



МІНІСТЕРСТВО  
ОСВІТИ  
І НАУКИ УКРАЇНИ

ХАРКІВСЬКИЙ  
НАЦІОНАЛЬНИЙ  
УНІВЕРСИТЕТ  
імені В. Н. КАРАЗІНА

**Л. Ф. ЧОРНОГОР**

# **ФІЗИЧНІ ЕФЕКТИ ЛИПЕЦЬКОГО МЕТЕОРОЇДА**

Монографія

Харків – 2023

Рецензенти:

**О. О. Коноваленко** – академік НАН України (Радіоастрономічний інститут НАН України, м. Харків);

**Д. Ф. Лупішко** – д.ф.-м.н., професор (НДІ астрономії Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна, м. Харків).

*Затверджено до друку рішенням Вченої ради  
Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна  
(протокол № 15 від 26 вересня 2022 року)*

**Чорногор Л. Ф.**

Ч-49 Фізичні ефекти Липецького метеороїда : монографія / Л. Ф. Чорногор. – Харків : ХНУ імені В. Н. Каразіна, 2023. – 152 с.: 29 іл., 20 табл., 320 бібл.

ISBN 978-966-285-735-1

Викладено результати теоретичних і експериментальних досліджень атмосферних, іоносферних, магнітосферних, магнітних, електричних, електромагнітних, акустичних і сейсмічних ефектів Липецького метеороїда.

Для наукових працівників у галузі астрономії, фізики атмосфери та фізики плазми, аспірантів і студентів фізичних спеціальностей університетів.

УДК 523.6

**Chernogor L. F.**

Physical Effects of the Lipetsk Meteoroid : monograph / L. F. Chernogor. – Kharkiv : V. N. Karazin Kharkiv National University, 2023. – 152 p.: 29 Figures, 20 Tables, 320 References.

ISBN 978-966-285-735-1

The results of theoretical and experimental studies of atmospheric, ionospheric, magnetospheric, magnetic, electric, electromagnetic, acoustic, and seismic effects from the Lipetsk meteoroid are presented.

This volume is a reference book for researchers studying astronomy, atmosphere and plasma physics. It also serves as a textbook for postgraduate and graduate students taking courses in physics at university level.

UDC 523.6



## ЗМІСТ

|                                                                           |    |
|---------------------------------------------------------------------------|----|
| <b>Передмова</b> .....                                                    | 7  |
| Література до передмови.....                                              | 9  |
| <b>Перелік основних скорочень</b> .....                                   | 11 |
| <b>Перелік основних позначень</b> .....                                   | 12 |
| <b>Вступ</b> .....                                                        | 17 |
| Література до вступу.....                                                 | 18 |
| <b>Розділ 1. Динаміка Липецького метеороїда</b> .....                     | 20 |
| 1.1. Загальні відомості.....                                              | 20 |
| 1.2. Вихідні співвідношення .....                                         | 24 |
| 1.3. Кінематичні критерії .....                                           | 25 |
| 1.4. Енергетичні оцінки.....                                              | 25 |
| 1.5. Кінематика метеороїда.....                                           | 28 |
| 1.5.1. Дроблення метеороїда.....                                          | 28 |
| 1.5.2. Швидкість руху метеороїда .....                                    | 29 |
| 1.5.3. Втрата маси метеороїдом .....                                      | 31 |
| 1.6. Ефект світності метеороїда.....                                      | 31 |
| 1.7. Параметри ударної хвилі .....                                        | 32 |
| 1.7.1. Балістична ударна хвиля .....                                      | 32 |
| 1.7.2. Вибухова ударна хвиля .....                                        | 34 |
| 1.8. Основні результати.....                                              | 36 |
| Література до розділу 1.....                                              | 37 |
| <b>Розділ 2. Тепловий та плазмовий ефекти Липецького метеороїда</b> ..... | 40 |
| 2.1. Загальні відомості.....                                              | 40 |
| 2.2. Динаміка ударної хвилі.....                                          | 40 |
| 2.3. Охолодження сліду.....                                               | 41 |
| 2.4. Підйом метеороїдного плюму .....                                     | 45 |
| 2.5. Осідання аерозолів .....                                             | 48 |
| 2.6. Ефект турбулентності .....                                           | 49 |
| 2.7. Плазмові ефекти .....                                                | 51 |

|                                                                    |           |
|--------------------------------------------------------------------|-----------|
| 2.7.1. Концентрація електронів.....                                | 51        |
| 2.7.2. Частота зіткнень електронів.....                            | 53        |
| 2.7.3. Питома провідність плазми.....                              | 54        |
| 2.7.4. Пилова компонента плазми.....                               | 54        |
| 2.8. Основні результати.....                                       | 54        |
| Література до розділу 2.....                                       | 55        |
| <b>Розділ 3. Магнітний, електричний та електромагнітний ефекти</b> |           |
| <b>Липецького метеороїда.....</b>                                  | <b>59</b> |
| 3.1. Загальні відомості.....                                       | 59        |
| 3.2. Магнітний ефект турбулентності .....                          | 59        |
| 3.2.1. Оцінка магнітного збурення .....                            | 59        |
| 3.2.2. Оцінка ЕРС.....                                             | 60        |
| 3.3. Магнітний ефект.....                                          | 61        |
| 3.3.1. Геомагнітний ефект іоносферних струмів .....                | 61        |
| 3.3.2. Динамо-ефект акустико-гравітаційних хвиль .....             | 62        |
| 3.3.3. Магнітний ефект електричного струму в сліді .....           | 62        |
| 3.4. Електричні ефекти.....                                        | 62        |
| 3.4.1. Струм, обумовлений розділенням заряду .....                 | 62        |
| 3.4.2. Ефект зовнішнього електричного поля .....                   | 63        |
| 3.4.3. Ефект ударної хвилі.....                                    | 63        |
| 3.4.4. Електростатичний ефект .....                                | 64        |
| 3.5. Електромагнітні ефекти .....                                  | 64        |
| 3.5.1. Імпульс електричного поля.....                              | 65        |
| 3.5.2. Електромагнітне випромінювання сліду.....                   | 65        |
| 3.5.3. Електромагнітний ефект інфразвуку.....                      | 66        |
| 3.5.4. Генерація іонного та магнітного звуку інфразвуком.....      | 67        |
| 3.5.5. Генерація нестійкостей .....                                | 67        |
| 3.5.6. Можливість виникнення електрофонного ефекту .....           | 68        |
| 3.6. Основні результати.....                                       | 69        |
| Література до розділу 3.....                                       | 69        |
| <b>Розділ 4. Ефект геомагнітних флуктуацій .....</b>               | <b>73</b> |
| 4.1. Загальні відомості.....                                       | 73        |
| 4.2. Засоби та методи .....                                        | 74        |
| 4.3. Стан космічної погоди .....                                   | 75        |
| 4.4. Результати спостережень .....                                 | 77        |
| 4.4.1. Магнітний ефект при підльоті метеороїда .....               | 77        |
| 4.4.2. Магнітний ефект вибуху метеороїда.....                      | 77        |

|                                                                                 |            |
|---------------------------------------------------------------------------------|------------|
| 4.5. Результати теоретичних розрахунків .....                                   | 84         |
| 4.5.1. Магнітний ефект магнітосфери .....                                       | 84         |
| 4.5.2. Магнітний ефект іоносфери.....                                           | 86         |
| 4.6. Обговорення результатів.....                                               | 89         |
| 4.7. Основні результати.....                                                    | 90         |
| Література до розділу 4.....                                                    | 91         |
| <b>Розділ 5. Геомагнітний ефект Липецького метеороїда .....</b>                 | <b>95</b>  |
| 5.1. Загальні відомості.....                                                    | 95         |
| 5.2. Засоби та методи .....                                                     | 96         |
| 5.3. Результати спостережень .....                                              | 97         |
| 5.3.1. Магнітний ефект при підльоті метеороїда .....                            | 97         |
| 5.3.2. Магнітний ефект вибуху метеороїда .....                                  | 98         |
| 5.4. Результати теоретичних розрахунків .....                                   | 108        |
| 5.4.1. Магнітний ефект магнітосфери .....                                       | 108        |
| 5.4.2. Магнітний ефект іоносфери.....                                           | 108        |
| 5.5. Обговорення результатів.....                                               | 109        |
| 5.5.1. Магнітний ефект магнітосфери .....                                       | 109        |
| 5.5.2. Магнітний ефект іоносфери.....                                           | 110        |
| 5.6. Основні результати.....                                                    | 112        |
| Література до розділу 5.....                                                    | 112        |
| <b>Розділ 6. Ефект акустико-гравітаційних хвиль Липецького метеороїда .....</b> | <b>115</b> |
| 6.1. Загальні відомості.....                                                    | 115        |
| 6.2. Результати теоретичних розрахунків .....                                   | 115        |
| 6.2.1. Генерація акустичних хвиль .....                                         | 115        |
| 6.2.2. Генерація внутрішніх гравітаційних хвиль .....                           | 116        |
| 6.3. Результати спостережень .....                                              | 118        |
| 6.3.1. Загальні відомості про інфразвукові станції .....                        | 118        |
| 6.3.2. Результати статистичного аналізу .....                                   | 120        |
| 6.4. Обговорення результатів.....                                               | 126        |
| 6.5. Сейсмічний ефект.....                                                      | 130        |
| 6.6. Основні результати.....                                                    | 130        |
| Література до розділу 6.....                                                    | 131        |
| <b>Розділ 7. Іоносферні ефекти Липецького метеороїда .....</b>                  | <b>133</b> |
| 7.1. Загальні відомості.....                                                    | 133        |
| 7.2. Результати теоретичних розрахунків .....                                   | 134        |
| 7.2.1. Ефект іонізованого сліду.....                                            | 134        |
| 7.2.2. Іоносферний ефект ударної хвилі.....                                     | 135        |

|                                                             |     |
|-------------------------------------------------------------|-----|
| 7.2.3. Ефект електромагнітного імпульсу .....               | 135 |
| 7.2.4. Генерація альвенівського імпульсу та МГД хвиль ..... | 137 |
| 7.2.5. Можливість фотоіонізації .....                       | 137 |
| 7.3. Засоби та методи .....                                 | 138 |
| 7.4. Результати спостережень .....                          | 138 |
| 7.5. Фізичні механізми ефектів .....                        | 139 |
| 7.6. Обговорення результатів .....                          | 143 |
| 7.7. Основні результати .....                               | 144 |
| Література до розділу 7 .....                               | 144 |
| <b>Висновки</b> .....                                       | 148 |



## ПЕРЕДМОВА

Перед Вами, шановний читачу, унікальна у певному сенсі монографія. Її автор має дивовижну наукову ерудицію. Йому під силу виявилось розглянути в одній книзі всі основні процеси, що супроводжували проліт і вибух Липецького метеороїда. У монографії детально проаналізовано фізичні процеси в системі Земля – атмосфера – іоносфера – магнітосфера, які супроводжували цю унікальну подію. При написанні цієї роботи автор спирався на свій багатий досвід комплексного аналізу великої кількості фізичних ефектів у цій системі, спричинених вторгненням у магнітосферу, іоносферу та атмосферу Челябінського космічного тіла [1].

У розділі 1 коротко описано динаміку Липецького метеороїда.

Розділ 2 присвячений викладу теплового ефекту в геокосмосі при прольоті космічного тіла. Досить докладно описані ефекти в атмосфері: генерація ударної хвилі, утворення газо-плазмового та аерозольного слідів, нагрівання та охолодження речовини у сліді, виникнення та релаксація плазми у сліді, турбулізація сліду тощо.

У розділі 3 описані можливі магнітні, електричні й електромагнітні ефекти Липецького метеороїда.

У розділі 4 проаналізовано ефект геомагнітних флуктуацій.

У розділі 5 викладено результати спостережень і теоретичної оцінки величини геомагнітного ефекту при прольоті Липецького метеороїда.

У розділі 6 оцінюються та порівнюються з результатами спостережень параметри акустико-гравітаційних хвиль, що супроводжували політ Липецького тіла.

Глава 7 присвячена викладу результатів розрахунків та спостережень ефектів в іоносфері, які супроводжували падіння Липецького метеороїда.

Закінчується монографія висновками.

Що ж поєднує ці несхожі один на одного фізичні ефекти прольоту та вибуху космічного тіла? Їх поєднує системний підхід. Системний підхід полягає, перш за все, в тому, що автор аналізує процеси в системі Земля – атмосфера – іоносфера – магнітосфера. Саме автор цієї монографії у 1970 – 1980 роках обґрунтував необхідність системного підходу до аналізу фізико-хімічних процесів на нашій планеті, сформулював основні положення системної парадигми (див., наприклад, [2]). Системний підхід припускає

можливості виникнення спускових (тригерних) механізмів вивільнення енергії. При цьому енергія вторинних процесів може значно (у тисячі, мільйони та навіть мільярди разів) перевищувати енергію первинного процесу чи джерела (див., наприклад, [2]). Системний підхід також передбачає аналіз якомога більшого числа ефектів під час розгляду вторгнення в навколоземний простір космічних тіл. Заслугою автора монографії є те, що йому вдалося переконливо продемонструвати, що збурення, які виникли в одній із підсистем, як правило, переносяться в інші підсистеми, виникає порушення взаємодії підсистем, що склалася. Безсумнівною заслугою автора є також те, що йому вдалося теоретично описати дуже складні фізичні процеси за допомогою досить простих аналітичних співвідношень, причому ця простота досягнута не за рахунок зниження строгості викладу. Строгий же підхід використовувався там, де це необхідно. Дуже важливо, що низка теоретичних результатів зіставляється з результатами спостережень. Таким чином, у монографії вперше з єдиних позицій детально проаналізовано сукупність фізичних ефектів, викликаних падінням Липецького метеороїда, знайдено основні закономірності у процесах, що виникають при цьому у системі Земля – атмосфера – іоносфера – магнітосфера. У глибокому системному підході до аналізу фізичних процесів полягає унікальність і наукова цінність монографії.

