу ε_A, яка показує кількість енергії, що поступає від сонячного вітру в магнітосферу за одиницю часу, і

н

д

е

к

с

6.4 Результати аналізу

Збурення геомагнітного поля спостерігались в інтервалах часу від 20:00 7 вересня 2017 р. до 04:00 8 вересня 2017 р. та від 12:00 8 вересня 2017 р. до 08:00 9 вересня 2017 р. (рис. 6.4.1). Як і слід було очікувати, по мірі зменшення широти рівень флуктуацій геомагнітного поля зменшувався приблизно від 800 нТл – 1500 нТл до 20 нТл – 40 нТл. На високих широтах варіації рівня були скоріше аперіодичними, а в середніх і низьких широтах вони були як аперіодичними, так і квазіперіодичними з періодом від 30 хв до 100 хв (рис. 6.4.2–6.4.7).

Розглянемо детальніше результати ССА часових варіацій X- і Y-компонент геомагнітного поля 8 вересня 2017 р., зареєстрованих різними станціями мережі «*Intermagnet*».

На високоширотній станції *Abisko* варіації геомагнітного поля були скоріше аперіодичними (див. рис. 6.4.2). У варіаціях *X*-компоненти виокремлювались періоди *T*, які були близькими до 15 хв – 23 хв і 70 хв – 90 хв, у варіаціях *Y*-компоненти – 15 хв – 23 хв, 35 хв – 50 хв і 65 хв – 100 хв.

Варіації геомагнітного поля на станції Uppsala, яка знаходиться між високими та середніми широтами, також скоріше були аперіодичними (рис. 6.4.3). Для *X*- та *Y*-компонентів найбільшу амплітуду мали складові з періодами $T \approx 35$ хв – 45 хв.

На середньоширотній станції Belsk квазіперіодичність варіацій рівня геомагнітного поля помітно виражена (див. рис. 6.4.4). Найбільшу енергію мали складові з $T \approx 40$ хв – 80 хв для *X*-компоненти та $T \approx 60$ хв – 120 хв для *Y*-компоненти.

Квазіперіодичність варіацій геомагнітного поля на середньоширотній станції Lonjsko Polje було виражено чіткіше, ніж на попередніх трьох станціях (див. рис. 6.4.5). У спектрі коливань переважали періоди $T \approx 70$ хв – 110 хв і $T \approx 40$ хв – 60 хв для *X*- та *Y*-компонент відповідно.

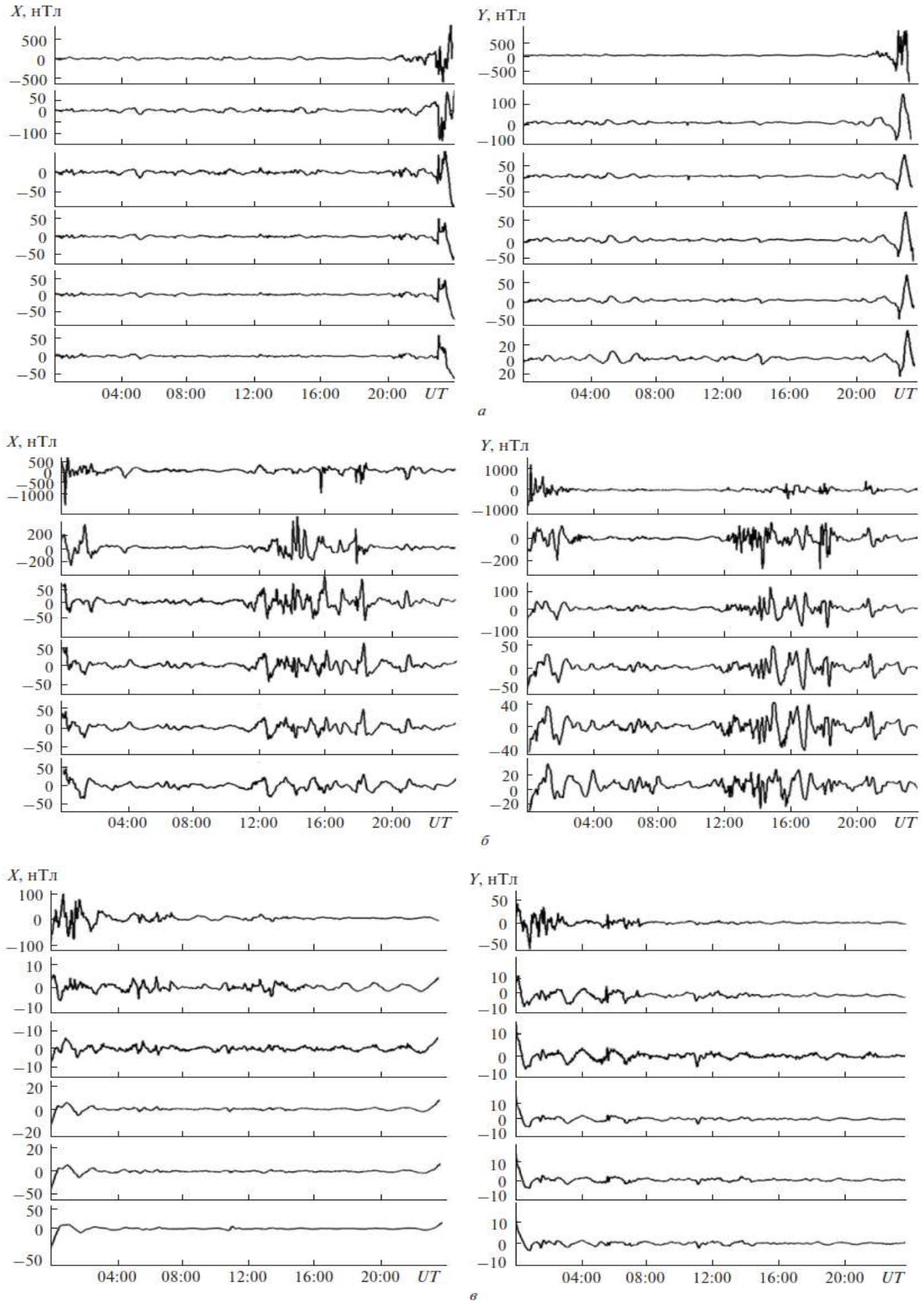


Рис. 6.4.1 Хвильові форми варіацій горизонтальних компонент геомагнітного поля 7 (*а*), 8 (*б*) та 9 (*в*) (ліворуч – *X*-компонент, праворуч – *Y*-компонент) на станціях Abisko, Uppsala, Belsk, Lonjsko Polje, Duronia, Tamanrasset (панелі зверху вниз)

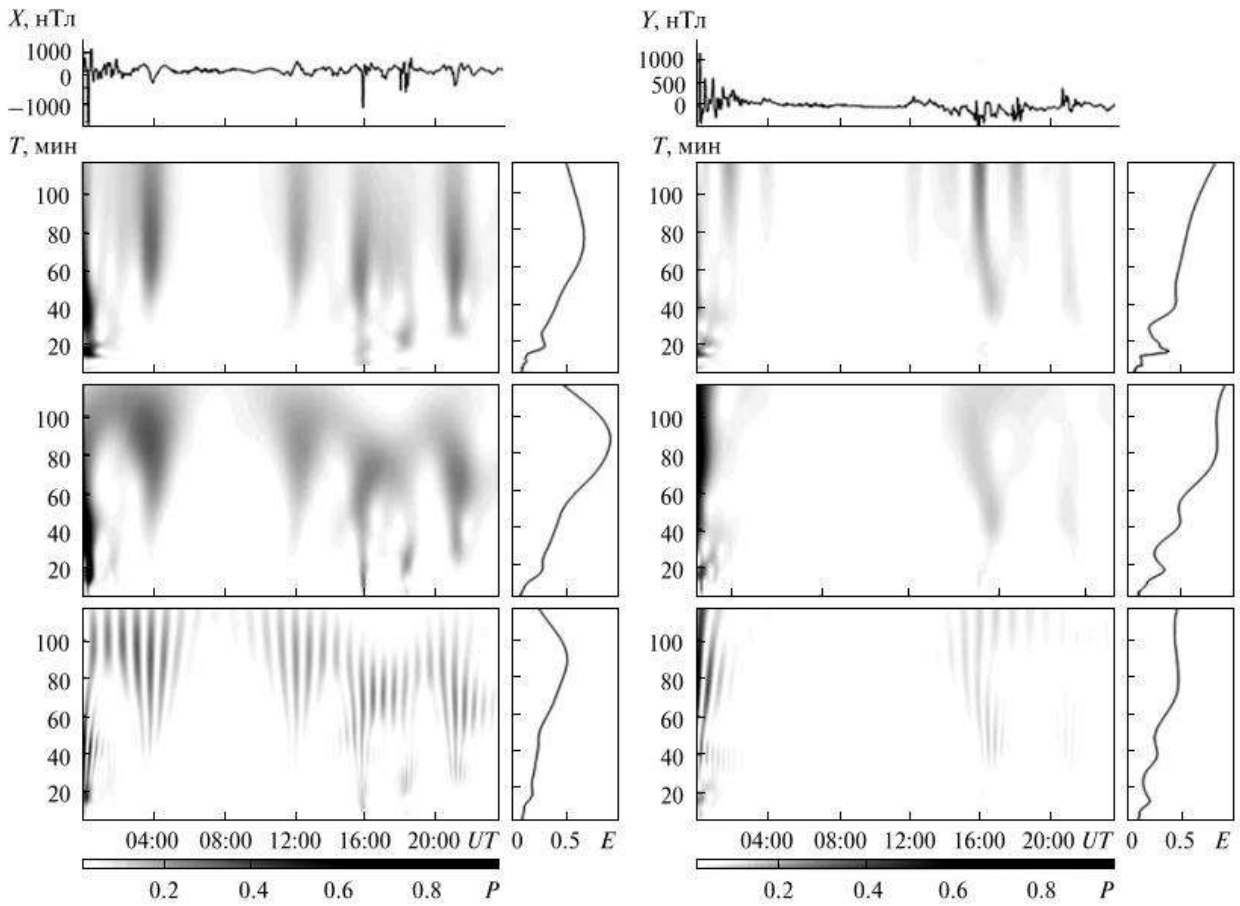


Рис. 6.4.2 Результати ССА часових варіацій геомагнітного поля 8 вересня 2017 р. для станції Abisko. Панелі зверху вниз: вихідні хвильові форми, результати віконного перетворення Фур'є, адаптивного перетворення Фур'є та вейвлет-перетворення на основі вейвлета Морле. Праворуч показано енергограми – розподіл енергії за періодами

Варіації геомагнітного поля на середньоширотній станції Duronia були практично квазіперіодичними (див. рис. 6.4.6). У спектрі переважали складові з $T \approx 75$ хв – 105 хв, а також $T \approx 35$ хв – 55 хв.

На низькоширотній станції Tamanrasset квазіперіодичність варіацій геомагнітного поля виражено чітко (див. рис. 6.4.7). Найбільшу амплітуду мали складові з періодами $T \approx 80$ хв – 110 хв для X-компонента та $T \approx 70$ хв – 110 хв для Y-компонента.

Тривалість квазіперіодичних варіацій геомагнітного поля в ніч з 7 на 8 вересня 2017 р. на всіх станціях складала близько 4 год, а протягом дня 8 вересня та ночі з 8 на 9 вересня 2017 р. тривалість досягала 16 год (див. рис. 6.4.1).

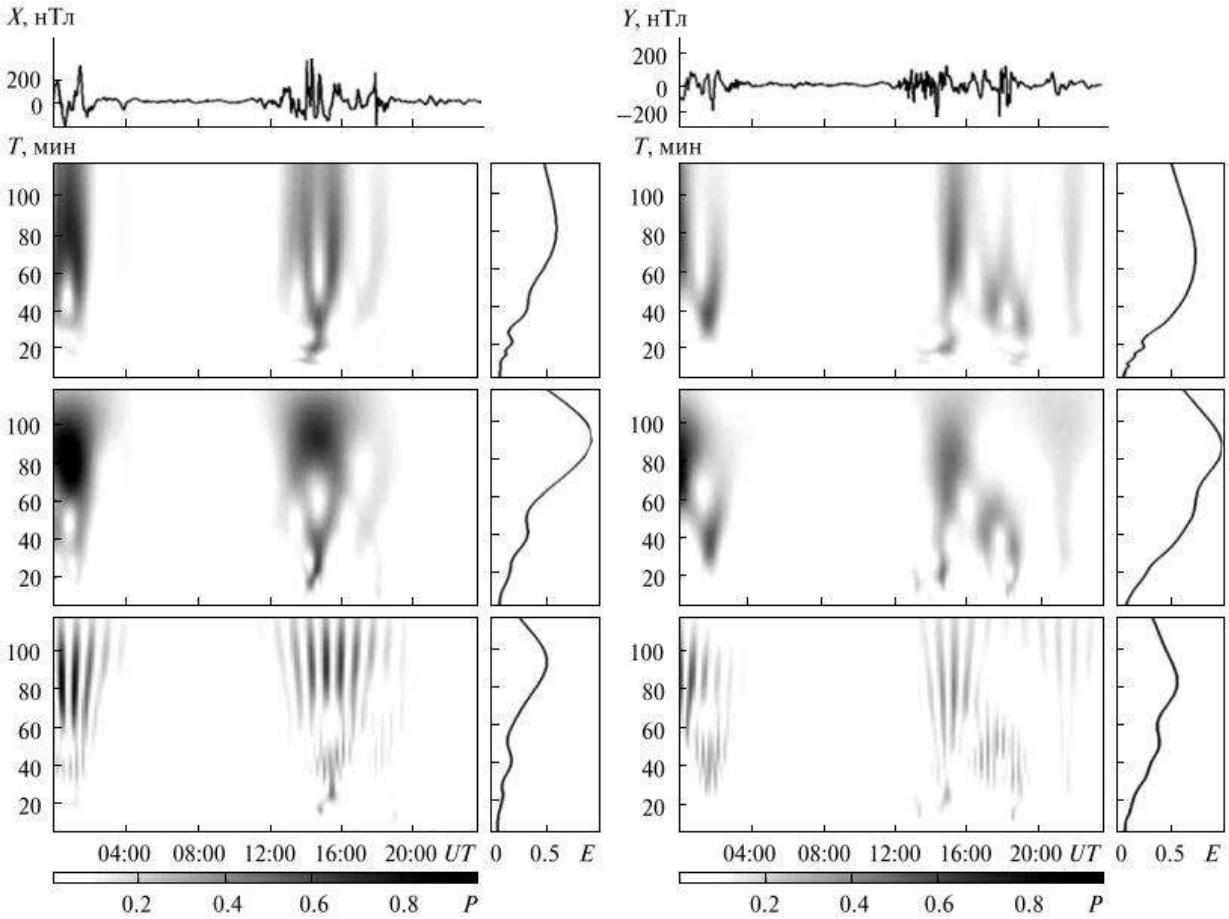


Рис. 6.4.3 Те саме, що й на рис. 6.4.2, для станції Uppsala

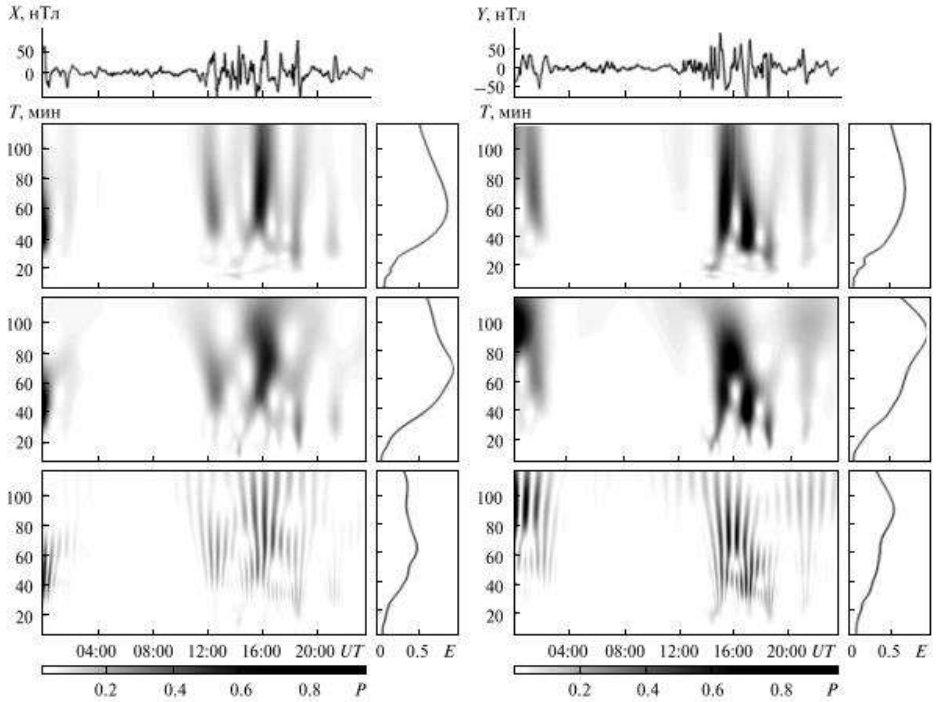


Рис. 6.4.4 Те саме, що й на рис. 6.4.2, для станції Belsk

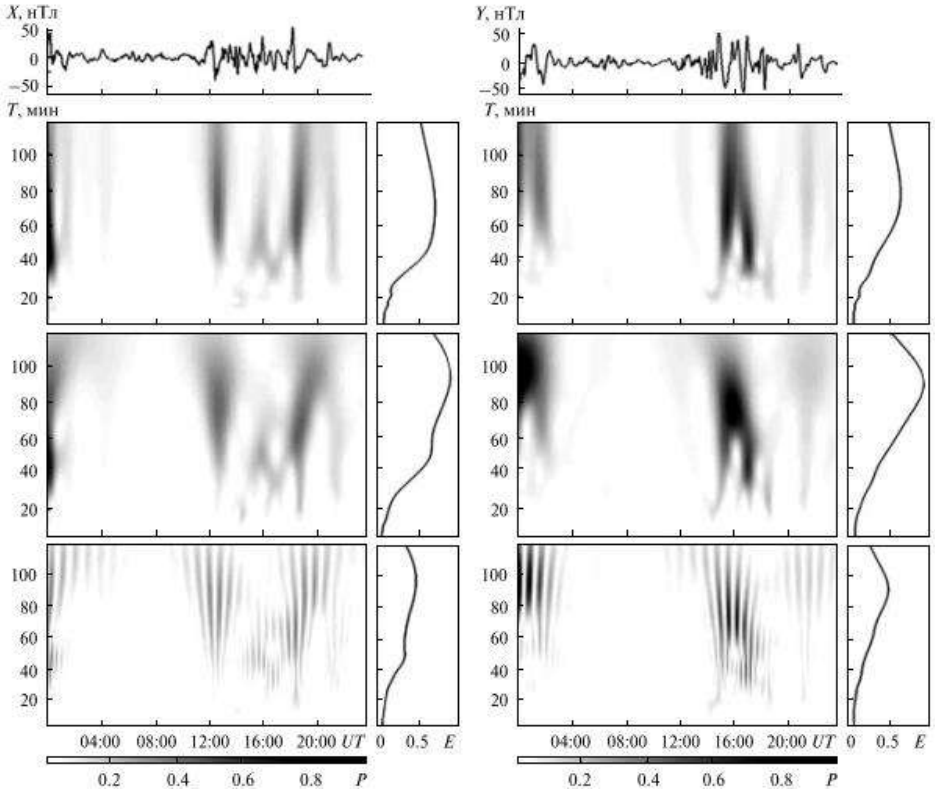


Рис. 6.4.5 Те саме, що й на рис. 6.4.2, для станції Lonjsko Polje

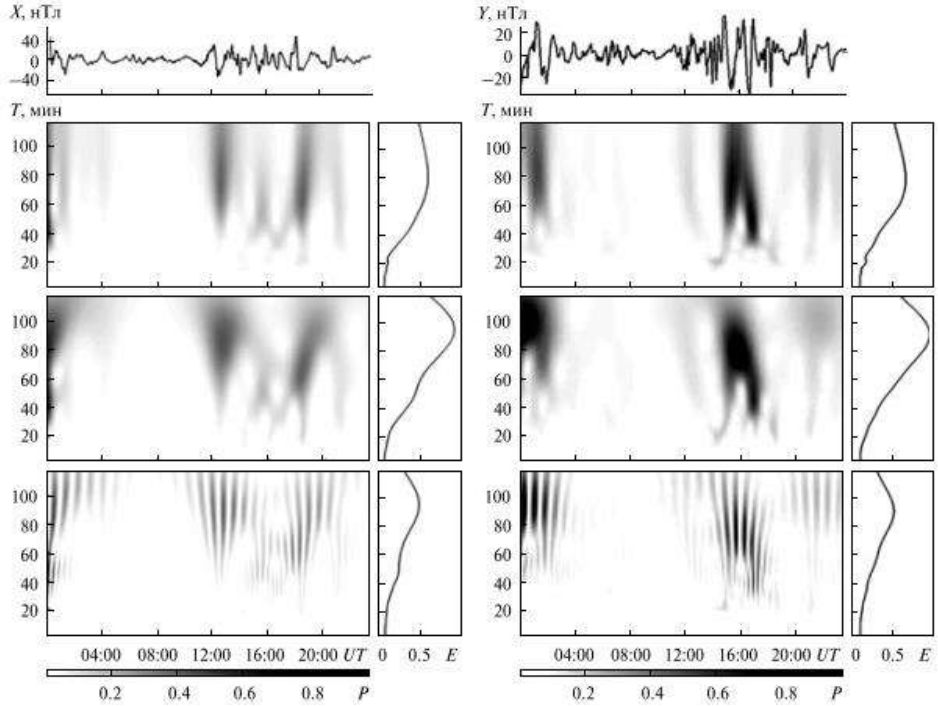


Рис. 6.4.6 Те саме, що й на рис. 6.4.2, для станції Duronia

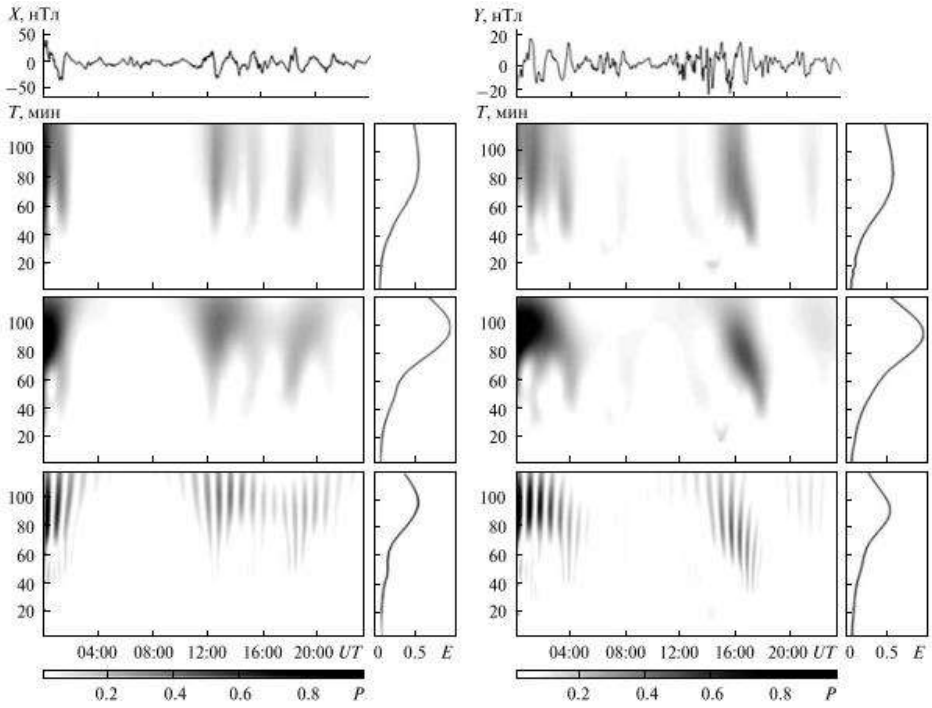


Рис. 6.4.7 Те саме, що й на рис. 6.4.2, для станції Tamanrasset

6.5 Обговорення

У цьому розділі представлено хвильові форми варіацій геомагнітного поля протягом найсильнішої геокосмічної бурі 7–9 вересня 2017 р. Магнітна буря класу G4 за своєю інтенсивністю поступалася лише магнітній бурі 17 березня 2015 р., яка була найсильнішою в 24-ому циклі сонячної активності. Магнітна буря супроводжувалась сильними варіаціями компонентів геомагнітного поля. На високоширотній станції Abisko амплітуда аперіодичних варіацій досягала 1500 нТл для *X*-компонента та 1000 нТл для *Y*-компонента. Для станції Uppsala, розміщеної на широті приблизно 60°, амплітуда аперіодичних сплесків не перевищувала 400 нТл та 300 нТл для *X*- і *Y*-компонент відповідно. На трьох середньоширотних станціях рівень флуктуацій для цих же компонент не перевищував 50 нТл – 100 нТл. На низькоширотній станції Tamanrasset варіації геомагнітного поля не перевищували 20 нТл – 40 нТл.

Відзначимо, що зі зменшенням географічної широти варіації геомагнітного поля ставали все більш упорядкованими: від аперіодичних у високих широтах до квазіперіодичних у середніх і низьких широтах.

Як і слід було очікувати, варіації *X*- і *Y*-компонент слідували за зменшенням D_{st}-індексу та збільшенням K_p-індексу. Тривалість магнітної бурі, яка спостерігалася у ніч з 7 на 8 вересня 2017 р., не перевищувала 4 год, а тривалість бурі 8–9 вересня 2017 р. досягала 16 год.

У спектрі варіацій геомагнітного поля переважали складові з періодом 70 хв –110 хв. Помітно меншу енергію мали гармоніки з періодом $T \approx 35$ хв – 55 хв.

6.6 Висновки до розділу 6

Основні результати досліджень такі [232].

Геокосмічна буря супроводжувалася як аперіодичними, так і квазіперіодичними збуреннями геомагнітного поля. Квазіперіодичні варіації мали місце в діапазоні періодів 35 хв – 55 хв та 70 хв – 110 хв. Квазіперіодичність підсилювалась з мірою спадання географічної широти магнітної станції. При збільшенні географічної широти від ~20° до ~70° амплітуда збурень збільшувалась від 20 нТл до 1500 нТл. Тривалість цугів коливань 8 – 9 вересня 2017 р. складала від одиниць годин до ~16 годин.

РОЗДІЛ 7. ХВИЛЬОВІ ПРОЦЕСИ ВПРОДОВЖ ПОМІРНОГО ЗЕМЛЕТРУСУ

7.1 Вступ

Землетруси були першим джерелом, яке дозволило простежити виникнення збурень у атмосфері й іоносфері, тобто виявити взаємодію підсистем у системі ЗАІМ [234–236]. Як виявилося, збурення від літосфери до атмосфери й іоносфери переносяться електромагнітними й акустико-гравітаційними, в тому числі – й інфразвуковими хвилями (АГХ) [234–236].

Досить довго та з перемінним успіхом ведеться пошук магнітних передвісників землетрусів. Огляд відповідних робіт виконано в [237]. Можливий механізм виникнення періодичного магнітного передвісника описаний в роботі [238]. У статті [237] аналізуються варіації рівня геомагнітного поля в діапазоні періодів 1–1000 с, які передували турецькому землетрусу 24 січня 2020 р. з магнітудою $M \approx 6.7$, а також після сейсмічної події. Авторами зроблено висновок, що землетрус міг викликати збурення, які поширюються в іоносфері зі швидкістю ~20 км/с та ~230–320 м/с. Більшу швидкість мають МГД хвилі, а меншу – АГХ. Цікавим було б підтвердити результати роботи [237] шляхом аналізу часових варіацій рівня геомагнітного поля для інших землетрусів з близькою магнітудою.

Метою цього розділу є описання можливої реакції рівня геомагнітного поля на землетрус, який мав місце 26 листопада 2019 р. в Албанії [239].

7.2 Загальні відомості про землетрус

Землетрус магнітудою $M \approx 6.4$ стався о 02:54 (тут і далі – всесвітній час UT) 26 листопада 2019 р. в Албанії. Координати епіцентру землетрусу наступні: 41.51°півн.ш., 19.53°сх.д. Глибина епіцентру – 22 км. За основною сейсмічною подією спостерігалися афтершоки: о 02:59 ($M \approx 5.1$), 03:03 ($M \approx 5.3$), 05:56 ($M \approx 4.5$), 06:08 ($M \approx 5.5$), 07:13 ($M \approx 4.5$) та 07:27 ($M \approx 4.9$).

Афтершоки приблизно з такою ж магнітудою тривали протягом дня та ввечері 26 і 27 листопада 2019 р. [239].

7.3 Стан космічної погоди

При пошуку магнітного передвісника землетрусу, а також реакції геомагнітного поля на землетрус, який відбувся, необхідний ретельний аналіз стану космічної погоди. 24, 25 та в першій половині доби 26 листопада 2019 р. концентрація заряджених частинок у сонячному вітрі флуктуювала в межах $(2–3)\cdot10^6$ м$^{-3}$ (рис. 7.3.1). З 25 по 27 листопада 2019 р. швидкість частинок в сонячному вітрі змінювалася від 350 до 450 км/с. Цієї ж доби температура частинок була в межах $(0.5–1)\cdot10^5$ К, а тиск частинок – 0.5–1.5 нПа. B_y та B_z компоненти міжпланетного магнітного поля флуктуювали від –2 до 4 нТл. Значення функції Акасофу з 25 по 27 листопада 2019 р. не перевищували 1–3 ГДж/с. Цієї ж доби значення K_p-індексу змінювались від 2 до 3, а значення D_{st}-індексу варіювали від –15 до –10 нТл.

Таким чином, магнітна обстановка була скоріш спокійною, ніж збуреною. Ця обставина полегшила пошук реакції геомагнітного поля на сейсмічну подію.

7.4 Результати аналізу

Далі опишемо варіації рівня геомагнітного поля в день землетрусу та в контрольні дні 25 і 27 листопада 2019 р. (рис. 7.4.1–7.4.3). З рис. 7.4.1*а* можна бачити, що 25 листопада 2019 р. в інтервалі часу 01:00–07:00 рівень *H*-компоненти змінювався від ~0.1 до 0.2 нТл. У спектрі коливань переважали періоди від 600 до 850 с, але більш тривалий час (з 01:30 до 05:00) відзначалися періоди $T \approx 350–600$ с. Приблизно такі ж періоди були присутніми і в варіаціях *D*-компоненти (рис. 7.4.1*б*). Крім того, з 02:00 до 03:30 реєструвалися сильні (з амплітудою до 0.2–0.3 нТл) коливання з $T \approx 700–1000$ с.