Леонід Феоктистович Чорногор – відомий радіофізик, космогеофізик і фізеколог, автор важливих фундаментальних і прикладних, теоретичних і експериментальних робіт з космічної радіофізики, нелінійної радіофізики, дистанційного радіозондування атмосфери та геокосмосу, аналізу та обробки радіосигналів, фізики Землі, атмосфери та геокосмосу, а також фізичної екології. Л. Ф. Чорногор автор (співавтор) понад 1300 наукових праць, 32 книг (17 монографій та 15 навчальних посібників (підручників)). Ним виконані піонерські дослідження радіофізичних і геофізичних ефектів у навколоземному середовищі, що супроводжують старти та польоти космічних апаратів [3 – 5], вплив на навколоземну плазму потужного радіовипромінювання ДНЧ – НВЧ діапазонів [6], потужні вибухи [2, 7], землетруси [7], геокосмічні бурі [8], сонячні затемнення [9] та ін. Вперше показано, що у формуванні космічної погоди у ряді випадків роль ендегенних і техногенних факторів може бути порівнянною з роллю екзогенних факторів, обґрунтовано механізми та канали взаємодії атмосферної та космічної погодних систем (див., наприклад, [2, 7]). Все це дозволило Л. Ф. Чорногору сформулювати основні положення комплексної концепції (системної парадигми) у фізиці й екології системи Земля – атмосфера – іоносфера – магнітосфера [2 – 9].

Л. Ф. Чорногор приділяє багато уваги популяризації науки. Він часто публікувався у журналах «Universitates», «Наука и техника» та «Світогляд». Ним написано книги [10, 11], також у співавторстві [12 – 17].

Особливо слід зазначити активну педагогічну діяльність Л. Ф. Чорногора. За 50 років роботи в ХДУ/ХНУ імені В. Н. Каразіна доцентом, а потім професором радіофізичного факультету (нині факультет радіофізики, біомедичної електроніки та комп'ютерних систем) ним поставлено понад

25 нових курсів та спецкурсів, підготовлено велику кількість фахівців з університетською освітою, понад 20 кандидатів та 3 докторів наук, організовано науково-педагогічне співробітництво з багатьма установами України, країн близького та далекого зарубіжжя.

Наукові досягнення, науково-організаційна та науково-педагогічна діяльність Л. Ф. Черногора високо оцінені. Він має багато урядових нагород та звань, зокрема він є лауреатом Державної премії УРСР у галузі науки і техніки, двічі лауреатом Премії РМ СРСР, лауреатом премії МВССО СРСР, Заслуженим професором ХНУ імені В. Н. Каразіна, Заслуженим діячем науки і техніки України, Почесним професором Харбінського інженерного університету (КНР), Почесним професором Циндаоського університету (КНР). Нагороджений почесними знаками НАН України та ХНУ імені В. Н. Каразіна. Обраний академіком НАН Вищої освіти України.

Заступник директора Радіоастрономічного  
інституту НАН України,  
лауреат Державної премії СРСР,  
лауреат Державної премії України  
в галузі науки і техніки,  
академік НАН України  
О. О. Коноваленко

### *Література до передмови*

1. Черногор Л. Ф. Фізичні ефекти Челябінського метеороїда / Л. Ф. Черногор. – Харків: ХНУ імені В. Н. Каразіна, 2023. – 486 с.
2. Черногор Л. Ф. О нелинейности в природе и науке / Л. Ф. Черногор. – Х.: ХНУ имени В. Н. Каразина, 2008. – 528 с.
3. Черногор Л. Ф. Радиофизические и геомагнитные эффекты стартов ракет / Л. Ф. Черногор. – Х.: ХНУ имени В. Н. Каразина, 2009. – 386 с.
4. 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, New York: CRC Press. Taylor & Francis Group, 2013. – 542 p.
5. Черногор Л. Ф. О возможном воздействии запусков ракетно-космической техники на магнитное поле Земли // Воздействие ракетно-космической техники на окружающую природную среду / Под общей ред. В. В. Адушкина, С. И. Козлова, М. В. Сильникова. – М.: ГЕОС, 2016. – С. 483 – 520.
6. Черногор Л. Ф. Физика мощного радиоизлучения в геокосмосе / Л. Ф. Черногор. – Х.: ХНУ имени В. Н. Каразина, 2014. – 448 с.
7. Черногор Л. Ф. Физика и экология катастроф / Л. Ф. Черногор. – Х.: ХНУ имени В. Н. Каразина, 2012. – 556 с.

8. Черногор Л. Ф. Физика геокосмических бурь / Л. Ф. Черногор, И. Ф. Домнин. – Х.: ХНУ имени В. Н. Каразина, Институт ионосферы НАН и МОН Украины, 2014. – 408 с.
9. Черногор Л. Ф. Физические эффекты солнечных затмений в атмосфере и геокосмосе / Л. Ф. Черногор. – Х.: ХНУ имени В. Н. Каразина, 2013. – 480 с.
10. Черногор Л. Ф. Космос, Земля, человек: актуальные проблемы / Л. Ф. Черногор. – Х.: ХНУ имени В. Н. Каразина, 2010. – 192 с.
11. Черногор Л. Ф. Космос, Земля, человек: актуальные проблемы. 2-е изд., доп. – Х.: ХНУ имени В. Н. Каразина, 2017. – 384 с.
12. Лазоренко О. В. Сверхширокополосные сигналы и процессы: Монография / О. В. Лазоренко, Л. Ф. Черногор. – Х.: ХНУ имени В. Н. Каразина, 2009. – 576 с.
13. Лазоренко О. В. Фрактальные сверхширокополосные сигналы / О. В. Лазоренко, А. А. Потапов, Л. Ф. Черногор // Струков А. В., Потапов А. А., Черногор Л. Ф. и [др.] Информационная безопасность: методы шифрования (коллективная монография). С предисловием акад. Н.А. Кузнецова / Под ред. Е. М. Сухарева. Кн. 7. – М.: Радиотехника, 2011. – С. 151 – 187.
14. Guo Q. Polar Communications / Q. Guo, L. F. Chernogor // Cui W., Fu S., Hu Z. (eds) Encyclopedia of Ocean Engineering. – Springer, Singapore, 2020.
15. Рух плазми в іоносфері: дослідження методом некогерентного розсіювання: монографія / Л. Я. Ємельянов, Л. Ф. Чорногор, М. В. Ляшенко та [ін.]. – Х.: ПЛАНЕТА-ПРІНТ, 2021. – 460 с.
16. Bogomaz O. V. Aperiodic and wave disturbances in the ionosphere: the results of vertical sounding: Monograph / O. V. Bogomaz, L. F. Chernogor, V. V. Barabash, S. V. Katsko. – Dallas, USA: Primedia eLaunch LLC, 2021. – 160 p.



## **ПЕРЕЛІК ОСНОВНИХ СКОРОЧЕНЬ**

- АГХ – акустико-гравітаційні хвилі  
АПФ – адаптивне перетворення Фур'є  
ВГХ – внутрішні гравітаційні хвилі  
ВП – вейвлет-перетворення  
ВПФ – віконне перетворення Фур'є  
ДНЧ – дуже низькочастотний  
ЕРС – електрорушійна сила  
ЗАІМ – Земля – атмосфера – іоносфера – магнітосфера  
МГД – магнітогідродинамічний  
НВЧ – надвисокочастотний  
ТНТ – тринітротолуол (тол)  
ШСЗ – штучний супутник Землі



## ПЕРЕЛІК ОСНОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ

$B$  – індукція магнітного поля  
 $B$  – балістичний коефіцієнт  
 $B_a$  – амплітуда індукції магнітного поля  
 $B_{x,y}$  – проекція індукції геомагнітного поля на горизонтальні осі  
 $b$  – стала Віна  
 $C$  – питома теплоємність  
 $C_d$  – коефіцієнт динамічного опору  
 $C_h$  – коефіцієнт теплообміну  
 $C_L$  – коефіцієнт підйомної сили  
 $c$  – швидкість світла  
 $D_t$  – коефіцієнт турбулентної дифузії  
 $d$  – діаметр  
 $d_0$  – початковий діаметр метеороїда  
 $E$  – енергія  
 $E$  – напруженість електричного поля  
 $E_a$  – акустична енергія, енергія акустичних хвиль  
 $E_a$  – амплітуда електромагнітного поля  
 $E_{cr}$  – напруженість електричного поля пробою  
 $E_d$  – енергія, що витрачається на руйнування та викид речовини  
 $E_i$  – енергія, що витрачається на іонізацію  
 $E_k$  – кінетична енергія  
 $E_{k0}$  – початкова кінетична енергія метеороїда  
 $E_L$  – погонна густина енергії метеороїда  
 $E_{EME}$  – ЕРС  
 $E_p$  – потенційна енергія  
 $E_r$  – енергія світності (випромінювання) метеороїда  
 $E_{sw}$  – енергія сейсмічних хвиль  
 $E_Q$  – енергія, що витрачається на абляцію  
 $E_T$  – теплова енергія  
 $e$  – заряд електрона  
 $e$  – основа натурального логарифма  
 $F_A$  – сила Архімеда

$f$  – частота хвилі  
 $f_d$  – доплерівське зміщення частоти  
 $g$  – прискорення вільного падіння  
 $H$  – приведена висота нейтральної атмосфери  
 $I$  – інтенсивність світності метеороїда  
 $I$  – сила струму  
 $j$  – густина електричного струму  
 $\text{Kn}$  – число Кнудсена  
 $k$  – хвильове число  
 $k_a$  – швидкість реакції прилипання  
 $k_B$  – стала Больцмана  
 $k_d$  – коефіцієнт розширення хмари фрагментів  
 $L$  – довжина, товщина атмосферного шару  
 $L$  – параметр Мак-Ілвейну  
 $L_e$  – довжина сліду метеороїда поблизу висоти вибуху  
 $L_m$  – масштаб неоднорідності геомагнітного поля  
 $L_t$  – зовнішній масштаб турбулентності  
 $l$  – довжина  
 $l_n$  – довжина вільного пробігу нейтральних частинок  
 $M$  – число Маха  
 $M_E$  – маса Землі  
 $M_{eq}$  – магнітуда землетрусу  
 $M_m$  – маса молекули метеороїда  
 $M_n$  – маса нейтральної частинки (молекули)  
 $m$  – маса  
 $m_0$  – початкова маса метеороїда  
 $m_e$  – маса електрона  
 $m_i$  – маса іона  
 $m_p$  – маса частинки  
 $N$  – концентрації електронів та іонів  
 $P$  – потужність  
 $P_a$  – акустична потужність  
 $P_c$  – характерна потужність, що вноситься метеороїдом (потужність вибуху метеороїда)  
 $P_r$  – потужність світності (випромінювання) метеороїда  
 $p$  – тиск газу (повітря)  
 $p_m$  – магнітний тиск  
 $p_0, p(0)$  – тиск повітря на поверхні Землі  
 $Q$  – питома теплота абляції  
 $q$  – заряд частинок, заряд утворення  
 $q_i$  – швидкість іонізації  
 $R$  – радіус  
 $R$  – відстань  
 $R_b$  – радіус балістичної хвилі

$R_d$  – коефіцієнт достовірності  
 $R_c$  – радіус циліндричної хвилі  
 $R_e$  – електричний опір сліду метеороїда  
 $R_E$  – радіус Землі  
 $R_m$  – радіус порожнини у геомагнітній трубці  
 $R_s$  – радіус ударної хвилі, радіус сліду метеороїда  
 $R_t$  – опір замикання сліду метеороїда  
 $Re$  – число Рейнольдса  
 $Re_m$  – магнітне число Рейнольдса  
 $r$  – радіус  
 $r$  – відстань  
 $r_t$  – радіус області розльоту фрагментів  
 $r_p$  – радіус частинки (аерозолі)  
 $r_0$  – початковий радіус метеороїда  
 $S$  – площа, мідель  
 $S$  – спектральна густина  
 $S_e$  – площа осередку землетрусу  
 $s$  – довжина шляху  
 $T$  – абсолютна температура  
 $T$  – період  
 $T_b$  – період для балістичної хвилі  
 $T_e$  – температура електронів  
 $T_i$  – температура іонів  
 $t$  – час  
 $t_0$  – тривалість часового інтервалу, характерний час  
 $t_N$  – час становлення концентрації електронів  
 $t_{Te}$  – час становлення температури електронів  
 $V$  – об'єм  
 $v$  – швидкість  
 $v_0$  – початкова швидкість метеороїда  
 $v_A$  – альвенівська швидкість  
 $v_{At}$  – турбулентні флуктуації альвенівської швидкості  
 $v_c$  – характерна швидкість  
 $v_p$  – швидкість частинок  
 $v_s$  – швидкість звуку  
 $v_{Te}$  – теплова швидкість електронів  
 $v_t$  – швидкість поперечного руху фрагментів  
 $v_t = \alpha_t v \approx 0.1 v$  – турбулентна швидкість  
 $U$  – напруга  
 $u$  – швидкість руху речовини у плюмі  
 $w$  – швидкість вітру  
 $x, y$  – горизонтальні координати  
 $z$  – вертикальна координата, поточна висота (в атмосфері)

$z_e$  – висота вибуху метеороїда  
 $\alpha$  – кут (найчастіше між горизонтальною віссю та заданим напрямком)  
 $\alpha_i$  – лінійна концентрація електронів  
 $\alpha_b$  – балістичний коефіцієнт  
 $\alpha_r$  – коефіцієнт рекомбінації  
 $\alpha_s$  – масовий коефіцієнт поглинання світла  
 $\alpha_t \approx 0.1$  – коефіцієнт турбулентності  
 $\beta_a$  – коефіцієнт прилипання  
 $\beta_b$  – параметр виносу маси  
 $\beta_i$  – коефіцієнт іонізації  
 $\Gamma_r$  – інтегральний коефіцієнт поглинання світла  
 $\gamma$  – показник адіабати  
 $\gamma_s$  – коефіцієнт поглинання потужності оптичного випромінювання  
 $\gamma_m$  – показник «магнітної» адіабати  
 $\Delta p$  – надлишковий тиск повітря  
 $\Delta z(t)$  – висота підйому аерозольного плюму  
 $\delta$  – приріст будь-якого параметра  
 $\delta_N = \Delta N/N_0$  – відносна збурення концентрації електронів  
 $\varepsilon$  – відносна діелектрична проникність  
 $\varepsilon_{ac}$  – густина акустичної енергії  
 $\varepsilon_d$  – питома енергія дроблення  
 $\varepsilon_e$  – густина енергії електричного поля  
 $\varepsilon_i$  – енергія іонізації, що витрачається на один акт  
 $\varepsilon_m$  – густина енергії магнітного поля  
 $\varepsilon_T$  – густина теплової енергії  
 $\varepsilon_t$  – швидкість дисипації турбулентної енергії  
 $\varepsilon_{tm}$  – швидкість дисипації турбулентної енергії магнітного поля  
 $\varepsilon_0$  – електрична стала  
 $\eta$  – коефіцієнт перетворення, відносна частка енергії будь-якого процесу  
 $\eta$  – ККД  
 $\eta_a$  – коефіцієнт перетворення в акустичну енергію  
 $\eta_d$  – коефіцієнт динамічної в'язкості  
 $\eta_s$  – коефіцієнт перетворення у сейсмічну енергію  
 $\theta = T/T_0$   
 $\lambda$  – довжина хвилі  
 $\mu_0$  – магнітна стала  
 $\mu_e$  – рухливість електронів  
 $\nu$  – частота коливань (хвиль)  
 $\nu_{ei}$  – частота зіткнень електронів з іонами  
 $\nu_{en}$  і  $\nu_{in}$  – частота зіткнень електронів з нейтралами та іонів з нейтралами  
 $\nu_k$  – коефіцієнт кінематичної в'язкості  
 $\nu_n$  – частота зіткнень нейтральних частинок  
 $\Pi$  – густина потоку енергії  
 $\Pi_{ac}$  – густина потоку акустичної енергії