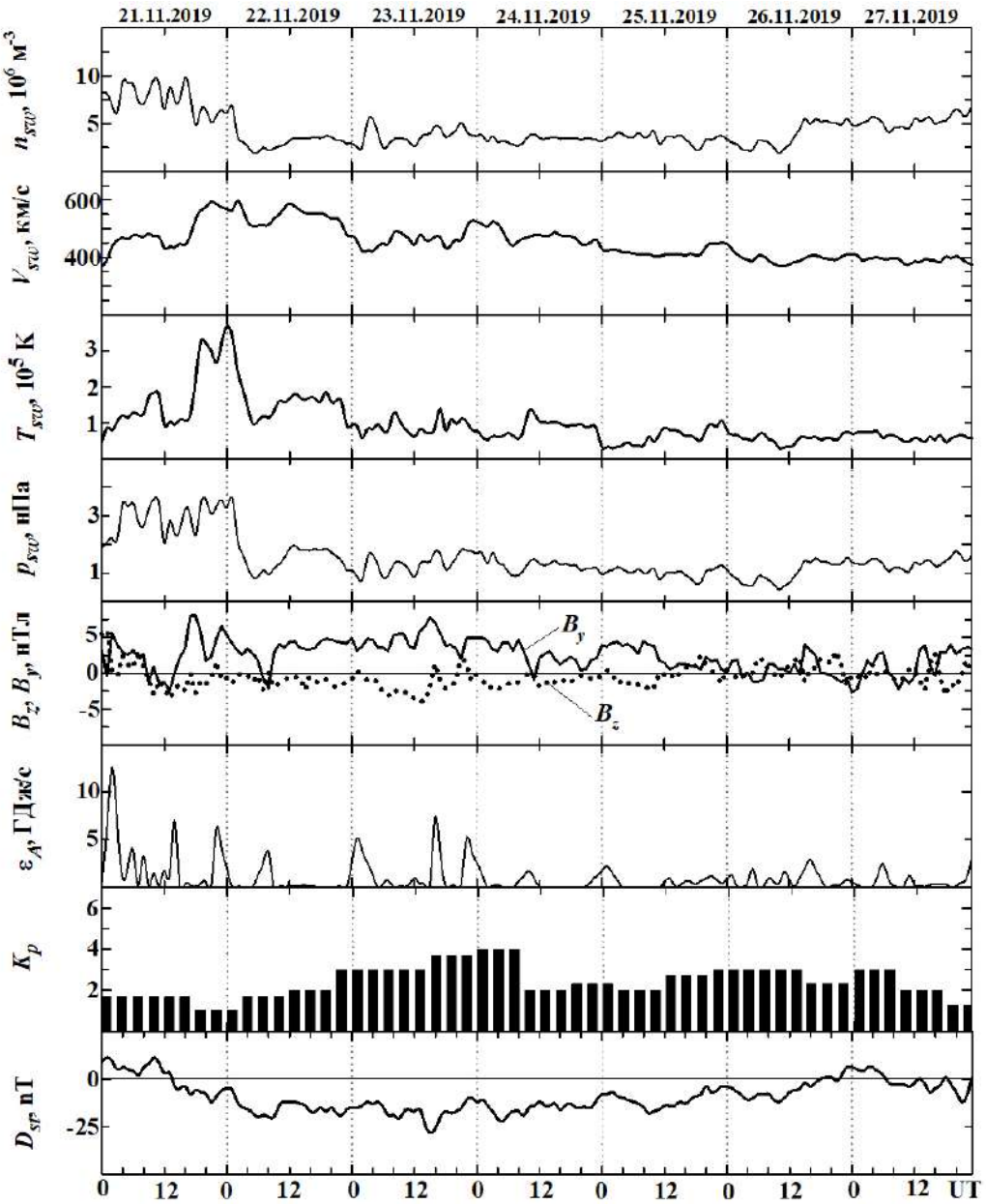


Рис. 7.3.1 Часові варіації основних параметрів, які описують стан космічної погоди (панелі зверху вниз): часові варіації параметрів сонячного вітру: концентрації n_{sw}, радіальної швидкості V_{sw}, температури T_{sw} [Space Weather Prediction Center. National Oceanic and Atmospheric Administration. Accessible link: ftp://ftp.swpc.noaa.gov/pub/lists/ace2/], и розрахованих значень динамічного тиску p_{sw}, B_y (лінія) та B_z (точки) компонент міжпланетного магнітного поля [Space Weather Prediction Center. National Oceanic and Atmospheric Administration. Accessible link: ftp://ftp.swpc.noaa.gov/pub/lists/ace2/], розрахованих значень енергії ε_A, яка передається сонячним вітром магнітосфері Землі за одиницю часу, K_p-індексу [World Data Center for Geomagnetism, Kyoto. Accessible link: http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/kp/index.html], *Dst*- індексу [World Data Center for Geomagnetism, Kyoto. Accessible link: http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/dst_realtime/index.html] протягом 21–27 листопада 2019 р.

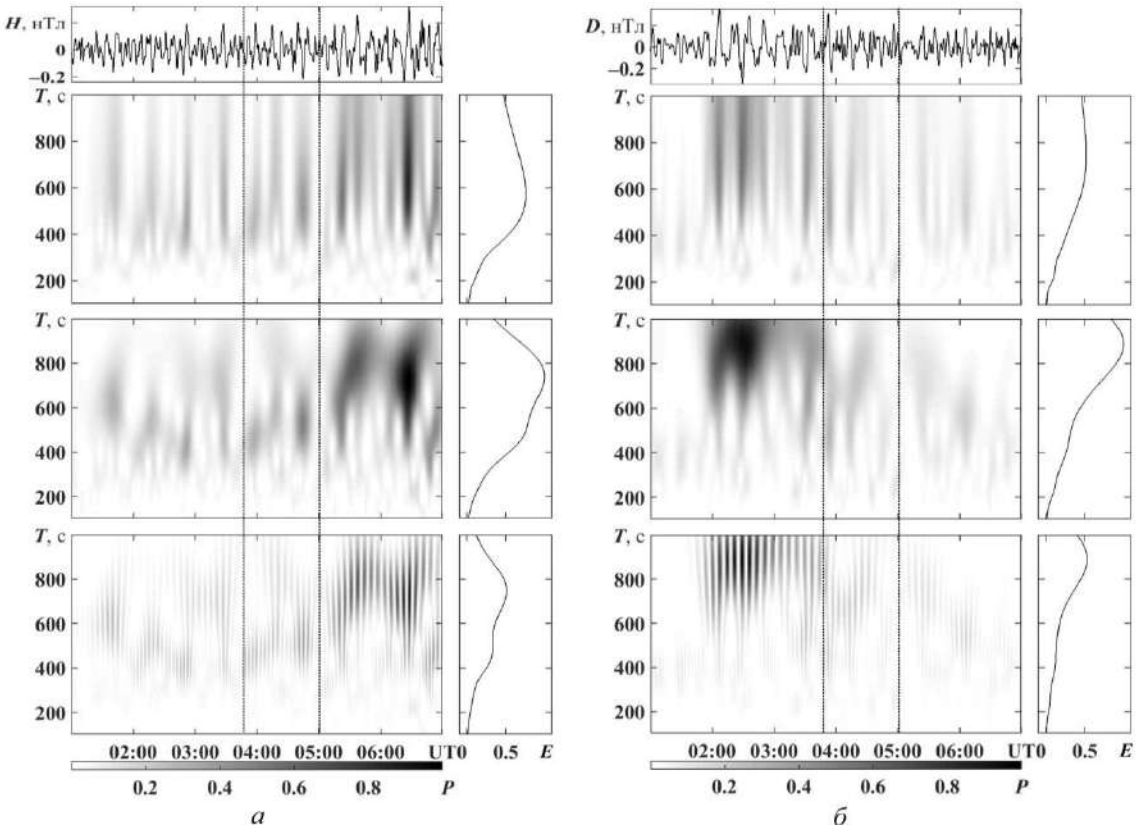


Рис. 7.4.1 Результати системного спектрального аналізу рівнів *H* (*а*) та *D* компонент (*б*) геомагнітного поля 25 листопада 2019 р. Панелі зверху вниз: аналізований сигнал, результати віконного перетворення Фур'є, адаптивного перетворення Фур'є та вейвлет-перетворення з материнською функцією в якості функції Морле. Праворуч показано енергограми (розподіл енергії сигналу за періодами). Штрихованими лініями позначено момент сходу Сонця на висоті 100 км та на рівні Землі в місці розташування обсерваторії

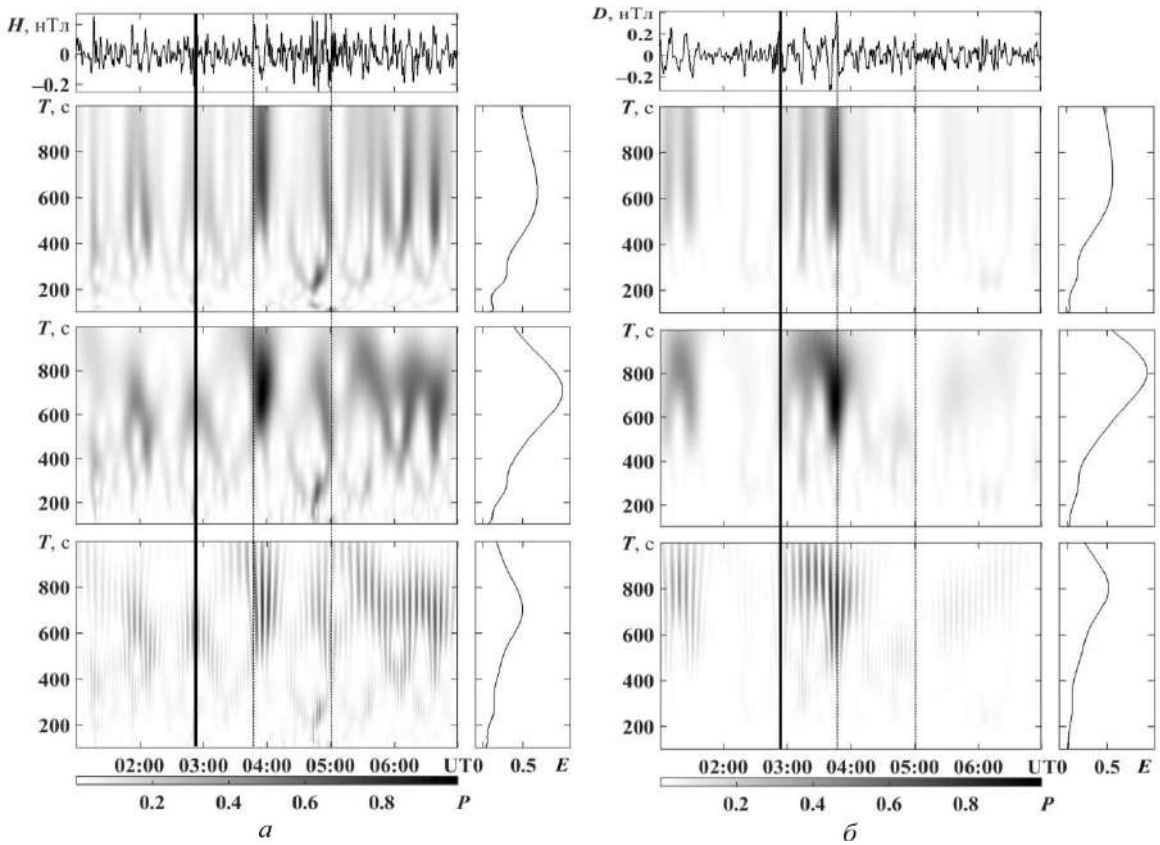


Рис. 7.4.2 Те саме, що і на рис. 2, для 26 листопада 2019 р. Суцільною лінією показано час головного поштовху магнітудою 6.4

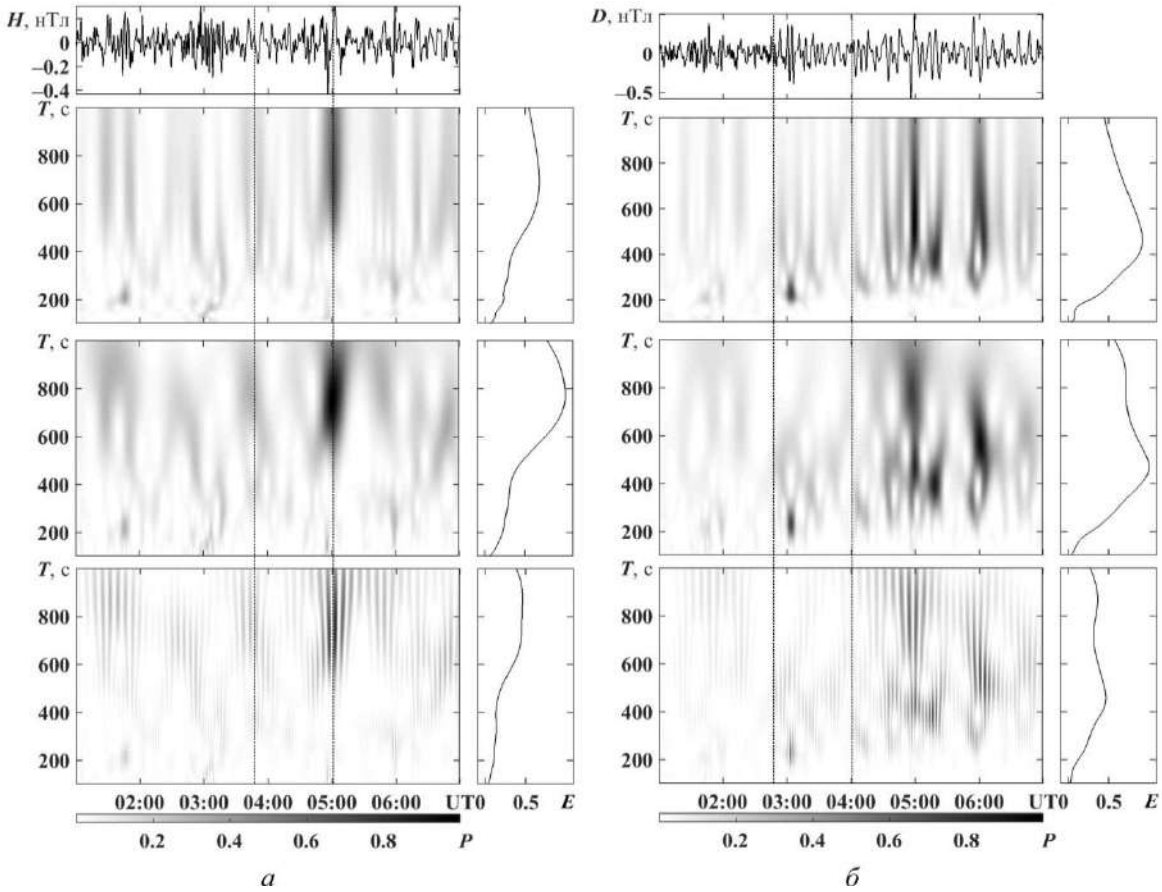


Рис. 7.4.3 Те ж саме, що й на рис. 2, для 27 листопада 2019 р.

У день землетрусу приблизно до 03:00 рівень *H*-компоненти зазвичай не перевищував ~0.1 нТл (рис. 7.4.2*а*). З 03:00 і по 04:10 рівень дещо (до ~0.2 нТл) виріс. Вдруге збільшення амплітуди флуктуацій до ~0.2 нТл мало місце в інтервалі часу 04:41–06:50. Переважали коливання з $T \approx 600$–800 с. Збільшення рівня *D*-компоненти до 0.2 нТл спостерігалося більш ніж за дві години до землетрусу (рис. 7.4.2*б*). Ще більше (до 0.3–0.4 нТл) збільшення рівня *D*-компоненти мало місце в інтервалі часу 03:00–04:20. Переважали коливання з $T \approx 700$–900 с. Повторне збільшення рівня цієї компоненти відзначалося з 04:30 до 06:40, при цьому $T \approx 300$–600 с. 27 листопада 2019 р. рівень *H*-компоненти змінювався в цілому від 0.1 до 0.2 нТл (рис. 7.4.3*а*). Лише в окремі моменти часу спостерігалися сплески рівня до 0.3–0.4 нТл. Період коливань варіював у широких межах: від 200 до 1000 с. Рівень *D*-компоненти найчастіше флуктуював у межах 0.1–0.2 нТл (рис. 7.4.3*б*). В

окремі моменти часу він збільшувався до 0.3 і навіть до 0.5 нТл. В спектрі спостерігалися періоди від 200 до 1000 с.

7.5 Обговорення

Можливість існування магнітного передвісника. Спостережуване більш ніж за дві години до землетрусу збільшення рівня *D*-компоненти могло бути викликано космічними причинами, але не можна виключати й те, що це могло бути магнітним передвісником. Про це свідчать періоди коливань $T \approx 600$–900 с. За розрахунками автора роботи [238] саме такі періоди повинні бути властиві магнітному передвіснику.

Можливість генерації МГД хвиль. Збільшення рівня обох компонент після 03:00 протягом 70–80 хв могло бути обумовлено генерацією МГД хвиль. Першопричиною служать АГХ, які генеруються землетрусом. Ці хвилі досягають динамо-області іоносфери приблизно за час $\Delta t_0 \approx 5$ хв. АГХ модулюють густину атмосфери, а заодно й концентрацію електронів, викликаючи МГД ефект. Далі ці хвилі поширюються в іоносфері, в тому числі й в напрямку магнітометра. На поверхні Землі прояви МГД хвиль в іоносфері реєструються як магнітні варіації, причому в *D*-компоненті (проекція Схід–Захід) ефект виражений сильніше. При швидкості МГД хвилі близько 20 км/с [237, 240] час поширення до магнітометра, віддаленого від епіцентру землетрусу на 1620 км, становить близько 80 с. В сумі час запізнення приблизно дорівнює 6.3 хв, а за даними спостережень менший час запізнення становив $\Delta t_1 \approx 6$ хв.

Можливість генерації АГХ. Вдруге характер варіацій рівня *H* і *D* компонент змінювався через час Δt_2, рівний близько 106 та 97 хв для *H* і *D* компонент відповідно. Швидкість поширення цих збурень оцінимо з наступної формули:

$$v = \frac{R}{\Delta t_2 - \Delta t_0}$$

Вважаючи $\Delta t_0 \approx 5$ хв і $R \approx 1620$ км, отримаємо, що v є близькою до 230 та 290 м/с для H і D компонент відповідно. Таку швидкість і періоди 400–800 с або 7–14 хв мають АГХ (див., наприклад, [116]).

Збурення концентрації електронів. Рух газу в полі АГХ супроводжується захопленням зарядженої компоненти плазми, тобто періодичною модуляцією концентрації електронів N. Оцінимо відносну амплітуду δ_N варіацій N. З роторного рівняння Максвелла випливає, що [237]:

$$\Delta B = \mu_0 \Delta j \Delta z = \mu_0 j_0 \delta_N \Delta z,$$

де μ_0 – магнітна стала, Δj – збурення густини іоносферного струму в динамо-області атмосфери, j_0 – незбурене значення густини струму, Δz – товщина динамо-області. Припускаючи, що $\Delta B \approx 0.2$ нТл, $j_0 \approx 10^{-7}$ А/м^2, $\Delta z \approx 30$ км, отримаємо, що $\delta_N \approx 5.3\%$.

Описані в даній роботі результати в цілому узгоджуються з результатами роботи [237]. Однак у випадку албанського землетрусу магнітні ефекти виражені слабше. Цьому є кілька причин. По-перше, магнітуда албанського землетрусу була дещо меншою (6.4 проти 6.7). По-друге, відстань до магнітометра була дещо більшою (1620 км проти 1350 км). По-третє, глибина епіцентру албанського землетрусу була помітно більшою (22 км проти 10 км). По-четверте, реакція на албанський землетрус спостерігалася на тлі природніх збурень ($K_p = 3$).

7.6 Висновки до розділу 7

1. Квазіперіодичні варіації рівня геомагнітного поля, які мають час запізнення близько 6 хв і тривалість 70–80 хв, могли бути викликані землетрусом. Переносником збурень в цьому випадку могли бути МГД хвилі.

2. Квазіперіодичні збурення, які мають час запізнення 97–106 хв і тривалість близько 130–140 хв, скоріш за все, викликані землетрусом. За перенесення збурень відповідали АГХ, які мають період 7–14 хв.

3. Відносне збурення концентрації електронів у полі АГХ хвилі було близько 5.3%.

4. Результати спостережень за албанським і турецьким землетрусами в цілому узгоджуються між собою.

ПІДСУМКИ

1. Вперше за даними NASA для 693 випадків установлено залежність частоти падінь космічних тіл від їх розміру, географічних координат та енергії свічення.

2. На прикладі падінь унікальних космічних тіл (Тунгуського, Індонезійського, Челябінського, Липецького та Камчатського метеороїдів) вперше виявлено особливості поширення та оцінено загасання інфразвукової хвилі, надано фізичну інтерпретацію отриманих залежностей варіацій тиску від відстані.

3. Вперше встановлено статистичні залежності основних параметрів інфразвукових сигналів від відстані для різних джерел енерговиділення. Встановлено емпіричні залежності амплітуди хвилі від відстані.

4. За вимірюваннями на світовій мережі мікробарографів встановлено статистичну залежність тиску в інфразвуковій хвилі, згенерованій виверженням вулкану St. Helens, від відстані при поширенні хвилі на глобальні відстані.

5. На прикладі серій вибухів на українських складах боєприпасів уперше за допомогою методів смугової фільтрації та системного спектрального аналізу вивчено особливості поширення інфразвукових хвиль на відстані до 200 км та встановлено основні параметри акустичних хвиль.

6. За допомогою результатів досліджень потужних геомагнітних бур і помірних землетрусів оцінено основні параметри геомагнітних флуктуацій горизонтальних компонент геомагнітного поля та величину їхнього впливу на збурення концентрації електронів.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Asming V. E. Algorithms for the Detection, Location, and Discrimination of Seismic and Infrasound Events / V. E. Asming, A. V. Fedorov, I. S. Fedorov, S. V. Asming // Izv. Atmos. Ocean. Phys. – 2022. – Vol. 58. – Pp. 1398–1417

2. Infrasound monitoring for atmospheric studies / A. Le Pichon, E. Blanc, A. Hauchecorne (ed.). – Switzerland: Springer Nature Switzerland AG, 2019. – XXVIII, 1167 p.

3. Modelling and validation of defects on infrasound wind–noise–reduction pipe systems / S. K. Kristoffersen, P. Vincent, A. Le Pichon [et al.] // The Journal of the Acoustical Society of America. – 2023. – Vol. 153. – id:1272.

4. The multichannel maximum–likelihood (MCML) method: a new approach for infrasound detection and wave parameter estimation / B. Poste, M. Charbit, A. Le Pichon [et al.] // Geophysical Journal International. – 2023. – Vol. 232, Iss. 2. – Pp. 1099 – 1112.

5. Silber E. A. Detection of the Large Surface Explosion Coupling Experiment by a Sparse Network of Balloon–Borne Infrasound Sensors / E. A. Silber, D. C. Bowman, M. Ronac Giannone // Remote Sensing. – 2023. – Vol. 15, Iss. 2. – id: 542.

6. Detecting Infrasonic Signals from Impulsive Sources on the Basis of Their Wavelet Spectrum Forms / A. I. Chulichkov, N. D. Tsybulskaya, M. N. Zakirov [et al.] // Pure Appl. Geophys. – 2022. – Vol. 179. – Pp. 4609–4625.

7. Green D. N. Identifying suitable time periods for infrasound measurement system response estimation using across–array coherence / D. N. Green, A. Nippress, D. Bowers, N. D. Selby // Geophysical Journal International. – 2021. – Vol. 226, Is. 2. – Pp. 1159–1173.

8. Vincent P. Analytical modelling and characterisation of an infrasound generator in the air / P. Vincent, F. Larsonnier, D. Rodrigues, S. Durand // Applied Acoustics. – 2019. – Vol. 148. – Pp. 476–483.

9. Albert S. A. Atmospheric structure prediction for infrasound propagation modeling using deep learning / S. A. Albert // Earth and Space Science. – 2022. – Vol. 9. – id:e2022EA002233.

10. Experiment to distinguish two fumaroles consistently emanating infrasound at Kirishima Iwo–Yama / K. Yamakawa, M. Ichihara, D. Muramatsu [et al.] // Earth Planets Space. – 2023. – Vol. 75. – id:26.

11. Monitoring of Indonesian volcanoes with the IS06 infrasound array / D. Gheri, E. Marchetti, G. Belli [et al.] // Journal of Volcanology and Geothermal Research. – 2023. – Vol. 434. – id: 107753.

12. Kurokawa A. K. Identification of infrasonic and seismic components of tremors in single–station records: application to the 2013 and 2018 events at Ioto Island, Japan / A. K. Kurokawa, M. Ichihara // Earth, Planets and Space. – 2020. – Vol. 72. – id:171.

13. Chupin V. Remote Sensing of Infrasound Signals of the “Voice of the Sea” during the Evolution of Typhoons / V. Chupin, G. Dolgikh, E. Gusev, G. Timoshina // Remote Sensing. – 2022. – Vol. 14. – id: 6289.

14. Ivanov V. N. The KIZ Infrasound Stations for Geophysics Research and Monitoring / V. N. Ivanov, Y. S. Rusakov // Instruments and Experimental Techniques. – 2020. – Vol. 63. – Pp. 735–743.

15. Infrasound from large earthquakes recorded on a network of balloons in the stratosphere / R. F. Garcia, A. Klotz, A. Hertzog [et al.] // Geophysical Research Letters. – 2022. – Vol. 49, Iss. 15. – id: e2022GL098844.

16. Inchin P. A. Simulation of Infrasonic Acoustic Wave Imprints on Airglow Layers During the 2016 M7.8 Kaikoura Earthquake / P. A. Inchin, J. Aguilar Guerrero, J. B. Snively, Y. Kaneko // Journal of Geophysical Research: Space Physics. – 2022. – Vol. 127, Iss. 3. – id:e2021JA029529.

17. Yang M. Repeating infrasound from an earthquake doublet in Alaska / M. Yang, T. Wang, J. Shi // Geophysical Research Letters. – 2021. – Vol. 48, Iss. 17. – e2021GL094632.

18. Johnson J. B. Mapping the sources of proximal earthquake infrasound / J. B. Johnson, T. D. Mikesell, J. F. Anderson, L. M. Liberty // Geophysical Research Letters. – 2020. – Vol. 47, Iss. 23. – id: e2020GL091421.

19. Pilger C. The State of the Stratosphere Throughout the Seasons: How Well Can Atmospheric Models Explain Infrasound Observations at Regional Distances? / C. Pilger, P. Hupe, K. Koch // Pure and Applied Geophysics. – 2023. – Pp. 1375–1393.

20. Comparative analysis of noise from three Falcon 9 launches / L. T. Mathews, K. L. Gee, G. W. Hart [et al.] // The Journal of the Acoustical Society of Korea. – 2020. – Vol. 39, No. 4. – Pp. 322–330.

21. Investigation of near–surface chemical explosions effects using seismo–acoustic and synthetic aperture radar analyses / I. Hamama, M.–Y. Yamamoto, M. N. ElGabry [et al.] // The Journal of the Acoustical Society of America. – 2022. – 151. – id: 1575.

22. Adushkin V. V. Relationship between the Parameters of Infrasound Waves and the Energy of the Source / V. V. Adushkin, Y. S. Rybnov, A. A. Spivak, V. A. Kharlamov // Izvestiya, Physics of the Solid Earth. – 2019. – Vol. 55. – Pp. 897–906.

23. Seismo–acoustic signals of the Baumgarten (Austria) gas explosion detected by the AlpArray seismic network / F. M. Schneider, F. Fuchs, P. Kolínský [et al.] // Earth and Planetary Science Letters. – 2018. – Vol. 502. – Pp. 104 – 114.

24. Kim K. Finite–Difference Simulation for Infrasound Generated by Finite–Extent Ground Motions / K. Kim, D. C. Bowman, D. Fee // Seismological Research Letters. – 2022. – Vol. 93, Iss. 6. – Pp. 3373 – 3383.

25. Multi-instrument observations of the Pajala fireball: Origin, characteristics, and atmospheric implications / J. Vierinen, T. Aslaksen, J. L. Chau, [et al.] // Front. Astron. Space Sci. – 2022. – Vol. 9. – id:1027750.

26. ReVelle D. O. On meteor-generated infrasound / D. O. ReVelle // Journal of Geophysical Research. – 1976. – Vol. 81, No. 7. – Pp. 1217–1230.

27. Arrowsmith S. J. Global Detection of Infrasonic Signals from Three Large Bolides / S. J. Arrowsmith, D. ReVelle, W. Edwards, P. Brown // In: J. M. Trigo-Rodríguez, F. J. M. Rietmeijer, J. Llorca, D. Janches (eds). Springer, New York, NY: Advances in Meteoroid and Meteor Science, 2007. – P. 357–363.

28. Ens T. A. Infrasound production by bolides: A global statistical study / T. A. Ens, P. G. Brown, W. N. Edwards, E. A. Silber // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. – 2012. – Vol. 80. – Pp. 208 – 229.

29. Черногор Л. Ф. Акустические эффекты Челябинского метеороида / Л. Ф. Черногор // Радиофизика и радиоастрономия. – 2017. – Т. 22, № 1. – С. 53–66.

30. Donn W. L. Meteors and Meteorites Detected by Infrasound / W. L. Donn, N. K. Balachandran // Science. New Series. – 1974. – Vol. 185, No. 4152. – P. 707–709. http://www.jstor.org/stable/1738739

31. Чорногор Л. Ф. Статистичний аналіз параметрів інфразвуку, згенерованого Челябінським метеороїдом / Л. Ф. Чорногор // Кінематика і фізика небесних тіл. – 2020. – Т. 36, № 4. – С. 35 – 57.

32. Campbell W. Auroral-zone observations of infrasonic pressure waves related to ionospheric disturbances and geomagnetic activity / W. Campbell, J. Young // Journal of Geophysical Research. – 1963. – Vol. 68, no. 21. – Pp. 5909–5916.

33. Maeda K. Pulsating Aurorae and Infrasonic Waves in the Polar Atmosphere / K. Maeda, T. Watanabe // Journal of the Atmospheric Sciences. – 1964. – Vol. 21, no. 1. – Pp. 15–29.

34. Chimonas G. Infrasonic waves generated by auroral currents / G. Chimonas // Planetary and Space Science. – 1970. – Vol. 18, No. 4. – Pp. 591–598.

35. Chimonas G. Atmospheric gravity waves induced by a solar eclipse / G. Chimonas, C. O. Hines // Journal of Geophysical Research. – 1970. – Vol. 75, no. 4. – P. 875.

36. The detection of atmospheric waves produced by the total solar eclipse of 11 August 1999 / T. Jones, D. M. Wright, J. Milner [et al.] // Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. – 2004. – Vol. 66, no. 5. – Pp. 363–374.

37. Черногор Л. Ф. Вариации амплитуды и фазы ОНЧ радиоволн в ионосфере в период солнечного затмения 1 августа 2008 г. / Л. Ф. Черногор // Геомагнетизм и аэрономия. – 2010. – Т. 50, № 1. – С. 100–110.

38. Черногор Л. Ф. Физические эффекты солнечных затмений в атмосфере и геокосмосе: монография / Л. Ф. Черногор. – Харьков: ХНУ имени В. Н. Каразина, 2013. – 480 с.

39. Multi-instrument observations of the solar eclipse on 20 March 2015 and its effects on the ionosphere over Belgium and Europe / S. M. Stankov, N. Bergeot, D. Berghmans [et al.] // Journal of Space Weather and Space Climate. – 2017. – Vol. 7, no. A19.

40. Observation and characterization of traveling ionospheric disturbances induced by solar eclipse of 20 March 2015 using incoherent scatter radars and GPS networks / S. V. Panasenko, Y. Otsuka, M. van de Kamp [et al.] // Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. – 2019. – Vol. 191, no. 105051.