$P_{em}$  – густина потоку електромагнітної енергії

$P_p$  – густина потоку потужності

$P_r$  – густина потоку енергії випромінювання

$\rho$  – густина речовини, густина атмосфери

$\rho_a$  – об'ємна густина аерозолів

$\rho_e$  – густина повітря на висоті вибуху

$\rho_{el}$  – густина об'ємного заряду

$\rho_b$  – густина космічного тіла

$\sigma^2$  – дисперсія

$\sigma$  – середньоквадратичне відхилення

$\sigma$  – стала Стефана–Больцмана

$\sigma$  – питома провідність

$\sigma_a$  – параметр абляції

$\sigma_d$  – напруга руйнування (міцність речовини)

$\tau$  – тривалість часового інтервалу, тривалість імпульсу

$\tau_e$  – ефективна тривалість імпульсу світності метеороїда, характерний час енерговиділення

$\tau_{cr}$  – характерний час пробою атмосферного газу

$\tau_I$  – коефіцієнт світності метеороїда

$\tau_p$  – час падіння фрагмента

$\Phi$  – потік індукції магнітного поля

$\varphi$  – географічна широта

$\varphi$  – електричний потенціал

$\omega$  – кругова частота



## ВСТУП

Останнім часом проблемі астероїдно-кометної загрози приділяється значна увага (див., наприклад, [1 – 4]). Завдяки популяризації цієї проблеми, все більше число жителів планети усвідомлює, що ми живемо фактично в космосі, на малій та вразливій планеті. Зважаючи на унікальність події та значущість наслідків актуальною міждисциплінарною задачею є детальне та всебічне вивчення ефектів падіння на Землю кожного досить великого космічного тіла, а також наслідків такого падіння. Новий сплеск інтересу до ефектів метеороїдів був пов'язаний із падінням Челябінського космічного тіла [5 – 9]. Іншим прикладом подібної, але менш масштабної події є проліт Липецького метеороїда [10, 11]. Ефектам цього метеороїда присвячені роботи [12 – 26]. Політ і вибух Липецького космічного тіла над населеними пунктами супроводжувався яскравим спалахом. Метеороїд вторгся в атмосферу Землі 21 червня 2018 року о 01:16:20 UT. Космічне тіло рухалося під кутом до горизонту близько  $79^\circ$ . Початкова маса тіла становила 113 т, початкова швидкість – 14.4 км/с, а початковий діаметр тіла – 4 м. Висота вибуху метеороїда, його кінематичні характеристики та знайдені уламки свідчать про те, що він був кам'яним, точніше хондритом.

Мета цієї монографії – комплексне вивчення механічних, оптичних, газодинамічних, термодинамічних, плазмових, турбулентних, магнітних, електричних, електромагнітних, іоносферних і сейсмічних ефектів, а також ефектів інфразвукових, атмосферних та МГД хвиль, що супроводжували падіння Липецького метеороїда. Методика аналізу фізичних ефектів подібна до методики, яка застосовувалася автором при аналізі фізичних ефектів Челябінського та Румунського метеороїдів [9, 10]. При аналізі використовувався системний підхід до утворення Земля – атмосфера – іоносфера – магнітосфера.

### *Література до вступу*

1. Hazards due to comets and asteroids / T. Gehrels (Edit.). – Tucson; London: Univ. Arizona Press, 1994. – 1300 p.
2. Катастрофические воздействия космических тел / Под ред. В. В. Адушкина, И. В. Немчинова. – М.: Академкнига, 2005. – 310 с.
3. Астероидно-кометная опасность: вчера, сегодня, завтра / Под ред. Б. М. Шустова, Л. В. Рыхловой. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2010. – 384 с.
4. Черногор Л. Ф. Физика и экология катастроф / Л. Ф. Черногор. – Харьков: ХНУ имени В. Н. Каразина, 2012. – 556 с.
5. Chelyabinsk airburst, damage assessment, meteorite recovery, and characterization / O. P. Popova, P. Jenniskens, V. Emelyanenko [et. al.] // Science. – 2013. – V. 342. – P. 1069 – 1073.
6. Supplementary material for Chelyabinsk airburst, damage assessment, meteorite recovery, and characterization / O. P. Popova, P. Jenniskens, V. Emelyanenko [et al.] // Science. – 2013. – 145 p.
7. Челябинский суперболид / Под ред. Н. Н. Горькавого, А. Е. Дудорова. – Челябинск: Изд-во Челябинского университета, 2016. – 223 с.
8. Черногор Л. Ф. Основные эффекты падения метеорита Челябинск: результаты физико-математического моделирования / Л. Ф. Черногор // Метеорит Челябинск – год на Земле: Материалы Всероссийской научной конференции / [редкол.: Н. А. Антипин и [др.]; сост. Н. А. Антипин]. – Челябинск: Челябинский государственный краеведческий музей, 2014. – С. 229 – 264.
9. Черногор Л. Ф. Фізичні ефекти Челябінського метеороїда / Л. Ф. Черногор. – Харків: ХНУ імені В. Н. Каразіна, 2023. – 486 с.
10. Center for Near Earth Object Studies [Электронный ресурс]. Режим доступа: <https://cneos.jpl.nasa.gov/>
11. 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. – V. 179, № 104715.
12. Черногор Л. Ф. Физические эффекты Липецкого метеороида. 1 / Л. Ф. Черногор // Кинематика и физика небесных тел. – 2019. – Т. 35, №4. – С. 37 – 59.
13. Chernogor L. F. Physical Effects of the Lipetsk Meteoroid: 1 / L. F. Chernogor // Kinematics and Physics of Celestial Bodies. – 2019. – V. 35, № 4. – P. 174 – 188.
14. Черногор Л. Ф. Физические эффекты Липецкого метеороида. 2 / Л. Ф. Черногор // Кинематика и физика небесных тел. – 2019. – Т. 35, № 5. – С. 25 – 47.
15. Chernogor L. F. Physical Effects of the Lipetsk Meteoroid: 2 / L. F. Chernogor // Kinematics and Physics of Celestial Bodies. – 2019. – V. 35, № 5. – P. 217 – 230.
16. Черногор Л. Ф. Физические эффекты Липецкого метеороида. 3 / Л. Ф. Черногор // Кинематика и физика небесных тел. – 2019. – Т. 35, № 6. – С. 34 – 61.
17. Chernogor L. F. Physical Effects of the Lipetsk Meteoroid: 3 / L. F. Chernogor // Kinematics and Physics of Celestial Bodies. – 2019. – V. 35, № 6. – P. 271 – 285.
18. Черногор Л. Ф. Электрические, магнитные, электромагнитные, акустические и плазменные эффекты Липецкого метеороида / Л. Ф. Черногор // Глобальная электрическая цепь: материалы четвертой Всероссийской конференции /

- Геофизическая обсерватория «Борок» – филиал Института физики Земли им. О. Ю. Шмидта РАН. – Ярославль: Филигрань, 2019. – С. 78 – 79.
19. Черногор Л. Ф. Ионосферные эффекты Липецкого метеороида / Л. Ф. Черногор // Геомагнетизм и аэрномия. – 2020. – Т. 60, № 1. – С. 83 – 92.
  20. Chernogor L. F. Ionospheric Effects of the Lipetsk Meteoroid / L. F. Chernogor // Geomagnetism and Aeronomy. – 2020. – V. 60, № 1. – P. 80 – 89.
  21. 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 – 81.
  22. Chernogor L. F. Geomagnetic Variations Caused by the Lipetsk Meteoroid's Passage and Explosion: Measurement Results / L. F. Chernogor // Kinematics and Physics of Celestial Bodies. – 2020. – V. 36, № 2. – P. 79 – 93.
  23. Черногор Л. Ф. Эффекты Липецкого метеороида в геомагнитном поле / Л. Ф. Черногор // Геомагнетизм и аэрномия. – 2020. – Т. 60, № 3. – С. 375 – 392.
  24. Chernogor L. F. Effects of the Lipetsk Meteoroid in the Geomagnetic Field / L. F. Chernogor // Geomagnetism and Aeronomy. – 2020. – V. 60, № 3. – P. 355 – 372.
  25. Чорногор Л. Ф. Характеристики інфразвукового сигналу, згенерованого Липецьким метеороїдом: результати статистичного аналізу / Л. Ф. Чорногор, М. Б. Шевелев // Кінематика і фізика небесних тіл. – 2020. – Т. 36, № 4. – С. 58 – 71.
  26. 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. – V. 36, № 4. – P. 186 – 194.



## РОЗДІЛ 1

---

### ДИНАМІКА ЛИПЕЦЬКОГО МЕТЕОРОЇДА

#### 1.1. ЗАГАЛЬНІ ВІДОМОСТІ

Починаючи з кінця XX століття, проблемі астероїдно-кометної загрози приділяється значна увага (див., наприклад, [1 – 5]). Все більше число жителів нашої планети стало усвідомлювати, що ми живемо фактично в космосі, на малій та незахищеній планеті.

Безумовно, актуальною міждисциплінарною задачею є детальне та всебічне вивчення ефектів падіння на Землю будь-якого досить великого космічного тіла, а також наслідків його падіння. Як відомо, новий сплеск інтересу до ефектів великих космічних тіл був пов'язаний із падінням Челябінського метеороїда 15 лютого 2013 року [6 – 20].

Яскравим прикладом подібної, але значно меншої за масштабом події є проліт Липецького метеороїда [21 – 23].

Політ і вибух Липецького космічного тіла над населеними пунктами супроводжувався яскравим спалахом, реєстрацією його відеокамерами, мікробарографами та сейсмографами (рис. 1.1).

Відомо, що метеороїд вторгся в атмосферу Землі 21 червня 2018 року о 01:16:20 UT. Космічне тіло рухалося під кутом до горизонту близько  $79^\circ$ . Початкова маса тіла  $m_0 \approx 113$  т, початкова швидкість  $v_0 \approx 14.4$  км/с, а початковий діаметр тіла  $d_0 \approx 4$  м. Висота вибуху метеороїда, його кінематичні характеристики та знайдені уламки свідчать про те, що він був кам'яним, точніше, космічне тіло являло собою хондрит (рис. 1.2).

Мета цього розділу, що базується на роботах автора [22, 23], – оцінка механічних, оптичних і газодинамічних ефектів, що супроводжували падіння Липецького метеороїда.

Методика аналізу фізичних ефектів подібна до методики, яка застосовувалася автором при аналізі фізичних ефектів Челябінського та Румунського метеороїдів [10, 14 – 16, 18, 24, 25].

Падіння досить великих метеороїдів супроводжується цілим комплексом фізичних процесів (див., наприклад, [26]).

Кінетична енергія метеороїда в процесі його польоту частково витрачається на утворення балістичної ударної хвилі. За фронтом ударної хвилі відбувається нагрів повітря в ударно-стиснутому шарі, збудження коливань



**Рис. 1.1.** Три послідовні фотографії Липецького боліда (панелі зверху вниз).  
На фотографіях вказано місцевий час [Bright fireball streaks through the sky over Russia, causing sonic boom [Електронний ресурс]. Режим доступу: <https://bgr.com/2018/06/25/fireball-asteroid-russia-video-sonic-boom/> (Дата звернення: 07.03.2019)]



**Рис. 1.2.** Фрагменти Линецького метеороїда [Karmaka meteorites. Meteoritics & Cosmochemistry [Електронний ресурс]. Режим доступу: <http://karmaka.de/?p=15382> (Дата звернення: 07.03.2019)]

молекул, їх дисоціація й іонізація, тобто утворення плазми. Певна частина кінетичної енергії частинок повітря за фронтом ударної хвилі передається метеороїду за рахунок конвективного перенесення. Електрони плазми передають космічному тілу частину енергії за рахунок теплопровідності. Нагріте повітря випромінює електромагнітні хвилі у широкому діапазоні частот. Енергія випромінювання забезпечує прогрів, розширення та розліт парів речовини метеороїда, нагрів та іонізацію повітря перед фронтом ударної хвилі. Розліт парів дає свій внесок в ударну хвилю. Непоглинена частина випромінювання висвічується в інфрачервоному, оптичному й ультрафіолетовому діапазонах.

Збільшення сили опору повітря, зумовлене збільшенням тиску атмосфери та міделя, призводить до вибухоподібного перетворення кінетичної енергії метеороїда, повного руйнування космічного тіла та генерації вибухової ударної хвилі. Балістична хвиля, що утворилася при русі метеороїда, розширюється в боки від траєкторії тіла, поступово згасаючи. Балістична та вибухова хвилі, склавшись, утворюють єдину ударну хвилю. Поділ на балістичну та вибухову хвилі, звичайно, є умовним. Досягаючи поверхні Землі, інтенсивна ударна хвиля від космічного тіла може заподіяти механічні пошкодження, руйнування та землетрус. Світловий спалах викликає нагрів, опіки і навіть за достатньої енергії пожежі.

Залишки метеороїда, рухаючись із дозвуковою швидкістю, випадають на поверхню Землі.

Рух досить великих космічних тіл, що супроводжується генерацією ударних хвиль, призводить до утворення нагрітого турбулентного сліду в атмосфері. Після вибухоподібного виділення енергії на заключній стадії гальмування частина продуктів вибуху спливає вгору, переміщуючись вздовж сліду. Утворюється так званий газопиловий плюм (див., наприклад, [2, 3]). Нагрітий слід релаксує протягом тривалого часу (одиниці годин).