41. Сомсиков В. М. Солнечный терминатор и динамика атмосферы / В. М. Сомсиков. – Алма-Ата: Наука, 1983. – 192 с.

42. Черногор Л. Ф. Геомагнитные пульсации вблизи г. Харькова, сопутствовавшие прохождению солнечного терминатора. 2. Результаты статистического анализа / Л. Ф. Черногор, М. А. Шамота // Космічна наука і технологія. – 2009. – Т. 15, № 6. – С. 14 – 19.

43. Черногор Л. Ф. Геомагнитные пульсации, сопутствовавшие движению солнечного терминатора через магнитосопряженную область / Л. Ф. Черногор // Радиофизика и радиоастрономия. – 2012. – Т. 17, № 1. – С. 57–67.

44. Черногор Л. Ф. Тропический циклон как элемент системы Земля – атмосфера – ионосфера – магнитосфера / Л. Ф. Черногор // Космічна наука і технологія. – 2006. – Т. 12, № 2/3. – С. 16 – 36.

45. Infrasound from hurricanes: Dependence on the ambient ocean surface wave field / C. H. Hetzer, R. Waxler, K. E. Gilbert [et al.] // Geophysical Research Letters. – 2008. – Vol. 35, no. 14. – id:L14609.

46. Nishioka M. Concentric waves and short-period oscillations observed in the ionosphere after the 2013 Moore EF5 tornado / M. Nishioka, T. Tsugawa, M. Kubota, M. Ishii // Geophysical Research. Letters. – 2013. – Vol. 40, no. 21. – Pp. 5581–5586.

47. Medium-scale traveling ionospheric disturbances triggered by Super Typhoon Nepartak (2016) / M.-Y. Chou, C. C. H. Lin, J. Yue [et al.] // Geophysical Research. Letters. – 2017. – Vol. 44, no. 15. – Pp. 7569–7577.

48. Richards A. F. Volcanic sounds: Investigation and analysis / A. F. Richards // Journal of Geophysical Research. – 1963. – Vol. 68, no. 3. – Pp. 919–928.

49. Goerke V. H. Infrasonic observations of the May 16, 1963, volcanic explosion on the island of Bali / V. H. Goerke, J. M. Young, R. K. Cook // Journal of Geophysical Research. – 1965. – Vol. 70, no. 24. – Pp. 6017–6022.

50. Bolt B. A. Atmospheric oscillations after the May 18, 1980 eruption of Mount St. Helens / B. A. Bolt, T. Tanimoto // Eos, Transactions American Geophysical Union. – 1981. – Vol. 62, no. 23. – Pp. 529–530.

51. Kieffer S. W. Blast dynamics at Mount St Helens on 18 May 1980 / S. W. Kieffer // Nature. – 1981. – Vol. 291, no. 5816. – Pp. 568–570.

52. Ripepe M. Thermal, seismic and infrasonic evidences of variable degassing rates at Stromboli volcano / M. Ripepe, A. J. L. Harris, R. Carniel // Journal of Volcanology and Geothermal Research. – 2002. – Vol. 118, no. 3–4. – Pp. 285–297.

53. Evers L. G. The detectability of infrasound in The Netherlands from the Italian volcano Mt. Etna / L. G. Evers, H. W. Haak // Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. – 2005. – Vol. 67, no. 3. – Pp. 259–268.

54. Черногор Л. Ф. Физика и экология катастроф: монография / Л. Ф. Черногор. – Х.: ХНУ имени В. Н. Каразина, 2012. – 556 с.

55. Daniels F. B. Generation of Infrasound by Ocean Waves / F. B. Daniels // The Journal of the Acoustical Society of America. – 1962. – Vol. 34, no. 3. – Pp. 352–353.

56. Donn W. L. Infrasonic waves from the marine storm of April 7, 1966 / W. L. Donn, E. S. Posmentier // Journal of Geophysical Research. – 1967. – Vol. 72, no. 8. – Pp. 2053–2061.

57. Arendt S. Acoustic radiation by ocean surface waves / S. Arendt, D. C. Fritts // Journal of Fluid Mechanics. – 2000. – Vol. 415. – Pp. 1–21.

58. On using ocean swells for continuous infrasonic measurements of winds and temperature in the lower, middle, and upper atmosphere / M. Garcés, M. Willis, C. Hetzer [et al.] // Geophysical Research Letters. – 2004. – Vol. 31, no. 19. – id: L19304.

59. Waxler R. The radiation of atmospheric microbaroms by ocean waves / R. Waxler, K. E. Gilbert // The Journal of the Acoustical Society of America. – 2006. – Vol. 119, no. 5. – Pp. 2651–2664.

60. Гостинцев Ю. А. Волновые возмущения атмосферы при больших пожарах / Ю. А. Гостинцев, Е. А. Иванов, Н. П. Копылов, Ю. В. Шацких // Физика горения и взрыва. – 1983. – Т. 19, № 4. – С. 62–64.

61. Spivak A. A. The Electric Field in the Surface Atmosphere of the Megapolis of Moscow / A. A. Spivak, S. A. Riabova, V. A. Kharlamov // Geomagnetism and Aeronomy. – 2019. – Vol. 59, № 4. – Pp. 467–478.

62. Donn W. L. Ground-coupled air waves from the Great Alaskan Earthquake / W. L. Donn, E. S. Posmentier // Journal of Geophysical Research. – 1964. – Vol. 69, no. 24. – Pp. 5357–5361.

63. Bowman G. G. Atmospheric pressure waves from the Japanese earthquake on 16 June 1964 / G. G. Bowman, K. L. Shrestha // Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society. – 1965. – Vol. 91, no. 388. – Pp. 223–224.

64. Davies K. Ionospheric effects observed around the time of the Alaskan earthquake of March 28, 1964 / K. Davies, D. M. Baker // Journal of Geophysical Research. – 1965. – Vol. 70, no. 9. – Pp. 2251–2253.

65. Cook R. K. On the Measurement of Infrasound / R. K. Cook, A. J. Bedard // Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society. – 1971. – Vol. 26, no. 1–4. – Pp. 5–11.

66. Bhattacharyya J. Deep infrasound radiated by the Sumatra earthquake and tsunami / M. Garcés, P. Caron, C. Hetzer [et al.] // Eos, Transactions American Geophysical Union. – 2005. – Vol. 86, no. 35. – Pp. 317–320.

67. Infrasound associated with 2004–2005 large Sumatra earthquakes and tsunami / A. Le Pichon, P. Herry, P. Mialle [et al.] // Geophysical Research Letters. – 2005. – Vol. 32, no. 19. – id:L19802.

68. Dynamical processes in the ionosphere following the moderate earthquake in Japan on 7 July 2018 / Q. Guo, L. F. Chernogor, K. P. Garmash [et al.] // Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. – 2019. – V. 186. – P. 88 – 103.

69. Вариации характеристик радиоволн ВЧ диапазона над Китаем, сопровождавшие умеренное землетрясение в Японии 5 сентября 2018 г. / Y. Luo, Q. Guo, Y. Zheng [и др.] // Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Радіофізика та електроніка. – 2019. – Вып. 30. – С. 16 – 26.

70. Сейсмо-іоносферні ефекти: результати похилого радіозондування іоносфери / Y. Luo, Л. Ф. Чорногор, К. П. Гармаш [та ін.] // Радіофізика і радіоастрономія. – 2020. – Т. 25, № 3. – С. 218–230.

71. Deep infrasound radiated by the Sumatra earthquake and tsunami / M. Garcés, P. Caron, C. Hetzer [et al.] // Eos, Transactions American Geophysical Union. – 2005. – Vol. 86, no. 35. – Pp. 317–320.

72. Balachandran N. K. Infrasonic signals from thunder / N. K. Balachandran // Journal of Geophysical Research: Oceans. – 1979. – Vol. 84, no. C4. – Pp. 1735–1745.

73. Balachandran N. K. Acoustic and electric signals from lightning / N. K. Balachandran // Journal of Geophysical Research. – 1983. – Vol. 88, no. C6. – Pp. 3879–3884.

74. Identification of infrasound produced by sprites during the Sprite2003 campaign / T. Farges, E. Blanc, A. Le Pichon [et al.] // Geophysical Research Letters. – 2005. – Vol. 32, no. 1. – id: L01813.

75. Lin T.-L. Infrasound from thunder: A natural seismic source / T.-L. Lin, C. A. Langston // Geophysical Research Letters. – 2007. – Vol. 34, no. 14. – id:L14304.

76. Farges T., Blanc E. Characteristics of infrasound from lightning and sprites near thunderstorm areas / T. Farges, E. Blanc // Journal of Geophysical Research: Space Physics. – 2010. – Vol. 115, no. A6. – id:A00E31.

77. Blanc E. Ten year observations of gravity waves from thunderstorms in western Africa / E. Blanc, T. Farges, A. Le Pichon, P. Heinrich // Journal of Geophysical Research: Atmospheres. – 2014. – Vol. 119, no. 11. – Pp. 6409–6418.

78. Rose G. Round-the-World Sound Waves produced by the Nuclear Explosion on October 30, 1961, and their Effect on the Ionosphere at Sodankylä / G. Rose, J. Oksman, E. Kataja // Nature. – 1961. – Vol. 192, no. 4808. – Pp. 1173–1174.

79. Donn W. L. Atmospheric waves from nuclear explosions, I, The Soviet test of 30 October 1961 / W. L. Donn, M. Ewing // Journal of Geophysical Research. – 1962. – Vol. 67, no. 5. – Pp. 1855–1866.

80. Farkas E. Transit of Pressure Waves through New Zealand from the Soviet 50 Megaton Bomb Explosion / E. Farkas // Nature. – 1962. – Vol. 193, no. 4817. – Pp. 765–766.

81. Webb H. D. Ionospheric oscillations following a nuclear explosion / H. D. Webb, F. B. Daniels // Journal of Geophysical Research. – 1964. – Vol. 69, no. 3. – Pp. 545–546.

82. Oksman J. Ionospheric gravity waves caused by nuclear explosions / J. Oksman, M. Kivinen // Geophysica. – 1965. – Vol. 9. – Pp. 119–130.

83. McCrory R. A. Atmospheric Pressure Waves from Nuclear Explosions / R. A. McCrory // Journal of the Atmospheric Sciences. – 1967. – Vol. 24, no. 4. – Pp. 443–447.

84. Infrasound signals from the underground nuclear explosions of North Korea / I.-Y. Che, J. Park, I. Kim [et al.] // Geophysical Journal International. – 2014. – Vol. 198, no. 1. – Pp. 495–503.

85. Kulichkov S. N. Long-range Propagation of Sound in the Atmosphere (review) / S. N. Kulichkov // Physics of Atmosphere and Ocean. – 1992. – Vol. 28, № 4. – Pp. 330-360.

86. Calais E. Ionospheric Signature of Surface Mine Blasts from Global Positioning System Measurements / E. Calais, B. J. Minster, M. A. Hofton, M. A. H. Hedlin // Geophysical Journal International. – 1998. – Vol. 132, no. 1. – Pp. 191–202.

87. Черногор Л. Ф. Геофизические эффекты и геоэкологические последствия массовых химических взрывов на военных складах в г. Артемовске / Л. Ф. Черногор // Геофизический журнал. – 2004. – Т. 26, № 4. – С. 31 – 44.

88. Черногор Л. Ф. Геофизические эффекты и экологические последствия пожара и взрывов на военной базе вблизи г. Мелитополь / Л. Ф. Черногор // Геофизический журнал. – 2004. – Т. 26, №6. – С. 61 – 73.

89. Gibbons S. J. Joint seismic-infrasonic processing of recordings from a repeating source of atmospheric explosions / S. J. Gibbons, F. Ringdal, T. Kværna // The Journal of the Acoustical Society of America. – 2007. – Vol. 122, no. 5. – id:EL158.

90. Черногор Л. Ф. Магнито-ионосферные эффекты, сопровождавшие сильнейшую техногенную катастрофу / Л. Ф. Чорногор, К. П. Гармаш // Геомагнетизм и аэрономия. – 2018. – Т. 58, № 5. – С. 700 – 712.

91. Черногор Л. Ф. Параметры инфразвуковых сигналов в атмосфере, сгенерированных массовыми взрывами на арсенале боеприпасов / Л. Ф. Черногор, А. И. Лящук, Н. Б. Шевелев // Радиофизика и радиоастрономия. – 2018. – Т. 23, № 4. – С. 280 – 293.

92. Donn W. L. Infrasound at long range from Saturn V, 1967 / W. L. Donn, E. Posmentier, U. Fehr and N. K. Balachandran // Science. – 1968. – Vol. 162, № 3858. – Pp. 1116–1120.

93. Kaschak G. R. Long-range supersonic propagation of infrasonic noise generated by missiles / G. R. Kaschak // Journal of Geophysical Research. – 1969. – Vol. 74, no. 3. – Pp. 914–918.

94. Balachandran N. K. On the Propagation of Infrasound from Rockets: Effects of Winds / N. K. Balachandran, W. L. Donn, G. Kaschak // The Journal of the Acoustical Society of America. – 1971. – Vol. 50, no. 2A. – Pp. 397–404.

95. Noble S. T. A large-amplitude traveling ionospheric disturbance excited by the space shuttle during launch / S. T. Noble // Journal of Geophysical Research. – 1990. – Vol. 95, no. A11. – Pp. 19037–19044.

96. Черногор Л. Ф. Радиофизические и геомагнитные эффекты стартов ракет: монография / Л. Ф. Черногор. – Харьков: ХНУ имени В. Н. Каразина, 2009. – 386 с.

97. Chernogor L. F. Radiophysical and Geomagnetic Effects of Rocket Burn and Launch in the Near-the-Earth Environment / L. F. Chernogor, N. Blaunstein. – Boca Raton, London, N. Y.: CRC Press. Taylor & Francis Group, 2013. – 542 p.

98. Ionospheric shock waves triggered by rockets / C. H. Lin, J. T. Lin, C. H. Chen [et al.] // Annales Geophysicae. – 2014. – Vol. 32, no. 9. – Pp. 1145–1152.

99. Ionospheric response to the shock and acoustic waves excited by the launch of the Shenzhou 10 spacecraft / F. Ding, W. Wan, T. Mao [et al.] // Geophysical Research Letters. – 2014. – Vol. 41, no. 10. – Pp. 3351–3358.

100. Gigantic Circular Shock Acoustic Waves in the Ionosphere Triggered by the Launch of FORMOSAT-5 Satellite / M.-Y. Chou, M.-H. Shen, C. C. H. Lin [et al.] // Space Weather. – 2018. – Vol. 16, no. 2. – Pp. 172–184.

101. Ionospheric Disturbances Triggered by SpaceX Falcon Heavy / M.-Y. Chou, C. C. H. Lin, M.-H. Shen [et al.] // Geophysical Research Letters. – 2018. – Vol. 45, no. 13. – Pp. 6334–6342.

102. Гармаш К. П. Эффекты в околоземной плазме, стимулированные воздействием мощного радиоизлучения / К. П. Гармаш, Л. Ф. Черногор // Зарубежная радиоэлектроника. Успехи современной радиоэлектроники. – 1998. – №6. – С. 17 – 40.

103. Гармаш К. П. Электромагнитные и геофизические эффекты в околоземной плазме, стимулированные воздействием мощного радиоизлучения / К. П. Гармаш, Л. Ф. Черногор // Электромагнитные явления. – 1998. – Т. 1, № 1. – С. 90 – 110.

104. Domnin I. F. Results of radiophysical studies of the wave processes in the ionospheric plasma during its heating by high-power radio emission of the Sura facility / I. F. Domnin, S. V. Panasenko, V. P. Uryadov, L. F. Chernogor // Radiophysics and Quantum Electronics. – 2012. – Vol. 55, № 4. – Pp. 253 – 265.

105. Chernogor L. F. Geomagnetic Pulsation Amplitude and Spectrum Variations Accompanying the Ionospheric Heating by High-Power Radio waves from the Sura Facility / L. F. Chernogor, V. L. Frolov // Radiophysics and Quantum Electronics. – 2014. – Vol. 57, No. 5. – Pp. 340 – 359.

106. Chernogor L. F. Observations of the Ionospheric Wave Disturbances Using the Kharkov Incoherent Scatter Radar upon RF Heating of the Near-Earth Plasma / L. F. Chernogor, S. V. Panasenko, V. L. Frolov, I. F. Domnin // Radiophysics and Quantum Electronics. – 2015. – Vol. 58, No. 2. – Pp. 79 – 91.

107. Balachandran N. K. Concorde Sonic Booms as an Atmospheric Probe / N. K. Balachandran, W. L. Donn, D. H. Rind [et al.] // Science. – 1977. – Vol. 197, no. 4298. – Pp. 47–49.

108. Donn W. L. Exploring the Atmosphere with Sonic Booms: Or How I Learned to Love the Concorde / W. L. Donn // American Scientist. – 1978. – Vol. 66, no. 6. – Pp. 724–733.

109. Donn W. L. Monitoring Stratospheric Winds with Concorde-Generated Infrasound / W. L. Donn, D. Rind // Journal of Applied Meteorology. – 1979. – Vol. 18, no. 7. – Pp. 945–952.

110. Афанасьева Н. А. Импульсный инфразвуковой сигнал, производимый ветроэнергетической установкой. Принципы оценки / Н. А. Афанасьева, Л. Д. Пляцук, Л. Г. Филатов, И. А. Трунова // Восточно-Европейский журнал передовых технологий. – 2014. – Т. 6, №10(72). – С. 13–19.

111. Геофизические поля мегаполиса / А. А. Спивак, Д. Н. Локтев, Ю. С. Рыбнов [и др.] // Геофизические процессы и биосфера. – 2016. – Т. 15, № 2. – С. 39–54.

112. Kanamori H. Seismic excitation by the space shuttle Columbia / H. Kanamori, J. Mori, D. L. Anderson, T. H. Heaton // Nature. – 1991. – Vol. 349, no. 6312. – Pp. 781–782.

113. Можливість використання даних інфразвукового моніторингу під час ідентифікації природи сейсмічних подій / О. І. Лящук, Ю. А. Андрущенко, Ю. О. Гордієнко [и др.] // Геофизический журнал. – 2015. – № 6, Т. 37. – С. 105–114.

114. Сорокин А. Г. Инфразвуковое излучение Челябинского метеороида / А. Г. Сорокин // Солнечно-земная физика. – 2013. – В. 24. – С. 58 – 63.

115. Silber E. A. Observational and Theoretical Investigation of Cylindrical Line Source Blast Theory Using Meteors / E. A. Silber. – Electronic Thesis and Dissertation Repository. – 2014. – id:2112. – 582 p.

116. Gossard, E. E. Waves in the Atmosphere: Atmospheric Infrasound and Gravity Waves, Their Generation and Propagation (Developments in Atmospheric Science) / E. E. Gossard, W. H. Hooke. – Amsterdam: Elsevier Scientific Pub. Co., 1975. – 456 p.

117. Drob D. P. Global morphology of infrasound propagation / D. P. Drob, J. M. Picone, M. Garcés // Journal of Geophysical Research: Atmospheres. – 2003. – Vol. 108, №. D21.

118. Бреховских Л. Распространение звуковых и инфразвуковых волн в природных волноводах на большие расстояния / Л. Бреховских // Успехи физических наук. – 1960. – Т. 70, №. 2. – С. 351–360.

119. The global seismographic network reveals atmospherically coupled normal modes excited by the 2022 Hunga Tonga eruption / A. T. Ringler, R. E. Anthony, R. C. Aster [et al.] // Geophysical Journal International. –2023. – Vol. 232, Iss. 3. – Pp. 2160–2174.

120. Benioff H. Observations with electromagnetic microbarographs / H. Benioff, B. Gutenberg // Nature. – 1939. – Vol. 144, №. 3645. – P. 478.

121. Saxer L. Über Entstehung und Ausbreitung quasiperiodischer Luftdruckschwankungen / L. Saxer // Meteorology and Atmospheric Physics. – 1954. – Vol. 6, №. 3. – Pp. 451 – 463.

122. Landès M. Localization of microbarom sources using the IMS infrasound network / M. Landès, L. Ceranna, A. Le Pichon, R. S. Matoza // J. Geophys. Res. – 2012. – Vol. 117. – id: D06102.

123. Remote Monitoring of Mediterranean Hurricanes Using Infrasound / C. Listowski, E. Forestier, S. Dafis, [et al.] // Remote Sens. – 2022. – Vol. 14. – id:6162.

124. Cook R. K. Strange Sounds in the Atmosphere. Part II / R. K. Cook, J. M. Young // Sound: Its Uses and Control. – 1962. – Vol. 1, №. 3. – Pp. 25 – 33.

125. Infrasound Thunder Detections across 15 Years over Ivory Coast: Localization, Propagation, and Link with the Stratospheric Semi-Annual Oscillation / T. Farges, P. Hupe, A. Le Pichon [et al.] // Atmosphere. – 2021. – Vol. 12, Iss. 9. – id:1188.

126. Infrasound observations of sprites associated with winter thunderstorms in the eastern Mediterranean / D. Applbaum, G. Averbuch, C. Price [et al.] // Atmospheric Research. – 2020. – Vol. 235. – id:104770.

127. Rusz J. Locating Thunder Source Using a Large-Aperture Micro-Barometer Array / J. Rusz, J. Chum, J. Baše // Front. Earth Sci. – 2021. – Vol. 9. – id: 614820.

128. On the complementariness of infrasound and seismic sensors for monitoring snow avalanches / A. Kogelnig, E. Suriñach, I. Vilajosana [et al.] //

Natural Hazards and Earth System Sciences. – 2011. – Vol. 11, №. 8. – Pp. 2355 – 2370.

129. Silber E. A. Optical observations of meteors generating infrasound – I: Acoustic signal identification and phenomenology / E. A. Silber, P. G. Brown // Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. – 2014. – Vol. 119. – Pp. 116 – 128.

130. Silber E. A. Optical observations of meteors generating infrasound: weak shock theory and validation / E. A. Silber, P. G. Brown, Z. Krzeminski // Journal of Geophysical Research: Planets. – 2015. – Vol. 120, № 3. – Pp. 413 – 428.

131. Gi N. Using Bolide Airwaves To Estimate Meteoroid Source Characteristics And Window Damage Potential / N. Gi // Electronic Thesis and Dissertation Repository. The University of Western Ontario. – 2017. – 165 p.

132. Chyba C. F. The 1908 Tunguska explosion: atmospheric disruption of a stony asteroid / C. F. Chyba, P. J. Thomas, K. J. Zahnle // Nature. – 1993. – Vol. 361, №. 6407. – Pp. 40–44.

133. Whipple F. J. W. The Great Siberian Meteor, and the Waves, Seismic and Aerial, which it Produces / F. J. W. Whipple // Quart. J. Roy. Meteorol. Soc. – 1930. – Vol. 56. – Pp. 287 – 304.

134. The orbit, atmospheric dynamics, and initial mass of the Park Forest meteorite / P. Brown, D. Pack, W. N. Edwards [et al.] // Meteoritics & Planetary Science. – 2004. – Vol. 39, № 11. – Pp. 1781–1796.

135. ElGabry M. N. Infrasound detection of meteors / M. N. ElGabry, I. M. Korrat, H. M. Hussein, I. H. Hamama // NRIAG Journal of Astronomy and Geophysics. – 2017. – V. 6, №. 1. – Pp. 68–80.

136. Infrasound detection and altitude estimation associated with the December 22, 2020 Yushu fireball / W. Cheng, P. Teng, J. Lyu [et al.] // Geosci. Lett. – 2021. – Vol. 8. – id:26.

137. Вариации магнитного поля в Антарктике и сопряженном регионе (Новая Англия), стимулированные циклонической активностью /

Ю. М. Ямпольский, А. В. Зализовский, Л. Н. Литвиненко [и др.] // Радиофизика и радиоастрономия. – 2004. – Т. 9, № 2. – С. 130–152.

138. Occurrence and characteristics of Traveling Ionospheric Disturbances in the Antarctic Peninsula region / V. V. Paznukhov, A. A. Sopin, V. G. Galushko [et al.] // J. Geophys. Res. Space Phys. – 2022. – Vol. 127. – id:e2022JA030895.

139. Observations of Pole-to-Pole, Stratosphere-to-Ionosphere Connection / L. P. Goncharenko, V. L. Harvey, C. E. Randall [et al.] // Front. Astron. Space Sci. – 2021. – Vol. 8. – id:768629.

140. Liszka L. Infrasound: a summary of 35 years of infrasound research / L. Liszka. – Swedish Institute of Space Physics, 2008. – 150 p.

141. Acoustic propagation and atmosphere characteristics derived from infrasonic waves generated by the Concorde / A. Pichon, M. Garcés, E. Blanc [et al.] // The Journal of the Acoustical Society of America. – 2002. – Vol. 111, № 1. – Pp. 629–641.

142. Finnegan R. Vibration of natural rock arches and towers excited by helicopter-sourced infrasound / R. Finnegan, J. R. Moore, P. R. Geimer // Earth Surf. Dynam. – 2021. – Vol. 9, Iss. 6. – Pp. 1459–1479.

143. Balachandran N. K. Characteristics of Infrasonic Signals from Rockets / N. K. Balachandran, W. L. Donn // Geophysical Journal International. – 1971. – Vol. 26, Iss. 1–4. – Pp. 135–148.

144. Olson J. Infrasound rocket signatures / J. Olson //Advanced Maui Optical and Space Surveillance Technologies Conference. – 2012. – Vol. 1. – id:82.

145. Pilger C. Application of propagation modeling to verify and discriminate ground-truth infrasound signals at regional distances / C. Pilger, F. Streicher, L. Ceranna, K. Koch // InfraMatics. – 2013. – V. 2013, №. 2. – P. 39 – 55.

146. McLaughlin K. L. Infrasound detection of rocket launches / K. L. McLaughlin, A. Gault, D. J. Brown // Science applications international Corp (SAIC) Arlington VA, 2000.

147. Pilger C. 1001 Rocket Launches for Space Missions and Their Infrasonic Signature / C. Pilger, P. Hupe, P. Gaebler, L. Ceranna // Geophys. Res. Lett. – 2021. – Vol. 48, Iss. 8. – id:e2020GL092262

148. Infrasound from the 2009 and 2017 DPRK rocket launches / L. G. Evers, J. D. Assink, P. S. M. Smets // Geophysical Journal International. – 2018. – Vol. 213, Is. 3. – Pp. 1785–1791.

149. Combined radar monitoring of long surface waves packets in the Pacific Ocean / S. A. Velichko, A. Ya. Matveev, D. M. Bychkov [et al.] // Український журнал дистанційного зондування Землі. – 2022. – Т. 9, № 3. – С. 4–10.

150. Радіолокаційне спостереження довгих поверхневих хвиль у Тихому океані / С. А. Величко, О. Я. Матвєєв, Д. М. Бичков [та ін.] // Радіофізика та електроніка. – 2021. – Т. 26, № 1. – С. 3–11.

151. Cansi Y. An automatic seismic event processing for detection and location: The PMCC method / Y. Cansi // Geophysical Research Letters. – 1995. – Vol. 22, № 9. – P. 1021–1024.

152. Cansi Y. Infrasound Event Detection Using the Progressive Multi-Channel Correlation Algorithm / Y. Cansi, A. L. Pichon // In: Havelock D., Kuwano S., Vorländer M. (eds). Handbook of Signal Processing in Acoustics. Springer, New York, NY, 2008. – P. 1425 – 1435.

153. Catastrophic Events Caused by Cosmic Objects / V. V. Adushkin, I. V. Nemchinov (Eds.). – Springer Dordrecht, 2008. – XI, 357 p.

154. Черногор Л. Ф. Космос, Земля, человек: актуальные проблемы. 2-е изд., доп. / Л. Ф. Черногор. – Х.: ХНУ имени В. Н. Каразина, 2017. – 384 с.

155. Черногор Л. Ф. О нелинейности в природе и науке: Монография / Л. Ф. Черногор. – Х.: ХНУ имени В. Н. Каразина, 2008. – 528 с.

156. Brown P. The flux of small near-Earth objects colliding with the Earth / P. Brown, R. E. Spalding, D. O. ReVelle, E. Tagliaferri // Nature. – 2002. – Vol. 420. – Pp. 294 – 296.

157. Черногор Л. Ф. Глобальная статистика болидов в атмосфере Земли / Л. Ф. Черногор, Н. Б. Шевелев // Радиофизика и радиоастрономия. – 2017. – Т. 22, № 2. – С. 138–145.

158. Черногор Л. Ф. Статистические характеристики метеороидов метрового размера в атмосфере Земли / Л. Ф. Черногор, Н. Б. Шевелев // Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка». – 2017. – Вип. 26. – С. 80 – 83.

159. Черногор Л. Ф. Статистические параметры болидов в атмосфере Земли (1994 – 2016 гг.) / Л. Ф. Черногор, Н. Б. Шевелев // VII Memorial International Conference CAMMAC-2017, Vinnitsya, September, 26 – 28, 2017. Book of selected paper and abstracts. – 2017. – Pp. 106 – 113.

160. Chernogor L. F. Global statistics of meter-size celestial bodies / L. F. Chernogor, N. B. Shevelev // Міжнародна наукова конференція Астрономічна школа молодих вчених, Україна, Біла Церква, 24 – 25 травня 2017 р. – С. 82.

161. Center for Near-Earth Object Studies: Fireball and Bolide Data.

https://cneos.jpl.nasa.gov/fireballs/

Дата доступу: 06 квітня 2023 р.

162. Detection of meteoroid impacts by optical sensors in Earth orbit / E. Tagliaferri, R. Spalding, C. Jacobs [et al.] // Hazards due to Comets and Asteroids / Ed. T. Gehrels. – Tucson; London: Univer. Arizona Press, 1994. – Pp. 199 – 220.

163. Черногор Л. Ф. Зависимость амплитуды инфразвуковой волны, сгенерированной Тунгусским космическим телом, от расстояния / Л. Ф. Черногор, Н. Б. Шевелев // Радиофизика и радиоастрономия. – 2018. – Т. 23, № 2. – С. 94–103.

164. Шевелев Н. Б. Инфразвуковой эффект Тунгусского метеороида: глобальная статистика / Н. Б. Шевелев, Л. Ф. Черногор // 18 Українська конференція з космічних досліджень. Київ, Україна, 17 – 20 вересня 2018. Тези доповідей конференції. – С. 52.

165. Chernogor L. F. Parameters of the Infrasound Signal Generated by a Meteoroid over Indonesia on October 8, 2009 / L. F. Chernogor, M. B. Shevelev // Kinematics and Physics of Celestial Bodies. – 2018. – Vol. 34, No. 3. – Pp. 147–160.

166. Черногор Л. Ф. Параметры инфразвуковых эффектов, сгенерированных Челябинским метеороидом 15 февраля 2013 г. / Л. Ф. Черногор, Н. Б. Шевелев // Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка». – 2016. – Вип. 25. – С. 70–73.

167. Черногор Л. Ф. Характеристики инфразвукового сигнала, сгенерированного Челябинским космическим телом: глобальная статистика / Л. Ф. Черногор, Н. Б. Шевелев // Радиофизика и радиоастрономия. – 2018. – Т. 23, № 1. – С. 24–35.

168. Chernogor L. F. The system spectral analysis method: a case study of acoustic effects from the Chelyabinsk meteoroid / L. F. Chernogor, N. B. Shevelev // Proceedings of the XVII International Young Scientists' Conference on Applied Physics. May, 23-27, 2017, Kyiv, Ukraine – P. 178 – 179.