Теплові та ударно-хвильові процеси при русі метеороїда, а також плюму супроводжуються механічними, гідродинамічними, світловими, плазмовими, магнітними, електричними, електромагнітними, акустичними та сейсмічними збуреннями, які докладніше розглядаються в цій монографії.

Частота падіння космічних тіл або інтервал часу між падіннями  $\Delta T$  залежить від їх енергії. При цьому кількість падаючих тіл протягом 1 року дається відомим співвідношенням (див., наприклад, [27]):

$$\lg N_s = 0.5677 - 0.9 \lg E_k,$$

де  $E_k$  вимірюється у кт ТНТ. При  $E_k \approx 2.8$  кт ТНТ маємо  $N_s \approx 1.46$  рік<sup>-1</sup>. Тоді  $\Delta T = N_s^{-1} \approx 0.68$  рік  $\approx 248$  днів.

Отже, тіла, подібні до Липецького метеороїда, падають на Землю приблизно кожні 248 днів. На жаль, більшість із них не документується, а значить, і не аналізується.

## 1.2. ВИХІДНІ СПІВВІДНОШЕННЯ

Взаємодії метеороїдів з атмосферою присвячено велику кількість робіт (див., наприклад, [11, 28 – 37]). У роботі [31] вивчено особливості руху та руйнування метеороїдів в атмосфері, детально розроблено теорію дроблення метеороїдів. Дроблення малих астероїдів і супутні ефекти досліджувалися у статті [36]. Розвиток теорії та фізичного механізму квазінеперервного дроблення метеороїдів представлено у роботах [29 – 31, 36]. Книга [35] присвячена застосуванню досягнень фізико-хімічної динаміки до аналізу метеороїдів. У монографії [6] наведено кількісні оцінки основних ефектів, що виникають під час падіння великих космічних тіл на Землю.

Рух метеороїда діаметром не більше 20 – 30 м (при більших розмірах необхідно розв'язувати систему газодинамічних рівнянь) в атмосфері Землі описується відомими рівняннями (див., наприклад, [26, 34]):

$$m \frac{dv}{dt} = -\frac{C_d}{2} \rho v^2 S + mg \sin \alpha, \quad (1.1)$$

$$\frac{dm}{dt} = -\frac{C_h}{2Q} \rho v^3 S, \quad (1.2)$$

$$mv \frac{d\alpha}{dt} = mg \cos \alpha - \frac{mv^2}{R_E} \cos \alpha - \frac{C_L}{2} \rho v^2 S, \quad (1.3)$$

$$\frac{dz}{dt} = -v \sin \alpha, \quad (1.4)$$

$$I = -\frac{\tau_I}{2} \frac{d}{dt} mv^2, \quad (1.5)$$

$$\alpha_i = -\frac{\beta_i}{M_m v} \frac{dm}{dt}, \quad (1.6)$$

де  $m$  і  $v$  – маса та швидкість тіла,  $S$  – площа перерізу (мідель) метеороїда,  $g$  – прискорення вільного падіння,  $\alpha$  – кут між дотичною до траєкторії та горизонтом,  $C_d$  і  $C_L$  – коефіцієнти динамічного опору та підйомної сили,  $C_h$  – коефіцієнт теплообміну,  $Q$  – питома теплота сублімації,  $R_E$  – радіус Землі,  $\rho$  – густина атмосфери на висоті  $z$ ,  $I$  і  $\tau_I$  – інтенсивність та коефіцієнт світності,  $\alpha_i$  – лінійна концентрація електронів,  $\beta_i$  – коефіцієнт іонізації,  $M_m$  – маса молекули метеороїда.

Рівняння (1.1) – (1.5) описують гальмування, втрату маси космічним тілом, зміну кута нахилу траєкторії та висоти тіла, а також потужність його світності та ефект іонізації.

Оцінки показують, що впливом сили тяжіння можна знехтувати аж до висоти вибуху  $z_e$ , яка, як буде показано нижче, приблизно дорівнювала 27 км. При розрахунках далі нехтувалося також зміною кута  $\alpha$  аж до висоти 23 км. Вважалося, що початкова форма тіла близька до шароподібної. Вважалося, що

коефіцієнти  $C_d$ ,  $C_h$  і  $\tau_i$  у процесі руху тіла залишалися незмінними. Враховувалося дроблення метеороїда та зміна  $S(z)$ .

Виключаючи за допомогою (1.4) час із співвідношень (1.1) та (1.2), отримаємо наступну систему рівнянь:

$$m \frac{dv}{dz} = \frac{C_d}{2 \sin \alpha} \rho v S, \quad (1.7)$$

$$\frac{dm}{dz} = \frac{C_h}{2Q \sin \alpha} \rho v^2 S. \quad (1.8)$$

Для експоненційної моделі атмосфери

$$\rho(z) = \rho(0)e^{-z/H},$$

де  $H \approx 7.5$  км – приведена висота атмосфери,  $\rho(0) = \rho|_{z=0} \approx 1.3$  кг/м<sup>3</sup>.

### 1.3. КІНЕМАТИЧНІ КРИТЕРІЇ

Зі співвідношень (1.7) і (1.8) впливають безрозмірні критерії обтікання та випадіння космічного тіла:

$$\alpha_b = \frac{C_d}{2} \frac{\rho(0) S_0 H}{m_0 \sin \alpha}, \quad (1.9)$$

$$\beta_b = \frac{C_h}{2C_d} \frac{v_0^2}{Q}, \quad (1.10)$$

де  $S_0 = \pi d_0^2 / 4$  – початкове значення міделя.

Зазвичай коефіцієнт  $\alpha_b$  називають балістичним коефіцієнтом, а коефіцієнт  $\beta_b$  – параметром виносу маси.

Покладемо в (1.9) і (1.10)  $\rho(0) = 1.3$  кг/м<sup>3</sup>,  $S_0 \approx 12.56$  м<sup>2</sup>,  $H \approx 7.5$  км,  $m_0 \approx 113$  т,  $\alpha \approx 79^\circ$ ,  $v_0 \approx 14.4$  км/с. Вважатимемо, що  $C_d \approx 0.6$ ,  $C_h = 3 \cdot 10^{-2}$  і  $Q = 6.5$  МДж/кг [2, 3, 26]. Тоді отримаємо, що  $\alpha_b \approx 0.33$ ,  $\beta_b \approx 7.9$ .

Відомо, що за  $\alpha_b > 1$  космічне тіло сильно гальмується, а при  $\beta_b > 1$  практично повністю руйнується та випаровується [5, 33]. Додамо, що критерій  $\alpha_b$ , що дається співвідношенням (1.9), справедливий для монолітного космічного тіла. Якщо має місце дроблення тіла, мідель хмари фрагментів  $S \gg S_0$  і значення  $\alpha_b$  істотно збільшується. Саме така ситуація спостерігалася для Липецького метеороїда.

Таким чином, при падінні Липецького метеороїда відбулося його повне руйнування та вибухоподібне виділення енергії в атмосфері.

### 1.4. ЕНЕРГЕТИЧНІ ОЦІНКИ

Початкова кінетична енергія космічного тіла

$$E_{k0} = \frac{m_0 v_0^2}{2}$$

близька до  $1.17 \cdot 10^{13}$  Дж. Така енергія виділяється під час вибуху 2.8 кт тринітротолуолу (ТНТ). Енергія вибуху Липецького метеороїда була в 4.3 рази менша за енергію вибуху бомби, скинутої в 1945 р. на Хіросіму (близько 12 кт ТНТ).

Потенційна енергія метеороїда на висоті  $z = 100$  км

$$E_p = m_0 g z \approx 1.1 \cdot 10^8 \text{ Дж} \ll E_{k0}.$$

Основне виділення енергії падаючого космічного тіла відбувається у шарі атмосфери завтовшки  $L \approx H/2$ . При  $H \approx 7.5$  км маємо  $L \approx 3.75$  км. Тоді середня погонна густина енергії

$$E_L = \frac{E_{k0}}{L} \approx 3.1 \cdot 10^9 \text{ Дж / м.}$$

Характерний час енерговиділення

$$\tau_e = \frac{L}{v_0} \approx 0.26 \text{ с.}$$

При цьому характерна потужність процесу

$$P_c \approx \frac{E_{k0}}{\tau_e} \approx 45 \text{ ТВт.}$$

Оскільки

$$E_k = \frac{m}{2} v^2,$$

поточна потужність процесу

$$P = \frac{dE_k}{dt} = m v \frac{dv}{dt} + \frac{v^2}{2} \frac{dm}{dt}$$

або при  $dl = v dt$

$$\frac{dE_k}{dl} = m \frac{dv}{dt} + \frac{v}{2} \frac{dm}{dt}. \quad (1.11)$$

Перший доданок у співвідношенні (1.11) є погонною енергією  $E_b$ , що витрачається на гальмування, другий доданок – погонною енергією  $E_a$ , що забезпечує процес абляції. Відношення цих погонних енергій

$$\frac{E_a}{E_b} = \frac{v(dm/dt)}{2m(dv/dt)} = \frac{v}{2m} \frac{dm}{dv}.$$

З урахуванням (1.7) і (1.8)

$$\frac{E_a}{E_b} = 2 \frac{v^2}{v_c^2},$$

де

$$v_c = 2 \sqrt{\frac{C_d}{C_h} Q} = \frac{2}{\sqrt{\sigma_a}}$$

– характерна швидкість,  $\sigma_a = C_h / C_d Q$  – параметр абляції [11, 26, 32].

За наведених вище значень  $C_h$ ,  $C_d$  і  $Q$  швидкість  $v_c \approx 16.1$  км/с.

Якщо  $v_0 \approx 14.4$  км/с, то  $E_a/E_b \approx 1.53$ . Таким чином, на початку траєкторії погонна енергія  $E_a$  приблизно в 1.5 рази перевищувала енергію  $E_b$ . У процесі руху метеороїда відношення  $E_a/E_b$  зменшувалося на кілька порядків.

Область вибухоподібного виділення енергії має довжину  $L_e \approx L$ . Оцінімо  $L_e$ , виходячи з діапазону висот  $\Delta z_e$ , де кінетична енергія метеороїда при незмінній масі зменшується від  $0.9E_{k0}$  до  $0.1E_{k0}$ , а його швидкість від  $v_1 = 0.948v_0$  до  $v_2 = 0.316v_0$ . Як показано у роботі [11],

$$v = v_0 e^{-\alpha_v r^2}, \quad (1.12)$$

де  $\alpha_v = \frac{B^2}{2C^2}$ ,  $B = \frac{C_d \rho(z_0) S_0 H}{m_0 \sin \alpha}$ ,  $C^2 = \frac{3C_d d_0 \sin \alpha}{16H}$ ,  $r = e^{-x} - 1$ . При  $C_d \approx 0.6$ ,  $\rho(z_0) \approx 1.82 \cdot 10^{-2}$  кг/м<sup>3</sup>,  $H \approx 7.5$  км,  $\rho_b \approx 3.3$  т/м<sup>3</sup>,  $d_0 \approx 4$  м,  $\alpha \approx 79^\circ$  і висоті початку дроблення  $z_0 \approx 32$  км (див. далі) маємо  $B \approx 9.3 \cdot 10^{-3}$ ,  $C^2 \approx 6.0 \cdot 10^{-5}$ ,  $\alpha_v \approx 0.72$ .

При цьому зі співвідношення (1.12) отримаємо

$$r_1 = r(z_1) = \sqrt{\frac{1}{\alpha_v} \ln \frac{v_0}{v_1}} \approx 0.27,$$

$$r_2 = r(z_2) = \sqrt{\frac{1}{\alpha_v} \ln \frac{v_0}{v_2}} \approx 1.26.$$

Тоді

$$\Delta z_e = H \ln \frac{1+r_2}{1+r_1} \approx 0.58H \approx 4.3 \text{ км},$$

$$L_e = \frac{\Delta z_e}{\sin \alpha} \approx 4.4 \text{ км}.$$

Дійсно, грубо  $L_e \approx H/2$ . При цьому ефективна тривалість вибухової ударної хвилі  $\tau_a = L_e / v_s$ , де  $v_s \approx 300$  м/с – швидкість звуку. Звідси маємо  $\tau_a \approx 12.5$  с.

Кінетична енергія космічного тіла витрачається на його дроблення, нагрів, плавлення, абляцію, іонізацію, нагрів речовини у сліді, а також на утворення балістичної та вибухової ударних хвиль. Оцінімо деякі з енергій.

При питомій енергії абляції  $Q$  і масі речовини  $\Delta m$ , що виноситься, пов'язана з абляцією енергія  $E_{Q0} \approx Q\Delta m$ . При зазначених вище значеннях  $Q$  і  $\Delta m \approx m_0$  маємо  $E_{Q0} \approx 7.3 \cdot 10^{11}$  Дж або 6.2% від  $E_{k0}$ . Оскільки заздалегідь  $\Delta m < m_0$ , реально енергія  $E_Q$  завжди менше  $E_{Q0}$ .

Якщо питома енергія дроблення кам'яного космічного тіла становить  $\varepsilon_d = 10^4 - 10^5$  Дж/кг, повна енергія дроблення  $E_d = \varepsilon_d m_0 \approx 1.1 \cdot 10^9 - 1.1 \cdot 10^{10}$  Дж або  $(9.4 - 94) \cdot 10^{-3}\%$  від  $E_{k0}$ .

Легко показати, що повна кількість іонізованих атомів (молекул)  $N_{iz} \approx 3.5 \cdot 10^{28}$ . Справді, число атомів у метеороїді  $N_\Sigma = m_0 / M_m$ . При коефіцієнті іонізації  $\beta_i \approx 1.54 \cdot 10^{-2}$  [4],  $M_m \approx 5 \cdot 10^{-26}$  кг і  $m_0 \approx 1.13 \cdot 10^5$  кг маємо

$N_{\Sigma} \approx 2.26 \cdot 10^{30}$ ,  $N_{i\Sigma} \approx 3.5 \cdot 10^{28}$ . При середній енергії, що витрачається на один акт іонізації нейтральної частинки ( $\varepsilon_i \approx 50$  еВ), маємо  $E_i = N_{i\Sigma} \varepsilon_i \approx 3.15 \cdot 10^{11}$  Дж або 2.7% від  $E_{k0}$ .

Основна частина (близько 80%) початкової кінетичної енергії космічного тіла витрачається на утворення ударної хвилі та нагрів речовини на фронті ударної хвилі [2, 3].

## 1.5. КІНЕМАТИКА МЕТЕОРОЇДА

Розглянемо основні ефекти, що супроводжували падіння Липецького метеороїда.