169. Chernogor L. F. A case study of acoustic effects from the Chelyabinsk meteoroid: the system spectral analysis results / L. F. Chernogor, N. B. Shevelev // XIII International Conference "Electronics and Applied Physics". October 24-27, 2017, Kyiv, Ukraine. – P. 215 – 216.

170. The Parameters of the Infrasonic Waves Generated by the Chelyabinsk meteoroid: System Statistic Analysis Results / Q. Guo, Y. Zheng, L. F. Chernogor [et al.] // 2019 IEEE 2nd Ukraine Conference on Electrical and Computer Engineering. Lviv, Ukraine, July 2–6, 2019. – Pp. 938–941.

171. Chernogor L. F. Characteristics of Infrasonic Signals Generated by the Lipetsk Meteoroid: Statistical Analysis / L. F. Chernogor, M. B. Shevelev // Kinematics and Physics of Celestial Bodies. – 2020. – Vol. 36, No. 4. – Pp. 186–194.

172. Chernogor L. F. Parameters of the Infrasonic Signal Generated by the Kamchatka Meteoroid / L. F. Chernogor, O. I. Liashchuk, M. B. Shevelev //

Kinematics and Physics of Celestial Bodies. – 2020. – Vol. 36, No. 5. – Pp. 222–237.

173. Ben-Menahem A. Source parameters of the Siberian explosion of June 30, 1908, from analysis and synthesis of seismic signals at four stations / A. Ben-Menahem // Phys. Earth Planet. Inter. – 1975. – Vol. 11, No. 1. – Pp. 1–35.

174. An analysis of the physical, chemical, optical, and historical impacts of the 1908 Tunguska meteor fall / R. P. Turco, O. B. Toon, C. Park [et al.] // Icarus. – 1982. – Vol. 50, No. 1. – Pp. 1–52.

175. Krinov E. L. The Tunguska and Sikhote-Alin meteorites / E. L. Krinov // In: B. M. Middlehurst and G. P. Kuiper, eds. The Moon, Meteorites and Comets. Chicago: University of Chicago, 1963. – Pp. 208–234.

176. Reed J. W. Air pressure waves from Mount St. Helens eruptions / J. W. Reed // J. Geophys. Res.: Atmospheres. – 1987. – Vol. 92, № D10. – Pp. 11979 – 11992.

177. Лазоренко О. В. Сверхширокополосные сигналы и процессы: Монография / О. В. Лазоренко, Л. Ф. Черногор // Харьков: ХНУ имени В. Н. Каразина, 2009. – 576 с.

178. Silber E. A. Infrasonic detection of a near-Earth object impact over Indonesia on 8 October 2009 / E. A. Silber, A. L. Pichon, P. G. Brown // Geophys. Res. Lett. – 2011. – Vol. 38. – id:L12201.

179. Silber E. A. Infrasonic detection of a large bolides over South Sulawesi, Indonesia on October 8, 2009: Pleminary results / E. A. Silber, A. L. Pichon, P. G. Brown // Meteoroids: The smallest Solar system bodies. Proc. of the Meteoroids 2010 Conference held in Breckenridge, Colorado, USA, May 24 – 28, 2010. – Pp. 255 – 266.

180. CTBTO Preparatory Commission http://www.ctbto.org

Дата доступу: 06 квітня 2023 р.

181. Harris J. M. MatSeis: A seismic graphical user interface and toolbox for MATLAB / J. M. Harris, C. J. Young // Seismological Research Letters. – 1997. – Vol. 68. – Pp. 307 – 308.

182. Young C. J. Version 1.7 of MatSeis and the GNEM R&E regional seismic analysis tools / C. J. Young, E. P. Chael, B. J. Merchant // Proc. of the 24th Seismic Research Review. – 2002.

183. Chernogor L. F. Parameters of Infrasonic Waves Generated by the Chelyabinsk Meteoroid on February 15, 2013 / L. F. Chernogor, O. I. Liashchuk // Kinematics and Physics of Celestial Bodies. – 2017. – Vol. 33, No. 2. – Pp. 79 – 87.

184. Chelyabinsk airburst, damage assessment, meteorite, and characterization / O. P. Popova, P. Jenniskens, V. Emelyanenko [et. al.] // Science. – 2013. – Vol. 342. – Pp. 1069–1073.

185. Grigoryan S. S. Physical mechanism of Chelyabinsk superbolide explosion / S. S. Grigoryan, F. S. Ibodov, S. I. Ibadov // Solar System Research. – 2013. – Vol. 47, No. 4. – P. 268–274.

186. Supplementary materials for Chelyabinsk airburst, damage assessment, meteorite, and characterization / O. P. Popova, P. Jenniskens, V. Emelyanenko [et. al.] // Science. [Електронний ресурс]. – 2013. – vol. 342. Режим доступу: www.sciencemag.org/cgi/content/full/science.1242642/DC1

Дата доступу: 06 квітня 2023 р.

187. Лазоренко О. В. Системный спектральный анализ инфразвукового сигнала, сгенерированного Челябинским метеороидом / О. В. Лазоренко, Л. Ф. Черногор // Известия вузов. Радиоэлектроника. – 2017. – №8. – С. 427–436.

188. The 2013 Russian fireball largest ever detected by CTBTO infrasound sensors / A. Le Pichon, L. Ceranna, C. Pilger [et al.] // Geophys. Res. Lett. – Vol. 40, is. 14. – Pp. 3732–3737.

189. ReVelle D. O. Historical Detection of Atmospheric Impacts by Large Bolides Using Acoustic-Gravity Waves / D. O. ReVelle // Annals of the New York Academy of Sciences. – 1997. – Vol. 822. – Pp. 284–302.

190. Edwards W. N. Estimates of meteoroid kinetic energies from observations of infrasonic airwaves / W. N. Edwards, P. G. Brown, D. O. ReVelle // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. – 2006. – Vol. 68, is. 10. – Pp. 1136–1160.

191. Черногор Л. Ф. Физические эффекты Липецкого метеороида. 1 / Л. Ф. Черногор // Кінематика і фізика небесних тіл. – 2019. – Т. 35, № 4. – С. 35 – 56.

192. Черногор Л. Ф. Физические эффекты Липецкого метеороида. 2 / Л. Ф. Черногор // Кінематика і фізика небесних тіл. – 2019. – Т. 35, № 5. – С. 25 – 47.

193. Черногор Л. Ф. Физические эффекты Липецкого метеороида. 3 / Л. Ф. Черногор // Кинематика и физика небесных тел. – 2019. – Т. 35, № 6. – С. 34–61.

194. Chernogor L. F. Ionospheric Effects of the Lipetsk Meteoroid / L. F. Chernogor // Geomagnetism and Aeronomy. – 2020. – Vol. 60, No. 1. – Pp. 80–89.

195. Chernogor L. F. Effects of the Lipetsk Meteoroid in the Geomagnetic Field / L. F. Chernogor // Geomagnetism and Aeronomy. – 2020. – Vol. 60, No. 3. – Pp. 355–372.

196. Чорногор Л. Ф. Геомагнітні варіації, викликані прольотом і вибухом Липецького метеороїда: результати вимірювань / Л. Ф. Чорногор // Кінематика і фізика небесних тіл. – 2020. – Т. 36, № 2. – С. 58 – 80.

197. Combination of infrasound signals and complementary data for the analysis of bright fireballs / T. Ott, E. Drolshagen, D. Koschny [et al.] // Planetary and Space Science. – 2019. – Vol. 179. – Paper No. 104715.

198. Chernogor L. F., Advanced Methods of Spectral Analysis of Quasiperiodic Wave-Like Processes in the Ionosphere: Specific Features and Experimental Results / L. F. Chernogor // Geomagnetism and Aeronomy. – 2008. – Vol. 48, No 5. – Pp. 652 – 673.

199. Chernogor L.F. Parameters of Acoustic Signals Generated by the Atmospheric Meteoroid Explosion over Romania on January 7, 2015 / L. F. Chernogor // Solar System Research. – 2018. – Vol. 52, No. 3. – Pp. 206–222.

200. Черногор Л. Ф. Зависимость амплитуды инфразвукового сигнала, сгенерированного взрывом мощного вулкана, от расстояния / Л. Ф. Черногор, Н. Б. Шевелев // Вісник Харківського національного університету імені

В. Н. Каразіна. Серія "Радіофізика та електроніка". – 2017. – Вип. 27. – С. 57 – 60.

201. Infrasonic precursors to a Vulcanian eruption at Sakurajima Volcano, Japan. / M. Garcés, M. Iguchi, K. Ishihara [et al.] // Geophysical Research Letters. – 1999. – Vol. 26, № 16. – Pp. 2537 – 2540.

202. Ripepe M., Poggi P., Braun T., Gordeev E. Infrasonic waves and volcanic tremor at Stromboli / M. Ripepe, P. Poggi, T. Braun, E. Gordeev // Geophysical Research Letters. – 1996. – Vol. 23, № 2. – Pp. 181 – 184.

203. Edman D. A., Selin R. A note on the Mt. Saint Helens volcanic eruption / D. A. Edman, R. Selin // Monthly Weather Review. – 1981. – Vol. 109. – P. 1103–1110.

204. Banister J. R. Pressure wave generated by the Mount St. Helens eruption / J. R. Banister // Journal of Geophysical Research. – 1984. – Vol. 89. – Pp. 4895–4904.

205. Черногор Л. Ф. Физические процессы в околоземной среде, сопровождавшие военные действия в Ираке (март – апрель 2003 г.) / Л. Ф. Черногор // Космічна наука і технологія. – 2003. – Т. 9, №2/3. – С. 13–33.

206. Kulichkov S. N. On anomalously fast infrasonic arrivals at long distances from surface explosions / S. N. Kulichkov, K. V. Avilov, G. A. Bush [et al.] // Izvestiya Atmospheric and Oceanic Physics. – 2004. – Vol. 40, №. 1. – Pp. 1 – 9.

207. Tsybul’skaya N. D. Studying possibilities for the classification of infrasonic signals from different sources / N. D. Tsybul’skaya, S. N. Kulichkov, A. I. Chulichkov // Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics. – 2012. – Vol. 48, №. 4. – Pp. 384 – 390.

208. Barry G. H. HF radio measurements of high-altitude acoustic waves from a ground-level explosion / G. H. Barry, L. J. Griffiths, J. C. Taenzer // Journal of Geophysical Research. – 1966. – Vol. 71, Iss. 17. – Pp. 4173 – 4182.

209. Blanc E. Observations in the upper atmosphere of infrasonic waves from natural or artificial sources: a summary / E. Blanc // Ann. Geophys. – 1985. – Vol. 3, № 6. – P. 673 – 687.

210. Blanc E. Observation of ionospheric disturbances following a 5-kt chemical explosion. 2. Prolongated anomalies and stratifications in the lower thermosphere after shock passage / E. Blanc, A. R. Jacobson // Radio Sci. – 1989. – Vol. 24, Is. 6. – Pp. 739 – 746.

211. Blanc E. Nonlinear wave fronts and ionospheric irregularities observed by HF sounding over a powerful acoustic source / E. Blanc, D. Rickel // Radio Sci. – 1989. – Vol. 24. № 3. – P. 279 – 288.

212. Fitzgerald T. J. Observations of total electron content perturbations on GPS signals caused by a ground level explosion / T. J. Fitzgerald // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. – 1997. – Vol. 59, № 7. – P. 829 – 834.

213. Galperin Yu. I. On the magnetospheric effects of experimental ground explosions observed from Aureol-3 / Yu. I. Galperin, M. Hayakawa // Journal of Geomagnetism and Geoelectricity. – 1996. – Vol. 48, Iss. 10. – Pp. 1241 – 1263.

214. Jacobson A. R. Observation of ionospheric disturbances following a 5 kt chemical explosion. 1. Persistent oscillation in the lower thermosphere after shock passage / A. R. Jacobson, R. C. Carlos, E. Blanc // Radio Science. – 1988. – Vol. 23. – Pp. 820 – 830.

215. Response of the ionosphere to natural and man-made acoustic sources / O. Pokhotelov, M. Parrot, E. N. Fedorov [et al.] // Annales Geophysicae. – 1995. – Vol. 13, № 11. – Pp. 1197 – 1210.

216. Чорногор Л. Ф. Параметри інфразвукових сигналів в атмосфері, згенерованих протягом техногенної катастрофи поблизу м. Вінниця: результати обробки даних української мережі мікробарографів / Л. Ф. Чорногор, О. І. Лящук, М. Б. Шевелев // Вип. 5. Обчислювальні методи і системи перетворення інформації: зб. пр. V-ї наук.-техн. конф. Львів, 4 – 5 жовтня 2018 р. – Львів: ФМІ НАНУ, 2018. – С. 99 – 103.

217. Chernogor L. F. Ultra-Wideband Infrasonic Signals Generated by Series of Chemical Explosions / L. F. Chernogor, O. I. Liashchuk, M. B. Shevelev // 2018 9th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals. Conference Proceedings. – Pp. 318–321.

218. Chernogor L. F. Parameters of infrasonic signals generated in the atmosphere by multiple explosions at an ammunition depot / L. F. Chernogor, O. I. Liashchuk, M. B. Shevelev // Proceedings of the XIXth International young scientists' conference on applied physics. May 21 – 25, 2019, Kyiv, Ukraine. – Pp. 100 – 101.

219. Чорногор Л. Ф. Акустичні ефекти в іоносфері, спричинені серіями вибухів на складах боєприпасів / Л. Ф. Чорногор, О. І. Лящук, М. Б. Шевелев // XXI Міжнародна науково-технічна конференція «Вимірювальна та обчислювальна техніка в технологічних процесах», ВОТТП-2021, 3–7 червня 2021, Затока, Україна. – С. 14–16.

220. Chernogor L. F. Parameters of infrasonic signals generated in the atmosphere by multiple explosions at an ammunition depot / L. F. Chernogor, O. I. Liashchuk, M. B. Shevelev // Astronomy and Space Physics in the Kyiv University. Book of Abstracts. International Conference. May 28 – May 31, 2019. – Pp. 90 – 91.

221. Черногор Л. Ф. Временно́й и системный спектральный анализы инфразвуковых сигналов в атмосфере, сгенерированных в течение техногенной катастрофы / Л. Ф. Черногор, А. И. Лящук, Н. Б. Шевелев // Космічна наука і технологія. – 2020. – Т. 26, №3 (124). – С. 81–96.

222. Черногор Л. Ф. Физика геокосмических бурь: Монография / Л. Ф. Черногор, И. Ф. Домнин // Харьков: ХНУ им. В. Н. Каразина, Ин-т ионосферы НАН и МОН Украины, 2014. – 408 с.

223. Tassev Y. Analysis of extreme solar activity in early September 2017: G4 — severe geomagnetic storm (07–08.09) and GLE72 (10.09) in solar minimum / Y. Tassev, P. I. Y. Velinov, D. Tomova, L. Mateev // Comptes rendus de

l'Académie bulgare des sciences: sciences mathématiques et naturelles. – 2017. – Vol. 70, № 10. – Pp. 1437–1444.

224. Lei J., Huang F., Chen X., Zhong J., Ren D., Wang W., Yue X., Luan X., Jia M., Dou X., Hu L., Ning B., Owolabi C., Chen J., Li G., Xue X. Was Magnetic Storm the Only Driver of the Long-Duration Enhancements of Daytime Total Electron Content in the Asian-Australian Sector Between 7 and 12 September 2017? / J. Lei, F. Huang, X. Chen [et al.] // J. Geophys. Res.: Space Physics. – 2018. – Vol. 123, № 4. – Pp. 3217–3232.