### 1.5.1. Дроблення метеороїда

Процес дроблення кожного метеороїда – індивідуальний. Вважатимемо, що мало місце квазінеперервне дроблення. У верхній частині траєкторії кам'яний метеороїд зазнавав лущення, на висотах 32 – 25 км – дроблення. Спочатку шароподібне тіло поступово перетворювалося на млиноподібне тіло з поперечним перерізом (міделем)  $S(z)$ . Продукти дроблення далі рухалися як квазірідина. При значному (у рази, на порядок) збільшенні  $S(z)$  відбулося вибухоподібне виділення енергії. За цим послідував спалах, висвітлення електромагнітної енергії переважно в оптичному діапазоні.

Теорію дроблення великих метеороїдів ( $d_0 = 1 - 100$  м) розробили автори [11, 28 – 32, 36].

Космічне тіло руйнується за умови, що динамічний тиск на нього зрівнюється з міцністю речовини тіла  $\sigma_d$  [2, 3]:

$$0.365 \rho v^2 = \sigma_d. \quad (1.13)$$

Різні частини метеороїда мають різну міцність, тому міцність кам'яного тіла (хондрита) змінюється в широких межах:  $\sigma_d = 10^6 - 3 \cdot 10^6$  Н/м<sup>2</sup> [2, 3, 30, 31, 36]. Тоді умова (1.13) виконується відповідно на висоті,

$$z_0 = H \ln \frac{0.365 \rho(0) v^2}{\sigma_d}.$$

При  $v = 14.4$  км/с,  $\sigma_d \approx 1.4 \cdot 10^6$  Н/м<sup>2</sup> маємо  $z_0 \approx 32$  км. Таким чином, можна прийняти, що дроблення метеороїда почалося на висоті  $z_0 \approx 32$  км, а закінчилося на висоті близько 26 км.

Після початку дроблення уламки рухаються як квазірідина, набуваючи поперечної швидкості [2, 3, 11, 28 – 32, 36]:

$$v_t = k_v v \left( \frac{\rho}{\rho_b} \right)^{1/2}, \quad (1.14)$$

де  $k_v \sim 1$  – коефіцієнт,  $\rho_b$  – густина речовини метеороїда. Далі припустимо, що  $k_v = 1$ ,  $\rho_b \approx 3.3$  т/м<sup>3</sup>,

$$\rho = \rho_0 \exp\left(-\frac{z-z_0}{H}\right) \equiv \rho_0 e^{-x}, \quad (1.15)$$

де  $\rho_0 = \rho(z_0)$ ,  $z_0 = 32$  км,  $x = (z - z_0)/H$ .

Вважаючи квазірідину неперервною і використовуючи співвідношення (1.4) і (1.14), обчислимо приріст радіуса утворення, що розширюється в поперечному напрямку, («млина»)

$$dr_t = -\sqrt{\frac{\rho}{\rho_b}} \frac{dz}{\sin \alpha}$$

або з урахуванням (1.15)

$$dr_t = -\sqrt{\frac{\rho(z_0)}{\rho_b}} \exp\left(-\frac{z-z_0}{2H}\right) \frac{dz}{\sin \alpha}, \quad r_t(z_0) = 0. \quad (1.16)$$

Інтегруючи в (1.16), отримаємо

$$r_t = r_{tm} \left(e^{-x/2} - 1\right), \quad r_{tm} = \frac{2H}{\sin \alpha} \sqrt{\frac{\rho(z_0)}{\rho_b}}.$$

Тоді діаметр і площа міделя при  $z \leq z_0$  даються співвідношеннями:

$$d(x) = d_0 + 2r_t(x) = d_0 \left(1 + k_d \left(e^{-x/2} - 1\right)\right), \quad (1.17)$$

$$S(x) = \frac{\pi}{4} d^2(x) = S_0 \left(1 + k_d \left(e^{-x/2} - 1\right)\right)^2, \quad (1.18)$$

$$k_d = \frac{2r_{tm}}{d_0} = \frac{4H}{d_0 \sin \alpha} \sqrt{\frac{\rho(z_0)}{\rho_b}}. \quad (1.19)$$

Коефіцієнт  $k_d$  описує ступінь розширення метеороїда, що дробиться. При  $d_0 = 4$  м,  $\sin \alpha \approx 0.98$ ,  $\rho(z_0) \approx 1.8 \cdot 10^{-2}$  кг/м<sup>3</sup>,  $\rho_b \approx 3.3$  т/м<sup>3</sup> з (1.18) маємо  $k_d \approx 17.5$ . Через досить великі значення  $k_d$  має місце майже миттєвий процес дроблення. Наприклад, збільшення діаметра хмари вдвічі має місце при  $\Delta x \approx 0.11$  і  $\Delta z \approx 0.9$  км.

Результати розрахунку  $d(x)$  і  $S(x) = \pi d^2/4$  за співвідношеннями (1.17) і (1.18) наведено у табл. 1.1.

### 1.5.2. Швидкість руху метеороїда

Розділивши рівняння (1.8) на рівняння (1.7), отримаємо співвідношення, що пов'язує масу  $m$  і швидкість  $v$  метеороїда:

$$\frac{1}{m} \frac{dm}{dv} = \frac{C_h}{2C_d} \frac{v}{Q} \equiv \frac{2v}{v_c^2}, \quad m(v_0) = m_0. \quad (1.20)$$

Інтегрування (1.20) дає:

$$m = m_0 e^{-(v_0^2 - v^2)/v_c^2}. \quad (1.21)$$

З урахуванням (1.21) співвідношення (1.7) набуде вигляду:

Таблиця 1.1

**Висотна залежність густини атмосфери, кінематичних, геометричних та енергетичних параметрів Липецького метеороїда**

| $z$ , км | $\rho$ , г/м <sup>3</sup> | $v$ , км/с | $m$ , т | $E_k$ , ТДж | $-dE_k/dz$ , ГДж/м | $I$ , ТВт           | $d$ , м | $S$ , м <sup>2</sup> | $-\dot{m}$ , т/с | $-\dot{v}$ , км/с <sup>2</sup> | $-m\dot{v}$ , Н  |
|----------|---------------------------|------------|---------|-------------|--------------------|---------------------|---------|----------------------|------------------|--------------------------------|------------------|
| 32       | 18.2                      | 14.40      | 113     | 11.70       | —                  | —                   | 4       | 12.56                | 1.57             | 0.126                          | $1.4 \cdot 10^7$ |
| 31       | 20.8                      | 14.33      | 112.1   | 11.51       | 0.19               | 0.29                | 8.8     | 60.8                 | 8.57             | 0.697                          | $7.8 \cdot 10^7$ |
| 30       | 23.8                      | 14.255     | 111.2   | 11.30       | 0.21               | 0.31                | 14      | 153.5                | 24.25            | 1.98                           | $2.2 \cdot 10^8$ |
| 29       | 27.2                      | 14.04      | 108.6   | 10.70       | 0.62               | 0.90                | 19.5    | 298                  | 51.55            | 4.41                           | $4.8 \cdot 10^8$ |
| 28       | 31.1                      | 13.57      | 103.3   | 9.51        | 1.19               | 1.68                | 25.4    | 508                  | 86.36            | 8.45                           | $8.7 \cdot 10^8$ |
| 27       | 35.5                      | 12.68      | 94.4    | 7.73        | 1.78               | 2.35                | 31.7    | 788                  | 130.81           | 14.3                           | $1.3 \cdot 10^9$ |
| 26       | 40.6                      | 11.0       | 81.0    | 4.90        | 2.83               | 3.24                | 38.4    | $1.16 \cdot 10^3$    | 144.2            | 21.1                           | $1.7 \cdot 10^9$ |
| 25       | 46.4                      | 5.58       | 57.2    | 0.89        | 4.01               | 2.33                | 45.6    | $1.63 \cdot 10^3$    | 30.2             | 12.3                           | $7.1 \cdot 10^8$ |
| 24       | 53.0                      | 2.20       | 51.7    | 0.125       | 0.765              | 0.18                | 53.3    | $2.23 \cdot 10^3$    | 2.89             | 3.3                            | $1.7 \cdot 10^8$ |
| 23       | 60.5                      | 0.60       | 50.8    | 0.009       | 0.116              | $7.2 \cdot 10^{-3}$ | 61.5    | $2.97 \cdot 10^3$    | 0.09             | 0.38                           | $1.9 \cdot 10^8$ |

$$e^{-(v_0^2 - v^2)/v_c^2} \frac{dv^2}{v^2} = B \frac{S(x)}{S_0} dx, \quad v(0) = v_0, \quad (1.22)$$

де  $S(x)$  дається виразом (1.18),

$$B(z_0) = \frac{C_d \rho(z_0) S_0 H}{m_0 \sin \alpha}$$

є балістичний коефіцієнт на висоті  $z_0$ . При зазначених вище параметрах значення  $B(z_0) \approx 9.3 \cdot 10^{-3}$ .

Виконуючи інтегрування в (1.22), отримаємо наступне рівняння для обчислення швидкості метеороїда:

$$\text{Ei}(v) = \text{Ei}(v_0) + F(x), \quad (1.23)$$

$$F(x) = B e^{v_0^2/v_c^2} \left[ (k-1)^2 (1 - e^{-x}) - \frac{4}{3} k(k-1) (1 - e^{-3x/2}) + \frac{k^2}{2} (1 - e^{-2x}) \right],$$

де

$$\text{Ei}(y) = \int_{-\infty}^y e^y \frac{dy}{y}$$

є інтегральна показникова функція,  $v = v_c \sqrt{y}$ .

Результати розрахунку  $v(z)$  з використанням співвідношення (1.23) наведено у табл. 1.1. З табл. 1.1 видно, що основне зменшення швидкості метеороїда мало місце на висотах, менших за 26 км, де гальмування  $\dot{v}$  сягало 21.1 км/с<sup>2</sup>.

### 1.5.3. Втрата маси метеороїдом

Знаючи  $v(z)$  і використовуючи рівняння (1.19), можна обчислити зміну маси метеороїда вздовж траєкторії (за висотою), а зі співвідношення (1.2) – швидкість її втрат  $dm/dt$ . Рівняння (1.21) еквівалентне наступному співвідношенню [11]:

$$m = m_0 e^{-\sigma_a(v_0^2 - v^2)/2}.$$

Припустимо, що  $m_0 \approx 113$  т,  $v_0 \approx 14.4$  км/с, а  $\sigma_a \approx 1.5 \cdot 10^{-8}$  с<sup>2</sup>/м<sup>2</sup>. Результати розрахунку поточної маси  $m$  і  $\dot{m} = dm/dt$  також наведені в табл. 1.1. З табл. 1.1 випливає, що найбільші втрати маси мали місце на висотах 26 – 27 км, де вони досягали приблизно 130 – 140 т/с.

## 1.6. ЕФЕКТ СВІТНОСТІ МЕТЕОРОЇДА

Для оцінки потужності світності скористаємося співвідношенням (1.5). Коефіцієнт світності  $\tau_I$  суттєво залежить від розміру та маси метеороїда. Для метеороїдів міліметрового – сантиметрового діапазонів  $\tau_I \approx 3 \cdot 10^{-4} - 2 \cdot 10^{-2}$  [26]. Для болідів  $\tau_I$ , що залежить від  $E_r$ , значно більше [2, 3, 27]. Оцінимо  $\tau_I$ , виходячи із залежності [2, 3, 27],

$$\tau_I = 0.1212 E_r^{0.115},$$

де  $E_r$  у кт ТНТ. Звідси  $E_{k0} = E_r / \tau_I = 8.2508 E_r^{0.885}$ . Тут  $E_r$  – інтегральна енергія випромінювання. За даними НАСА  $E_r \approx 1.22 \cdot 10^{12}$  Дж  $\approx 0.29$  кт ТНТ [28]. Таке значення  $E_r$  визначено за допомогою сенсорів, встановлених на геостаціонарних ШСЗ США [21]. Тоді  $\tau_I \approx 10.4$  %, а  $E_{k0} \approx 1.17 \cdot 10^{13}$  Дж  $\approx 2.8$  кт ТНТ. При ефективній тривалості імпульсу випромінювання  $\tau_r \approx \tau_e \approx L_e / v_0 \approx 0.31$  с, де  $L_e \approx 4.4$  км, маємо середню потужність випромінювання

$$P_r = \frac{E_r}{\tau_r} \approx 3.9 \text{ ТВт.}$$

При потужності гальмування  $|P(z_e)| \approx 27$  ТВт (див. табл. 1.1) отримаємо, що

$$\eta_r = \frac{P_r}{|P(z_e)|} \approx 15\%,$$

тобто  $\eta_r > \tau_I$ .

Оцінимо далі густину потоку енергії  $\Pi$  оптичного випромінювання, вважаючи, що випромінювання йде від еліпсоїдального об'єму з малою віссю  $d \approx 10$  м і великою віссю  $L_e \approx 4.4$  км. Тоді площа поверхні еліпсоїда обертання з осями  $d$ ,  $d$  і  $L_e$  дорівнює  $S_e \approx \frac{2\pi}{3} L_e d \approx 9.9 \cdot 10^4$  м<sup>2</sup>. Тоді

$$\Pi_p(z_e) = \frac{P_r}{S(z_e)} \approx 4.75 \cdot 10^7 \text{ Вт/м}^2.$$

Густина потоку потужності поблизу епіцентру вибуху

$$\Pi_p(R) = \frac{P_r}{4\pi R^2} \exp(-\Gamma_r),$$

де згідно з [5]

$$\Gamma_r = \int \gamma_s dR = 0.15 \int \alpha_s \rho_p dR.$$

Тут  $\alpha_s = 3 \cdot 10^3 \text{ м}^2 \cdot \text{кг}^{-1}$  – масовий коефіцієнт поглинання світла субмікронними частинками пилу,  $\rho_p$  – їх об’ємна густина. При  $\rho_p \approx 10^{-7} \text{ кг/м}^3$  і товщині шару пилу  $L_t \approx 1 \text{ км}$  маємо  $\Gamma_r \approx 4 \cdot 10^{-2} \ll 1$ . При  $R = 27 \text{ км}$  маємо  $\Pi_p(R) \approx 500 \text{ Вт/м}^2$ . Густина потоку світла від метеороїда була порівнянна із густиною потоку світла від Сонця у денний час. Оцінка потоку світла добре відповідає результатам спостережень.

Якби область вибуху мала властивості абсолютно чорного тіла, температура при вказаних значеннях  $\Pi(z_e)$  давалася б наступним співвідношенням:

$$T = \sqrt[4]{\frac{\Pi_p(z_e)}{\sigma}},$$

де  $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-4}$  – стала Стефана – Больцмана. Тоді  $T \approx 5.4 \cdot 10^3 \text{ К}$ . При цьому максимум випромінювання припадає на довжину хвилі

$$\lambda = \frac{b}{T} \approx 5.4 \cdot 10^{-7} \text{ м}.$$

Таке значення  $\lambda$  відповідає середині видимого діапазону. Тут  $b = 2.9 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}$  – стала Віна.

Знаючи величину  $E_r$ , можна оцінити потенційну пожежну небезпеку, що обумовлюється метеороїдом. Поблизу епіцентру

$$\Pi_r = \frac{E_r}{4\pi R^2} \exp(-\Gamma_r),$$

де  $E_r \approx 1.22 \cdot 10^{12} \text{ Дж}$ ,  $\Gamma_r \approx 4 \cdot 10^{-2}$ . Тоді поблизу епіцентру ( $R \approx 27 \text{ км}$ ) маємо  $\Pi_r(R) \approx 1.3 \cdot 10^2 \text{ Дж/м}^2$ . Займання сухої речовини виникає при  $\Pi_{r\min} \approx (2 - 10) \cdot 10^5 \text{ Дж/м}^2$  [38]. Тож пожежі під час вибуху Липецького космічного тіла мешканцям заздалегідь не загрожували.

## 1.7. ПАРАМЕТРИ УДАРНОЇ ХВИЛІ

### 1.7.1. Балістична ударна хвиля

Політ метеороїда з гіперзвуковою швидкістю супроводжувався генерацією балістичної ударної хвилі. Вона почала генеруватися на висоті, де повітря для падаючого тіла представляло суцільне середовище. Критерієм «суцільності»

є число Кнудсена  $Kn = l_n/d \ll 1$ , де  $l_n$  – довжина вільного пробігу молекул повітря,  $d$  – діаметр тіла [26]. Балістична хвиля помітної інтенсивності виникає при  $Kn \approx (0.7-1.2) \cdot 10^{-2}$ . При  $d \approx d_0 \approx 4$  м це мало місце на висоті  $z_{\max} \approx 92-95$  км відповідно. На висотах  $z \leq 30$  км балістична хвиля накладалася на вибухову ударну хвилю. Поділ на балістичну та вибухову хвилі, звісно, умовний. Перша з них менш інтенсивна і своїм конусом витягнута вздовж траєкторії.

Радіус балістичної хвилі дається наступним співвідношенням [37]:

$$R_b = Md,$$

де  $M = v/v_s$  – число Маха,  $v$  і  $v_s$  – швидкості космічного тіла та звуку. При  $v \approx v_0 \approx 14$  км/с,  $v_s \approx 0.3$  км/с,  $d \approx d_0 \approx 4$  м маємо  $M \approx 47$  і  $R_b \approx 188$  м. Радіусу  $R_b$  відповідають характерний та фундаментальний періоди [36] акустичних коливань

$$T'_b = \frac{R_b}{v_s}, \quad T_b = 2.81 \frac{R_b}{v_s}. \quad (1.24)$$

Згідно з роботою [37], ці періоди за рахунок дисперсії збільшуються за законом:

$$T'_b(R) = T'_b(R_b) \left( \frac{R}{R_b} \right)^{\frac{1}{4}}, \quad T_b(R) = T_b(R_b) \left( \frac{R}{R_b} \right)^{\frac{1}{4}}. \quad (1.25)$$

Результати розрахунків цих періодів наведені у табл. 1.2.

Таблиця 1.2

**Залежність періодів акустичних коливань, що генеруються балістичною та вибуховою хвилями, від пройденої відстані**

| $R$ , км | $T_b$ , с | $T'_b$ , с | $T_c$ , с | $T'_c$ , с |
|----------|-----------|------------|-----------|------------|
| 50       | 1.4       | 3.9        | 3.4       | 9.5        |
| 100      | 1.7       | 4.8        | 4.0       | 11.3       |
| 300      | 2.2       | 6.2        | 5.3       | 14.9       |
| 500      | 2.5       | 7.0        | 6.0       | 17.0       |
| 1000     | 3.0       | 8.4        | 7.2       | 20.2       |
| 1500     | 3.3       | 9.3        | 7.9       | 22.3       |

Вираз для залежності відносного тиску у фронті балістичної хвилі від відстані  $R$  наведено у роботі [37]:

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{2\gamma}{\gamma+1} \frac{0.4503}{(1+4.803R^2/R_b^2)^{3/8} - 1},$$

де  $\gamma = 1.4$  – показник адіабати. Якщо ж  $R^2 \gg R_b^2$ , то це співвідношення спрощується:

$$\frac{\Delta p}{p} \approx 0.3 \left( \frac{R_b}{R} \right)^{\frac{3}{4}}. \quad (1.26)$$

Вирази (1.24) і (1.26) справедливі лише при віддаленні джерела в горизонтальному напрямі, оскільки вони не враховують експоненційне зменшення атмосферного тиску  $p$  зі збільшенням висоти  $z$ :

$$p(z) = p(0)e^{-z/H}, \quad (1.27)$$

де  $p(0) \approx 10^5$  Па – тиск поверхні Землі, тобто при  $z = 0$ ,  $H$  – приведена висота атмосфери. У загальному випадку  $H = H(z)$  і тоді (1.26) слід замінити на такий вираз:

$$p(z) = p(0) \exp \left( - \int_0^z \frac{dz}{H(z)} \right). \quad (1.28)$$

Якщо висоту відраховувати від висоти вибуху  $z_e$ , то

$$p(z) = p(z_e) \exp \left( - \int_{z_e}^z \frac{dz}{H(z)} \right) \equiv p(z_e) e^{-I}, \quad (1.29)$$

$$\text{де } I = \int_{z_e}^z \frac{dz}{H(z)}.$$

В експоненційній атмосфері (див., наприклад, [39])

$$\Delta p \sim \exp \left( - \int_{z_e}^z \frac{dz}{2H} \right), \quad p \sim \exp \left( - \int_{z_e}^z \frac{dz}{H} \right).$$

Тоді (1.26) з урахуванням (1.29) перетворюється до вигляду:

$$\frac{\Delta p}{p} \approx 0.3 \left( \frac{R_b}{R} \right)^{3/4} e^{I/2}.$$

Зокрема, на поверхні Землі при  $z_e \approx 27$  км,  $R_b = 188$  м і значенні експоненти 0.135 маємо  $\Delta p/p \approx 9.8 \cdot 10^{-4}$ , а  $\Delta p(0) \approx 98$  Па.

У міру віддалення від траєкторії метеороїда балістична хвиля за своєю структурою поступово наближається до структури сферичної хвилі, для якої  $\Delta p(R) \sim R^{-1}$ . Це відбувається на відстанях  $R \gg (z_{\max} - z_e)/\sin \alpha \approx 66 - 69$  км, де  $z_e \approx 27$  км.

### 1.7.2. Вибухова ударна хвиля

Вважатимемо, що вибухоподібне виділення енергії мало місце на довжині траєкторії метеороїда, що дорівнює  $L \approx 3.75$  км. Тоді погонна густина енергії  $E_L \approx 3.1 \cdot 10^9$  Дж/м.

Вважатимемо, що основне вибухоподібне енерговиділення мало місце поблизу висоти  $z_e \approx 27$  км (див. табл. 1.1). Вважаючи вибух циліндричним, обчислимо радіус ударної хвилі з наступного співвідношення:

$$R_c = \sqrt{\frac{E_L}{\pi p(z_e)}},$$

де  $p(z_e) \approx 2.7 \cdot 10^3$  Па – тиск атмосфери на висоті максимального енерговиділення. При  $E_L \approx 3.1 \cdot 10^9$  Дж/м маємо  $R_c \approx 0.6$  км, діаметр  $2R_c \approx 1.2$  км. Таким чином, розміри вогняного еліпсоїда становили  $3.75 \times 1.2 \times 1.2$  км. При таких розмірах вибухова ударна хвиля, строго кажучи, не є сферичною, вона все ж таки ближче до циліндричної.

Результати розрахунку характерного та фундаментального періодів за співвідношенням (1.25) із заміною  $R_b$  на  $R_c$  наведено в табл. 1.2.

Поблизу області вибуху циліндрична хвиля є суттєво нелінійною. Її амплітуда зменшується згідно із законом  $\Delta p(R) \sim 1/R^2$ . На відстані  $R_L \approx 3.16R_c$  від  $z_e$  значення  $\Delta p(z_e \pm R_L) \approx 0.1p(z_e)$ . При  $R > R_L \approx 1.9$  км ударна хвиля від метеороїда стає практично сферичною, тобто  $\Delta p(R) \sim 1/R$ , тоді як на відстанях  $R < R_L$  вона близька до циліндричної.

Вважаючи, що ударна хвиля поширюється в експоненційній атмосфері, для відстаней  $R > R_L$  маємо співвідношення для відносного надлишкового тиску

$$\frac{\Delta p(R)}{p} = \frac{\Delta p(z_e \pm R_L)}{p(z_e \pm R_L)} \frac{R_L}{R} \exp\left(\frac{z - (z_e \pm R_L)}{2H}\right), \quad (1.30)$$

де  $\Delta p(z_e - R_L) = 3.5 \cdot 10^3$  Па. При розрахунку надлишкового тиску на висотах  $z < z_e - R_L$  і  $z > z_e + R_L$  у виразі (1.30) слід обирати знаки «мінус» та «плюс» відповідно. Зокрема, під епіцентром вибуху, де  $R = z_e$ , маємо  $\Delta p \approx 140$  Па. Значення експоненти при цьому становить приблизно  $3.5 \cdot 10^{-2}$ . Результати розрахунку  $\Delta p(z)$  за співвідношенням (1.30) наведено в табл. 1.3.

Поширення ударної хвилі вгору спричинило збурення верхньої атмосфери. При  $R > R_L$  також справедлива формула (1.30).

Таблиця 1.3

**Висотні залежності тиску в незбуреній атмосфері, відносного та атмосферного тиску в ударній хвилі**

| $z$ , км | $p_0$ , Па       | $\Delta p/p_0$      | $\Delta p$ , Па |
|----------|------------------|---------------------|-----------------|
| 0        | $10^5$           | $1.4 \cdot 10^{-3}$ | 140             |
| 5        | $5.1 \cdot 10^4$ | $2.4 \cdot 10^{-3}$ | 123             |
| 10       | $2.6 \cdot 10^4$ | $4.5 \cdot 10^{-3}$ | 116             |
| 15       | $1.4 \cdot 10^4$ | $9.3 \cdot 10^{-3}$ | 130             |
| 20       | $6.9 \cdot 10^3$ | $2.5 \cdot 10^{-2}$ | 174             |
| 25       | $3.6 \cdot 10^3$ | 0.1                 | 360             |

Результати розрахунку висотної залежності  $\Delta p(z)$  для  $z \geq 30$  км з використанням співвідношення (1.30) наведено в табл. 1.4. При цьому враховувалася висотна залежність  $H(z)$  і виконувалося числове інтегрування по  $z$ . З табл. 1.4 видно, що зі збільшенням висоти надлишковий тиск у фронті

ударної хвилі досить швидко зменшується. Відносна зміна  $\Delta p/p_0$  спочатку дещо зменшується, а при  $z \geq 80$  км збільшується. На великих висотах  $\Delta p/p_0 > 1$  і навіть  $\Delta p/p_0 \gg 1$ . Реально величина ефекту буде суттєво меншою, оскільки при розрахунках не враховувалася дисипація енергії хвилі, яка при  $\Delta p/p_0 > 0.2 - 0.3$  викликана, насамперед, впливом нелінійності. При цьому спектр акустичного сигналу збагачується вищими гармоніками, які дисипують на менших висотах. З цієї причини ударна хвиля, що поширюється вгору, повністю поглинеться на висотах  $\sim 100 - 150$  км.

Енергія ударної хвилі у глибині атмосфери поширюється й у горизонтальному напрямі. Цьому сприяють стратосферний і термосферний хвилеводи. Так, при циліндричній, тобто при  $\Delta p \sim R^{-1/2}$ , розбіжності фронту хвилі у хвилеводі на висоті  $z \approx 100 - 150$  км і  $R \approx 1000$  км  $\Delta p/p_0 \approx 0.1 - 1$ .

Якщо припустити, що в енергію ударної хвилі перетворилося близько 80% енергії  $E_{k0}$ , то енергія хвилі була близька до  $10^{13}$  Дж. При тривалості вибухової ударної хвилі  $T_{sw} \approx L_e/v_s \approx 12.5$  с маємо потужність близько 0.8 ТВт.

Вище наведено лише оцінки амплітуди ударних хвиль. Хвильові профілі ударних хвиль можуть бути отримані методами газової динаміки (див., наприклад, [35]).

Таблиця 1.4

**Висотні залежності наведеної висоти атмосфери тиску в незбуреній атмосфері, відносного та абсолютного тиску в ударній хвилі**

| $z$ , км | $2H$ , км | $p_0$ , Па       | $\Delta p/p_0$      | $\Delta p$ , Па     |
|----------|-----------|------------------|---------------------|---------------------|
| 30       | 15        | $1.8 \cdot 10^3$ | 0.1                 | 180                 |
| 40       | 15        | $5.4 \cdot 10^2$ | $3.6 \cdot 10^{-2}$ | 19.4                |
| 50       | 15        | 70               | $3.7 \cdot 10^{-2}$ | 2.6                 |
| 60       | 15        | 10               | $5 \cdot 10^{-2}$   | 0.5                 |
| 70       | 16        | 3                | $6.7 \cdot 10^{-2}$ | 0.2                 |
| 80       | 17        | 1                | 0.11                | 0.1                 |
| 90       | 18        | 0.3              | 0.18                | $5.5 \cdot 10^{-2}$ |
| 100      | 19        | 0.1              | 0.30                | $3 \cdot 10^{-2}$   |
| 120      | 21        | $10^{-2}$        | 0.85                | $8.5 \cdot 10^{-3}$ |
| 150      | 26        | $10^{-3}$        | 4.72                | $4.7 \cdot 10^{-3}$ |

## 1.8. ОСНОВНІ РЕЗУЛЬТАТИ

Проведено комплексний аналіз основних процесів у системі Земля – атмосфера – іоносфера – магнітосфера, що супроводжували падіння Липецького метеороїда, та встановлено наступне.