225. A combined analysis of geomagnetic data and cosmic ray secondaries in the September 2017 space weather phenomena studies / R. Sidorov, A. Soloviev, A. Gvishiani [et al.] // Ann. Geophys. (дата звернення 06 квітня 2023 р.).

226. Tomova D. Comparison between extreme solar activity during periods March 15–17, 2015 and September 4—10, 2017 at different phases of solar cycle 24 / D. Tomova, P. Velinov, Y. Tassev // Aerospace Research in Bulgaria. – 2017. – Vol. 29. – Pp. 10–28.

227. Sripathi S. Response of the equatorial and low latitude ionosphere to September 2017 solar flares and their likely role in storm-time electrodynamics / S. Sripathi, Singh Ram // 2019 URSI Asia Pacific Radio Science Conference. – Mo-GO1-6.

228. Ionospheric Response Observed by EISCAT During the 6–8 September 2017 Space Weather Event: Overview / M. Yamauchi, T. Sergienko, C. F. Enell [et al.] // Space Weather. – 2018. – Vol. 16, № 9. – Pp. 1437–1450.

229. Kilifarska N. Ozone profile response to the series of coronal mass ejections and severe geomagnetic storm in September 2017 / N. Kilifarska, Y. Tassev // Comptes Rendus de L'Academie Bulgare des Sciences. – 2018. – Vol. 71, № 5. – Pp. 662–668.

230. Yuan L. Distinct thermospheric mass density variations following the September 2017 geomagnetic storm from GRACE and Swarm / L. Yuan, S. Jin, A. Calabia // J. Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. – 2019. – Vol. 184. – Pp. 30–36.

231. Aa E. Midlatitude Plasma Bubbles Over China and Adjacent Areas During a Magnetic Storm on 8 September 2017 / E. Aa // Space Weather. – 2018. – Vol. 16, № 3. – Pp. 321–331.

232. Черногор Л. Ф. Широтная зависимость квазипериодических вариаций геомагнитного поля в течение сильнейшей геокосмической бури 7—9 сентября 2017 года / Л. Ф. Черногор, Н. Б. Шевелев // Космічна наука і технологія. – 2020. – Т. 26, № 2. – С. 72–83.

233. Астафьева Н. М. Вейвлет-анализ: основы теории и примеры применения / Н. М. Астафьева // Успехи физических наук. – 1996. – Т. 166. – С. 1145—1170.

234. Черногор Л. Ф. Физика Земли, атмосферы и геокосмоса в свете системной парадигмы / Л. Ф. Черногор // Радиофизика и радиоастрономия. – 2003. – Т. 8, №1. – С. 59–106.

235. Chernogor L. F. Earth – Atmosphere – Geospace as an Open Nonlinear Dynamical System / L. F. Chernogor, V. T. Rozumenko // Radio Physics and Radio Astronomy. – 2008. – Vol. 13, № 2. – Pp. 120 – 137.

236. Chernogor L. F. The Earth–atmosphere–geospace system: main properties and processes / L. F. Chernogor // International Journal of Remote Sensing. – 2011. – Vol. 32, no. 11. – Pp. 3199–3218.

237. Luo Y. Геомагнітний ефект турецького землетрусу 24 січня 2020 р. / Y. Luo, Л. Ф. Чорногор, К. П. Гармаш // Радіофізика і радіоастрономія. – 2020. – Т. 25, № 4. – С. 276–289.

238. Chernogor L. F. Possible Generation of Quasi-Periodic Magnetic Precursors of Earthquakes / L. F. Chernogor // Geomagnetism and Aeronomy. – 2019. – Vol. 59, Is. 3. – Pp. 374–382.

239. Геомагнітний ефект албанського землетрусу 26 листопада 2019 р. / Л. Ф. Чорногор, К. П. Гармаш, М. Ю. Голуб [та ін.] // Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка». – 2020. – Вип. 32. – С. 44–52.

240. Chernogor L. F. Geomagnetic Disturbances Accompanying the Great Japanese Earthquake of March 11, 2011 / L. F. Chernogor // Geomagnetism and Aeronomy. – 2019. – Vol. 59, № 1. – Pp. 62 – 75.

ДОДАТОК А
СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

Наукові праці в фахових виданнях:

1. Чорногор Л. Ф. Геомагнітний ефект албанського землетрусу 26 листопада 2019 р. / Л. Ф. Чорногор, К. П. Гармаш, М. Ю. Голуб, С. Г. Леус, М. Б. Шевелев, Y. Luo // Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка». – 2020. – Вип. 32. – С. 44–52. https://doi.org/10.26565/2311-0872-2020-32-05

(Особистий внесок здобувача: Обробка результатів спостереження хвилевих форм та аналіз інфразвукових сигналів, що супроводжували помірний землетрус. Спектральний і статистичний аналіз експериментальних даних. Написання окремих розділів, участь в обговоренні результатів.)

Наукові праці в наукових виданнях, які індексуються в науковометричних базах WoS/SCOPUS:

2. Chernogor L. F. Parameters of the Infrasound Signal Generated by a Meteoroid over Indonesia on October 8, 2009 / L. F. Chernogor, M. B. Shevelev // Kinematics and Physics of Celestial Bodies. – 2018. – Vol. 34, No 3. – Pp. 147–160. https://doi.org/10.3103/S0884591318030030

(Особистий внесок здобувача: Аналіз вимірювань основних характеристик інфразвукового сигналу, згенерованого великим космічним тілом, побудова апроксимацій, фізична інтерпретація отриманих результатів. Написання окремих розділів, участь в обгворенні результатів.)

3. Chernogor L. F. Characteristics of Infrasonic Signals Generated by the Lipetsk Meteoroid: Statistical Analysis / L. F. Chernogor, M. B. Shevelev // Kinematics and Physics of Celestial Bodies. – 2020. – Vol. 36, No. 4. – Pp. 186–194. https://doi.org/10.3103/S0884591320040030

(Особистий внесок здобувача: Аналіз вимірювань основних характеристик інфразвукового сигналу, згенерованого великим космічним тілом, побудова апроксимацій, фізична інтерпретація отриманих результатів. Написання окремих розділів, участь в обговоренні результатів.)

4. Chernogor L. F. Parameters of the Infrasonic Signal Generated by the Kamchatka Meteoroid / L. F. Chernogor, O. I. Liashchuk, M. B. Shevelev // Kinematics and Physics of Celestial Bodies. – 2020. – Vol. 36, No. 5. – Pp. 222–237. https://doi.org/10.3103/S0884591320050037

(Особистий внесок здобувача: Обробка результатів спостереження хвилевих форм та аналіз інфразвукових сигналів, що супроводжували падіння та вибух швидкісного та масивного космічного тіла. Спектральний і статистичний аналіз інфразвукових даних. Написання окремих розділів, участь в обговоренні результатів.)

Список публікацій, які засвідчують апробацію матеріалів дисертації

(Тези доповідей на наукових конференціях)

1. Chernogor L. F. Characterizing the infrasonic signal generated by the Chelyabinsk celestial body: global statistics / L. F. Chernogor, Q. Guo, V. T. Rozumenko, M. B. Shevelev // Міжнародна наукова конференція «Астрономічна школа молодих вчених» Україна, Умань, 23–24 травня 2018 р. Програма і тези доповідей. – 2018. – P. 85.

2. Chernogor L. F. Infrasonic Signals Generated by a Series of Chemical Explosions near Vinnytsia City / L. F. Chernogor, O. I. Liashchuk, V. T. Rozumenko, M. B. Shevelev // Astronomy and Space Physics in the Kyiv University, Kyiv, Ukraine, May 29 – June 01, 2018. Book of Abstracts. – 2018. – Pp. 87–88.

3. Chernogor L. F. The parameters of the infrasonic waves generated by the Chelyabinsk meteoroid / L. F. Chernogor, G. Qiang, V. T. Rozumenko,

M. B. Shevelev // Astronomy and Space Physics in the Kyiv University, Kyiv, Ukraine, May 29 – June 01, 2018. Book of Abstracts. – 2018. – Pp. 89–90.

4. Chernogor L. F. Ultra-Wideband Infrasonic Signals Generated by Series of Chemical Explosions / L. F. Chernogor, O. I. Liashchuk, M. B. Shevelev // 2018 9th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals. Conference Proceedings. – Pp. 318–321.

https://doi.org/10.1109/UWBUSIS.2018.8520054

5. Шевелев Н. Б. Инфразвуковые сигналы, сгенерированные взрывами на военной базе вблизи города Винница / Н. Б. Шевелев, А. И. Лящук, Л. Ф. Черногор // 18 Українська конференція з космічних досліджень. Київ, Україна, 17 – 20 вересня 2018. Тези доповідей конференції. – С. 51.

6. Шевелев Н. Б. Инфразвуковой эффект Тунгусского метеороида: глобальная статистика / Н. Б. Шевелев, Л. Ф. Черногор // 18 Українська конференція з космічних досліджень. Київ, Україна, 17 – 20 вересня 2018. Тези доповідей конференції. – С. 52.

7. Чорногор Л. Ф. Параметри інфразвукових сигналів в атмосфері, згенерованих протягом техногенної катастрофи поблизу м. Вінниця: результати обробки даних української мережі мікробарографів / Л. Ф. Чорногор, О. І. Лящук, М. Б. Шевелев // Вип. 5. Обчислювальні методи і системи перетворення інформації: зб. пр. V-ї наук.-техн. конф. Львів, 4 – 5 жовтня 2018 р. // Львів: ФМІ НАНУ, 2018. – С. 99 – 103.

8. Chernogor L. F. Dependence of infrasonic wave amplitude on distance: computer simulation / L. F. Chernogor, M. B. Shevelev // XIV International Scientific Conference “Electronics and Applied Physics”. October 23-26, 2018, Kyiv, Ukraine. – Pp. 136 – 137.

9. Chernogor L. F. Parameters of infrasonic signals generated in the atmosphere by multiple explosions at an ammunition depot / L. F. Chernogor, O. I. Liashchuk, M. B. Shevelev // Proceedings of the XIXth International young scientists’ conference on applied physics. May 21 – 25, 2019, Kyiv, Ukraine. – Pp. 100 – 101.

10. Chernogor L. F. Parameters of infrasonic signals generated in the atmosphere by multiple explosions at an ammunition depot / L. F. Chernogor, O. I. Liashchuk, M. B. Shevelev // Astronomy and Space Physics in the Kyiv University. Book of Abstracts. International Conference. May 28 – May 31, 2019. – Pp. 90 – 91.

11. The Parameters of the Infrasonic Waves Generated by the Chelyabinsk meteoroid: System Statistic Analysis Results / Q. Guo, Y. Zheng, L. F. Chernogor, V. T. Rozumenko, M. B. Shevelev // 2019 IEEE 2nd Ukraine Conference on Electrical and Computer Engineering. Lviv, Ukraine, July 2–6, 2019. – Pp. 938–941. https://doi.org/10.1109/UKRCON.2019.8879852

12. Shevelev M. B. Latitudinal Dependence of Quasi-Periodic Variations in the Geomagnetic Field During the Strongest Geospace Storm in September 2017 / M. B. Shevelev, L. F. Chernogor // Fifth UK–Ukraine–Spain Meeting on Solar Physics and Space Science. Programme, Abstracts, information. – 2019. – P. 31.

13. Chernogor L. F. Infrasonic effects of the Kamchatka meteoroid / L. F. Chernogor, O. I. Liashchuk, M. B. Shevelev // Astronomy and Space Physics in the Kyiv University. Book of Abstracts. May 27–29, 2020. Kyiv, Ukraine. – Pp. 71–72.

14. Chernogor L. F. Statistical characteristics of infrasonic signals generated by the Lipetsk meteoroid / L. F. Chernogor, M. B. Shevelev // Astronomy and Space Physics in the Kyiv University. Book of Abstracts. May 27 – 29, 2020. Kyiv, Ukraine. – P. 73.

15. Chernogor L. F. Global-scale quasi-periodic variations in the geomagnetic field during the greatest geospace storm of September 7 – 9, 2017 / L. F. Chernogor, M. B. Shevelev // Astronomy and Space Physics in the Kyiv University. Book of Abstracts. May 27 – 29, 2020. Kyiv, Ukraine. – Pp. 74 – 75.

16. Chernogor L. F. Ultra-Wideband Signals in the Infrasonic Frequency Band / L. F. Chernogor, O. I. Liashchuk, M. B. Shevelev // 2020 IEEE Ukrainian Microwave Week: 2020 IEEE 10th International Conference on Ultrawideband

and Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS). Proceedings. – Pp. 1112–1117. ISBN: 978-1-7281-7312-2 https://doi.org/10.1109/UkrMW49653.2020.9252722

17. Чорногор Л. Ф. Акустичні ефекти в іоносфері, спричинені серіями вибухів на складах боєприпасів / Л. Ф. Чорногор, О. І. Лящук, М. Б. Шевелев // XXI Міжнародна науково-технічна конференція «Вимірювальна та обчислювальна техніка в технологічних процесах», ВОТТП-2021, 3–7 червня 2021, Затока, Україна. – С. 14–16. https://vottp.onat.edu.ua/%d0%b0%d1%80%d1%85%d1%96%d0%b2/

ДОДАТОК Б

Відомості про апробацію результатів дисертації

– Українська конференція з космічних досліджень (Odesa, Ukraine, 21–25 August 2017; Київ, Україна, 17 – 20 вересня 2018).

– Міжнародна наукова конференція «Астрономічна школа молодих вчених». (Умань, Україна, 23–24 травня 2018).

– Astronomy and Space Physics in the Kyiv University (Kyiv, Ukraine, 24–27 May 2016, 29 May– 01 June 2018; 28 May–31 May 2019; 27 – 29 May 2020).

– XVII International Young Scientists' Conference on Applied Physics (Kyiv, Ukraine, 23–27 May 2017).

– XIII International Conference "Electronics and Applied Physics" (Kyiv, Ukraine, 24–27 October 2017).

– 2018 9th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals (Odessa, Ukraine, 4 – 7 September 2018).

– 2019 IEEE 2nd Ukraine Conference on Electrical and Computer Engineering (Lviv, Ukraine 02–06 July 2019).

– Fifth UK–Ukraine–Spain Meeting on Solar Physics and Space Science (Kyiv, Ukraine, 26–30 August 2019).

– 2020 IEEE Ukrainian Microwave Week: 2020 IEEE 6th International Symposium on Microwaves, Radar and Remote Sensing (Kharkiv, Ukraine, 22–27 June 2020).

Онлайн сервіс створення та перевірки кваліфікованого та удосконаленого електронного підпису

ПРОТОКОЛ
створення та перевірки кваліфікованого та удосконаленого електронного підпису

Дата та час: 11:32:53 26.06.2023

Назва файлу з підписом: Shevelev Thesis __Final__.pdf.asice
Розмір файлу з підписом: 8.9 МБ

Перевірені файли:
Назва файлу без підпису: Shevelev Thesis __Final__.pdf
Розмір файлу без підпису: 11.4 МБ

Результат перевірки підпису: Підпис створено та перевірено успішно. Цілісність даних підтверджено

Підписувач: ШЕВЕЛЕВ МИКИТА БОГДАНОВИЧ
П.І.Б.: ШЕВЕЛЕВ МИКИТА БОГДАНОВИЧ
Країна: Україна
РНОКПП: 3443517290
Організація (установа): ФІЗИЧНА ОСОБА
Час підпису (підтверджено кваліфікованою позначкою часу для підпису від Надавача): 11:32:49 26.06.2023
Сертифікат виданий: АЦСК АТ КБ «ПРИВАТБАНК»
Серійний номер: 248197DDFAB977E5040000007D600C01FBBC3804
Алгоритм підпису: ДСТУ-4145
Тип підпису: Удосконалений
Тип контейнера: Підпис та дані в архіві (розширений) (ASiC-E)
Формат підпису: З повними даними для перевірки (XAdES-B-LT)
Сертифікат: Кваліфікований