1. Початкова кінетична енергія метеороїда була близька до 11.7 ТДж або 2.8 кт ТНТ. В енергію світлового спалаху трансформувалося близько 10.4% початкової кінетичної енергії космічного тіла.

2. Висота вибуху Липецького тіла була близька до 27 км, а довжина області вибуху – близько 3.75 км. Поблизу цієї висоти швидкість метеороїда зменшилася приблизно на 12%, маса – на 16%. Швидкість втрати маси становила близько 130 – 140 т/с, гальмування – близько  $-21 \text{ км/с}^2$ .

3. Енергія та потужність світлового спалаху склали близько 1.22 ТДж і 2 – 3 ТВт відповідно. Енергія спалаху на 5 – 6 порядків була меншою за енергію, при якій виникає займання речовин і пожежі в області епіцентру.

4. Надлишковий тиск на поверхні Землі поблизу епіцентру вибуху становив близько 140 Па. Цього виявилось замало для того, щоб викликати руйнування елементів конструкцій споруд.

5. Відносні збурення тиску повітря на іоносферних висотах над епіцентром вибуху досягали десятків і навіть сотень процентів.

6. Енергія та потужність вибухової ударної хвилі були близькі до 10 ТДж і 0.8 ТВт відповідно.

### *Література до розділу 1*

1. Hazards due to comets and asteroids / T. Gehrels (Edit.). – Tucson; London: Univ. Arizona Press, 1994. – 1300 p.
2. Катастрофические воздействия космических тел / Под ред. В. В. Адушкина, И. В. Немчинова. – М.: Академкнига, 2005. – 310 с.
3. Catastrophic Events Caused by Cosmic Objects / V. Adushkin, I. Nemchinov (Eds.) // Comprehensive overview of the threat posed by the impact of an asteroid or comet on Earth, 2008. – XI + 357 p.
4. Астероидно-кометная опасность: вчера, сегодня, завтра / Под ред. Б. М. Шустова, Л. В. Рыхловой. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2010. – 384 с.
5. Черногор Л. Ф. Физика и экология катастроф / Л. Ф. Черногор. – Х.: ХНУ имени В. Н. Каразина, 2012. – 556 с.
6. Черногор Л. Ф. Фізичні ефекти Челябінського метеороїда / Л. Ф. Черногор. – Харків: ХНУ імені В. Н. Каразіна, 2023. – 486 с.
7. Геофизические условия при взрыве Челябинского (Чебаркульского) метеороида 15.02.2013 г. / В. В. Алпатов, В. А. Буров, Ю. П. Вагин и [др.]. – М.: ФГБУ «ИПГ», 2013. – 37 с.
8. Астрономический вестник. – 2013. – Т. 47, № 4. (Тематический выпуск).
9. Астрономические и физические аспекты челябинского события 15 февраля 2013 года / В. В. Емельяненко, О. П. Попова, Н. Н. Чугай и [др.] // Астрономический вестник. – 2013. – Т. 47, № 4. – С. 262 – 277.
10. Черногор Л. Ф. Физические эффекты пролета Челябинского метеорита / Л. Ф. Черногор // Доповіді Національної академії наук України. – 2013. – № 10. – С. 97 – 104.
11. Grigoryan S. S. Physical mechanism of Chelyabinsk superbolide explosion / S. S. Grigoryan, F. S. Ibodov, S. I. Ibadov // Solar System Research. – 2013. – V. 47, № 4. – P. 268 – 274.
12. Chelyabinsk airburst, damage assessment, meteorite, and characterization. / O. P. Popova, P. Jenniskens, V. Emelyanenko [et al.] // Science. – 2013. – V. 342, Is. 6162. – P. 1069 – 1073.

13. Supplementary material for Chelyabinsk airburst, damage assessment, meteorite, and characterization / O. P. Popova, P. Jenniskens, V. Emelyanenko [et al.] // *Science*. – 2013. – 145 p.
14. Черногор Л. Ф. Плазменные, электромагнитные и акустические эффекты метеорита «Челябинск» / Л. Ф. Черногор // *Инженерная физика*. – 2013. – № 8. – С. 23 – 40.
15. Chernogor L. F. The physical effects associated with Chelyabinsk meteorite's passage / L. F. Chernogor, V. T. Rozumenko // *Problems of Atomic Science and Technology*. – 2013. – V. 86, № 4. – P. 136 – 139.
16. Метеорит Челябинск – год на Земле: материалы Всероссийской научной конференции / Под ред. Н. А. Антипина. – Челябинск: Каменный пояс, 2014. – 694 с.
17. Динамические процессы в геосферах. Выпуск 5. Геофизические эффекты падения Челябинского метеороида: Сборник научных трудов ИДГ РАН. Специальный выпуск. – М.: ГЕОС, 2014. – 160 с.
18. Черногор Л. Ф. Основные эффекты падения метеорита Челябинск: результаты физико-математического моделирования / Л. Ф. Черногор // Метеорит Челябинск – год на Земле: Материалы Всероссийской научной конференции / Под ред. Н. А. Антипина. – Челябинск: Каменный пояс, 2014. – С. 229 – 264.
19. Шувалов В. В. Оценка параметров ударной волны, вызванной падением Челябинского космического тела / В. В. Шувалов, Н. А. Артемьева, О. П. Попова // Динамические процессы в геосферах: сб. науч. тр. ИДГ РАН. – 2014. – Вып. 5. – С. 48 – 59.
20. Челябинский суперболид / Под ред. Н. Н. Горькавого, А. Е. Дудорова. – Челябинск: Изд-во Челябинского университета, 2016. – 223 с.
21. Center for Near Earth Object Studies [Электронный ресурс]. Режим доступа: <https://cneos.jpl.nasa.gov/>
22. Черногор Л. Ф. Физические эффекты Липецкого метеороида. 1 / Л. Ф. Черногор // Кинематика и физика небесных тел. – 2019. – Т. 35, №4. – С. 37 – 59.
23. Chernogor L. F. Physical Effects of the Lipetsk Meteoroid: 1 / L. F. Chernogor // *Kinematics and Physics of Celestial Bodies*. – 2019. – V. 35, № 4. – P. 174 – 188.
24. Черногор Л. Ф. Физические эффекты Румынского метеороида. 1 / Л. Ф. Черногор // *Космічна наука і технологія*. – 2018. – Т. 24, № 1. – С. 49 – 70.
25. Черногор Л. Ф. Физические эффекты Румынского метеороида. 2 / Л. Ф. Черногор // *Космічна наука і технологія*. – 2018. – Т. 24, № 2. – С. 18 – 35.
26. Бронштэн В. А. Физика метеорных явлений / В. А. Бронштэн. – М.: Наука, 1981. – 416 с.
27. The flux of small near-Earth objects colliding with the Earth / P. Brown, R. E. Spalding, D. O. ReVelle [et al.] // *Nature*. – 2002. – V. 420. – P. 294 – 296.
28. Бронштэн В. А. Вход в атмосферу крупных метеороидов / В. А. Бронштэн // *Астрономический вестник*. – 1993. – 27, № 1. – С. 102 – 121.
29. Бронштэн В. А. О физическом механизме квазинепрерывного дробления крупных метеорных тел / В. А. Бронштэн // *Астрономический вестник*. – 1993. – Т. 27, № 3. – С. 65 – 74.
30. Бронштэн В. А. Применение теории Григоряна к расчету дробления гигантских метеороидов / В. А. Бронштэн // *Астрономический вестник*. – 1994. – Т. 28, № 2. – С. 118 – 124.

31. Бронштэн В. А. Дробление и разрушение крупных метеорных тел в атмосфере / В. А. Бронштэн // *Астрономический вестник*. – 1995. – Т. 29, № 5. – С. 450 – 459.
32. Григорян С. С. О движении и разрушении метеоритов в атмосферах планет / С. С. Григорян // *Космические исследования*. – 1979. – Т. 17, № 6. – С. 875 – 893.
33. Грицевич М. И. Классификация ударов природных космических тел о землю / М. И. Грицевич, В. П. Стулов, Л. И. Турчак // *ДАН*. – 2009. – Т. 429, № 1. – С. 45 – 49.
34. Кручиненко В. Г. Математико-фізичний аналіз метеорного явища / В. Г. Кручиненко. – К.: Наукова думка, 2012. – 294 с.
35. Стулов В. П. Аэродинамика болидов / В. П. Стулов, В. Н. Мирский, А. И. Вислый. – М.: Наука, 1995. – 240 с.
36. Hills J.G. The fragmentation of small asteroids in the atmosphere / J. G. Hills, M. P. Goda // *Astron. J.* – 1993. – V. 105, № 3. – P. 1114 – 1144.
37. *Infrasound Monitoring for Atmospheric Studies* / A. Le Pichon, E. Blanc, A. Hauchecorne (Eds.). – Switzerland: Springer Nature Switzerland AG, 2019. – XXVIII, 1167 p.
38. Glasstone S. The effects of nuclear weapons. Third Edition. / S. Glasstone, P. J. Dolan // US Department of Defense, US Department of Energy. 1977. – 646 p.
39. Госсард Э. Э. Волны в атмосфере / Э. Э. Госсард, У. Х. Хук. – М.: Мир, 1978. – 532 с.



## РОЗДІЛ 2

### ТЕПЛОВИЙ ТА ПЛАЗМОВИЙ ЕФЕКТИ ЛИПЕЦЬКОГО МЕТЕОРОЇДА

#### 2.1. ЗАГАЛЬНІ ВІДОМОСТІ

Тепловим ефектам Липецького метеороїда присвячено роботи автора [1, 2]. У розділі 1, а також у роботах [3, 4] описані механічні, оптичні та газодинамічні ефекти, спричинені польотом та вибухом Липецького метеороїда.

Мета цього розділу – викладення результатів розрахунків та оцінок термодинамічних і плазмових ефектів, а також ефектів пльому та турбулентності, що супроводжували падіння Липецького космічного тіла.

Підкреслимо, що ці ефекти для великих метеороїдів як у теоретичному, так і в експериментальному планах вивчені недостатньо. Є лише оцінки окремих ефектів [5 – 15]. Автором здійснено спробу оцінки всього комплексу ефектів для Челябінського та Румунського метеороїдів [16 – 28]. В узагальнюючих роботах інших авторів про Челябінський метеороїд [29 – 37] перелічені вище ефекти взагалі не розглядалися.

#### 2.2. ДИНАМІКА УДАРНОЇ ХВИЛІ

Метеороїд, рухаючись в атмосфері, створив за собою нагрітий слід, який потім випромінював електромагнітну енергію та розширювався доти, доки тиск газу в ньому не зрівнявся з атмосферним. При цьому густина повітря для будь-якого великого метеороїда суттєво (в 10 – 100 разів) [16, 28] зменшувалася. Для оцінки параметрів сліду від метеороїда врахуємо, що поперечна швидкість ударної хвилі дається таким співвідношенням [12, 13]:

$$v_{st} = \frac{dR_s}{dt} = v \frac{r}{R_s}, \quad R_s(0) = r,$$

де  $r$  – радіус тіла. Інтегрування цього співвідношення при  $v \neq v(t)$  дає

$$R_s = r \sqrt{1 + \frac{2vt}{r}}. \quad (2.1)$$

Оскільки характерний час гальмування метеороїда дорівнює  $\tau_e = H/v \sin \alpha$ ,

$$R_s(\tau_e) \approx \sqrt{\frac{2rH}{\sin \alpha}} = \sqrt{\frac{Hd}{\sin \alpha}} = \sqrt{Ld}. \quad (2.2)$$

При  $z = z_e$  значення  $d \approx 32$  м,  $H = 7.5$  км і  $\alpha \approx 79^\circ$ ,  $L \approx 7.64$  км з (2.2) маємо  $R_s(\tau_e) \approx 490$  м. Характерний час розширення сліду до  $R_s = \kappa r$ , як це впливає з (2.1),

$$t_d = \frac{\kappa^2 - 1}{2v} r.$$

При  $v = 12$  км/с на висоті  $z \approx z_e$ ,  $r = d/2 = 16$  м і  $\kappa = R_s/r \approx 30.6$  маємо  $t_d \approx 0.78$  с, що порівняно з  $\tau_e \approx \tau_r \approx 0.26$  с (індекс «e», як завжди, відноситься до висоти вибуху).

У міру випромінювання та розширення сліду газ у ньому охолоджується, пари вибуху конденсуються та утворюється видимий слід. Візуалізації сліду сприяє також конденсація парів, які виникли внаслідок абляції речовини космічного тіла. При діаметрі сліду  $2R_s(\tau_e) \approx 0.98$  км кутовий розмір сліду на відстані  $R \approx 100$  км дорівнює

$$\Delta\alpha = \frac{2R_s(\tau_e)}{R} \approx 0.01 \text{ рад} \approx 0.6^\circ.$$

Кутовий розмір сліду метеороїда був дещо більшим за кутовий розмір Сонця.

Зауважимо, що при  $R_e \approx 0.6$  км

$$\Delta\alpha_e = \frac{2R_e}{R} \approx 0.012 \text{ рад} \approx 0.7^\circ.$$

### 2.3. ОХОЛОДЖЕННЯ СЛІДУ

Нагрітий слід від метеороїда, званий терміком, або плюмом [12, 13], охолоджується за рахунок теплового випромінювання, теплового розширення, підйому з приєднанням холодного повітря, гідростатичного розширення в результаті зменшення тиску навколишнього повітря при підйомі терміка, збільшення об'єму в результаті турбулентної дифузії.

Розрізнятимемо чотири стадії охолодження.

1. При часах  $t < t_1$  густина  $\rho_p$  речовини в сліді більша за густину незбуреного газу. Значення  $t_1$  визначається з умови  $\rho_p(t_1) = \rho_0(z_e)$ . При цьому  $\rho_p$  визначається в основному сумарною масою  $m$  фрагментів метеороїда. Радіус циліндричного утворення  $r(t) \sim t^{1/2}$  (див. далі).

2. При часах  $t_2 > t > t_1$ , де  $t_2$  – час розширення сліду від  $r_e$  до  $r_m \approx R_e \approx 607$  м, густина речовини в терміку визначається в основному густиною нагрітого повітря

$$\rho = \rho_e \frac{T_0}{T} = \frac{\rho_c}{\theta}, \quad (2.3)$$

де  $\theta = T/T_0$ ,  $T$  і  $T_0$  – температура повітря в сліді та в незбуреній атмосфері,  $\rho_e = \rho_0(z_e) \approx 3.55 \cdot 10^{-2}$  кг/м<sup>3</sup> – густина повітря на висоті вибуху  $z_e \approx 27$  км. При цьому площа  $S$  поверхні терміка і його об'єм  $V$  даються співвідношеннями

$$S(t) \approx 2\pi r(t)L_e, \quad (2.4)$$

$$V(t) \approx \frac{2}{3} \pi r^2(t)L_e. \quad (2.5)$$

Об'єм моделюється еліпсоїдом обертання з півосями  $r$ ,  $r$  і  $L_e/2$ . Відношення  $S(t)/V(t) \sim r^{-1}(t) \sim t^{-1/2}$ .

3. При часах  $t_3 > t > t_2$ , де  $t_3$  – час набору швидкості підйому терміка.

4. При часах  $t > t_3$  термік енергійно піднімається, приєднує великі маси холодного повітря, збільшується в діаметрі за рахунок зменшення тиску навколишнього повітря, його об'єм зростає за рахунок турбулентної дифузії. Всі ці фактори призводять до прискореного охолодження терміка, його гальмування та зупинки.

Рівняння для температури продуктів вибуху має вигляд:

$$Cm \frac{dT}{dt} = -\sigma(T^4 - T_0^4)S(t), \quad T(0) = T_m, \quad (2.6)$$

де  $C$  і  $m$  – питома теплоємність та маса продуктів вибуху,  $S(t) \approx 2\pi r(L_e + r) \approx 2\pi r(t)L_e$  – площа поверхні вогняного утворення при його моделюванні циліндром.

Розглянемо першу стадію охолодження терміка.

Для циліндричного вибуху радіус утворення дається відомим співвідношенням (див., наприклад, [16, 26, 27]):

$$r(t) = \left( \frac{E_L t^2}{\rho_e} \right)^{1/4} = r_e \left( \frac{t}{t_0} \right)^{1/2}. \quad (2.7)$$

Тут  $r_e = d_e/2$ ,  $d_e \approx 32$  м,  $t_0 = r_e^2 \sqrt{\rho_e / E_L}$ . При  $\rho_e \approx 3.55 \cdot 10^{-2}$  кг/м<sup>3</sup>,  $E_L \approx 3.12 \cdot 10^9$  Дж/м,  $r_e \approx 16$  м маємо  $t_0 \approx 870$  мкс, що набагато менше  $t_e$ ,  $t_r$  і  $t_d$ .

Маса продуктів вибуху  $m_e$  і маса нагрітого повітря  $m_a$  визначають загальну масу речовини в терміку. З умови  $\rho_p(t_0) = \rho_0(z_e)$  з урахуванням (2.3) і (2.5) маємо

$$\frac{m_e}{V(t)} = \frac{m_a}{V(t)} = \rho(t, z_e) = \frac{\rho_0(z_e)}{\theta},$$

де  $V(t) = \frac{2\pi}{3} r^2(t)L_e$ , згідно з (2.7)  $r(t) = r_e(t/t_0)^{1/2}$ . Тоді

$$m_e = \frac{\rho_0(z_e)}{\theta} V(t_1) = \frac{\rho_0(z_e)}{\theta} \cdot \frac{2\pi}{3} r_e^2 L_e \frac{t_1}{t_0}.$$

Звідси

$$t_1 = t_0 \frac{3\theta m_e}{2\pi \rho_0(z_e) r_e^2 L_e}. \quad (2.8)$$

При  $\rho_0(z_e) \approx 3.55 \cdot 10^{-2}$  кг/м<sup>3</sup>,  $t_0 \approx 8.7 \cdot 10^{-4}$  с,  $r_e \approx 16$  м,  $m_e \approx 0.8 m_0 \approx 0.9 \cdot 10^5$  кг,  $L_e \approx 3.75$  км з (2.8) отримаємо  $t_1 \approx 1.1 \cdot 10^{-3} \theta$ . При  $\theta \approx 15$  (див. нижче) маємо  $t_1 \approx 1.65 \cdot 10^{-2}$  с = 16.5 мс.

При  $m = m_e = m(z_e) = \text{const}$  з урахуванням (2.4) і (2.7) маємо

$$S(t) = S_0 \left( \frac{t}{t_0} \right)^{1/2}, \quad (2.9)$$

де  $S_0 = 2\pi r_e L_e \approx 3.8 \cdot 10^5 \text{ м}^2$ . Розв'язок рівняння (2.6) має вигляд

$$f(\theta) = \frac{4}{3} \left( \frac{t}{t_{\sigma 1}} \right)^{3/2} + f(\theta_{m1}). \quad (2.10)$$

Тут  $\theta = T/T_0$ ,  $\theta_{m1} = T_m/T_0 \approx 24.5$ ,

$$f(\theta) = \arctg \theta + \frac{1}{2} \ln \frac{\theta+1}{\theta-1}, \quad (2.11)$$

$$t_{\sigma 1} = \left( t_{\sigma} t_0^{1/2} \right)^{2/3}, \quad (2.12)$$

$$t_{\sigma} = \frac{C m_e}{\sigma T_0^3 S_0}. \quad (2.13)$$

При  $C \approx 10^3 \text{ Дж/(кг·К)}$ ,  $m_e \approx 0.9 \cdot 10^5 \text{ кг}$ ,  $T_0 = 220 \text{ К}$  і  $S_0 \approx 3.8 \cdot 10^5 \text{ м}^2$  з (2.13) і (2.12) отримаємо, що  $t_{\sigma} \approx 400 \text{ с}$ ,  $t_{\sigma 1} \approx 5.16 \text{ с}$ .

З рівняння (2.10) випливає, що

$$t = t_r \left[ \frac{3}{4} (f(\theta) - f(\theta_{m1})) \right]^{2/3}.$$

Якби охолодження сліду відбувалося лише за рахунок випромінювання, то характерний час цього процесу був би  $t_{\sigma 1}$ . Час  $t_r$  є характерним часом охолодження сліду при спільному впливі процесів термодинамічного розширення з характерним часом  $t_0 \approx 870 \text{ мкс}$  і випромінювання з характерним часом  $t_{\sigma 1} \approx 400 \text{ с}$ .

Результати розрахунку часових залежностей  $\theta$ ,  $T$  і  $\Delta T$  за співвідношенням (2.11) наведено в табл. 2.1. З таблиці видно, що час зменшення температури у сліді метеороїда вдвічі становить близько 20 мс.

Протягом другої стадії  $\rho(t) = \rho_0 / \theta(t)$ ,  $S(t)/V(t) \sim t^{-1/2}$  і рівняння (2.6) у безрозмірних змінних набуде вигляду:

$$\frac{d\theta}{dt} = - \frac{(\theta^4 - 1)\theta}{t_{\sigma 1}} \left( \frac{t_0}{t} \right)^{1/2}, \quad \theta(0) = \theta_{m2} \approx 15, \quad (2.14)$$

де  $t_{\sigma 1}$  дається співвідношенням (2.12). Розв'язок (2.14) описується наступним співвідношенням:

$$\theta(t) = \frac{\theta_{m2}}{\sqrt[4]{\theta_{m2}^4 - (\theta_m^4 - 1)e^{-(t/t_{\sigma 2})^{1/2}}}}, \quad (2.15)$$

$$t_{\sigma 2} = \frac{t_{\sigma}^2}{t_0} \approx 3 \cdot 10^4 \text{ с}. \quad (2.16)$$

З (2.16) видно, що час остигання на цій стадії дуже значний. Результати розрахунку  $\theta$ ,  $T$  і  $\Delta T$  також наведено в табл. 2.1.

Таблиця 2.1

**Часові залежності відносної  $\theta$  і абсолютної  $T$  температур, а також її перевищення  $\Delta T = T - T_0$  у сліді метеороїда**

| $t, \text{с}$       | $\theta$ | $T$  | $\Delta T$ |
|---------------------|----------|------|------------|
| $4.5 \cdot 10^{-3}$ | 20       | 4400 | 4180       |
| $15 \cdot 10^{-3}$  | 15       | 3300 | 3020       |
| 0.03                | 14.5     | 3187 | 2967       |
| 0.13                | 14.1     | 3107 | 2887       |
| 0.43                | 13.6     | 2996 | 2776       |
| 1.4                 | 12.8     | 2826 | 2606       |
| 5.8                 | 10       | 2200 | 1980       |
| 15.4                | 8        | 1760 | 1540       |
| 42.5                | 6        | 1320 | 1100       |
| 154.4               | 4        | 880  | 660        |
| 373.4               | 3        | 660  | 440        |

Розглянемо третю стадію охолодження сліду від метеороїда. При цьому  $S(t) \approx \text{const}$ ,  $m(t) \approx \text{const}$ . Рівняння для  $\theta$  має вигляд:

$$\frac{d\theta}{dt} = -\frac{\theta^4 - 1}{t_{\sigma 3}}, \quad \theta(0) \approx \theta_{m3} \approx 12, \quad (2.17)$$

$$t_{\sigma 3} = \frac{C\rho_0(z_e)r_m}{3\sigma T_0^3} t_{\sigma 1} \frac{r_m}{r_0} \approx 1.52 \cdot 10^4 \text{ с}. \quad (2.18)$$

Розв'язок (2.17) може бути поданий у вигляді:

$$t = t_{\sigma 3} (f(\theta) - f(\theta_{m3})), \quad (2.19)$$

де  $f(\theta)$  дається співвідношенням (2.11).

Результати розрахунку  $\theta$ ,  $T$  і  $\Delta T$  з використанням розв'язку (2.19) представлені в табл. 2.1.

Порівняємо часи релаксації на перших трьох стадіях  $t_{\sigma 1} \approx 5.16 \text{ с}$ ,  $t_{\sigma 2} \approx 3 \cdot 10^4 \text{ с}$  і  $t_{\sigma 3} \approx 1.5 \cdot 10^4 \text{ с}$ . Видно, що на другій і третій стадіях охолодження терміка йде дуже повільно. Якщо перша стадія була дуже нетривалою ( $\sim 0.01 \text{ с}$ ), друга тривала близько 1 с, то третя стадія тривала протягом часу  $\sim 3 \text{ с}$ . За цей час термік, маючи величезне прискорення  $a$ , набув великої ( $\sim 200 \text{ м/с}$ ) швидкості та змістився вгору майже на 0.5 км (табл. 2.2). Рух з такою швидкістю призводив до інтенсивного приєднання мас холодного повітря та посилення турбулізації під терміком. Як показано в роботі [24], швидкість зростання маси приєднаного повітря пропорційна швидкості та повній площі  $S_T$  поверхні терміка, тобто

$$\frac{dm_a}{dt} = \alpha_T S_T v \rho_0,$$

Таблиця 2.2

**Часові залежності відносної температури  $\theta$ , відносного прискорення  $a/g$ , характерної швидкості  $v_{\infty m}$ , швидкості  $v$  та висоти  $\Delta z$  підйому метеороїдного плюму**

| $t, \text{с}$     | $\theta$ | $a/g$ | $v_{\infty m}, \text{м/с}$ | $v, \text{м/с}$ | $\Delta z, \text{м}$ |
|-------------------|----------|-------|----------------------------|-----------------|----------------------|
| $10^{-2}$         | 15       | 14    | 278                        | 1.4             | $7 \cdot 10^{-3}$    |
| $3 \cdot 10^{-2}$ | 14.5     | 13.5  | 278                        | 4.2             | $6.3 \cdot 10^{-2}$  |
| 0.1               | 14.1     | 13.1  | 277.5                      | 13.5            | 0.76                 |
| 0.3               | 13.6     | 12.6  | 277.2                      | 29              | 5.1                  |
| 1                 | 12.8     | 11.8  | 276.5                      | 121             | 58                   |
| 2                 | 11.9     | 10.9  | 275.5                      | 230             | 232                  |
| 3                 | 11       | 10    | 274.6                      | 359             | 510                  |

де  $\alpha_T \approx 0.1$  – коефіцієнт захоплення холодного повітря,  $S_T \approx 2\pi r_m L_e \approx 1.43 \cdot 10^7 \text{ м}^2$ . Початкова маса повітря в об'ємі  $V_m \approx 2\pi r_m^2 L_e / 3$  становить  $m_{a0} = 2\pi r_m^2 L_e \rho(t_e) / 3$ . Тоді за час  $\Delta t$  маємо  $\Delta m_a / m_{a0} = 3\alpha v \Delta t / 2r_m$ . При  $\rho_0 \approx \rho_0(z_e) \approx 3.55 \cdot 10^{-2} \text{ кг/м}^3$ ,  $v \approx 200 \text{ м/с}$ ,  $dm/dt \approx 10^7 \text{ кг/с}$ . За час  $\Delta t = 10 \text{ с}$  маємо  $\Delta m / m \approx 0.5$ . При  $\Delta t = 20 \text{ с}$   $\Delta m_a / m_{a0} \approx 1$ .

При досягненні помітної швидкості та відчутному зміщенні терміка, тобто при  $t \geq 10-15 \text{ с}$ , рівняння для маси, швидкості та температури речовини в терміку необхідно розв'язувати спільно так, як це зроблено в роботах [24, 25]. Додамо, що при  $v \approx 100-200 \text{ м/с}$  і  $L_t \approx 2r_m \approx 1.2 \text{ км}$  коефіцієнт турбулентної дифузії  $D_t = v L_t$  становить  $(1-2) \cdot 10^4 \text{ м}^2/\text{с}$ , що значно більше за незбурене значення  $D_{t0} \approx 10^2-10^3 \text{ м}^2/\text{с}$ . Це також сприяло збільшенню маси терміка та його охолодженню.

## 2.4. ПІДЙОМ МЕТЕОРОЇДНОГО ПЛЮМУ

В результаті прольоту Липецького метеороїда під дією ударної хвилі в атмосфері утворився нагрітий приблизно до  $5400 \text{ К}$  слід, за формою близький до циліндра. Його радіус відповідно до виразу (2.2) дається наступним співвідношенням:

$$R_s(\tau_e) \approx \sqrt{Ld} = \sqrt{Hd / \sin \alpha}.$$

Нагріте до високих температур повітря разом з речовиною метеороїда, що випарувалась, розширюючись, спрямовується вздовж сліду і вгору. Так виникає ефект спливання речовини, що отримав назву ефекту плюму.

Задачу про рух плюму строго можна розв'язати числовими методами тривимірної гідродинаміки. Однак через суттєву різницю поздовжніх (десятки кілометрів) і поперечних (сотні метрів) розмірів сліду числове розв'язування цієї задачі за допомогою сучасних комп'ютерів дуже ускладнено через

необхідність застосовувати досить малі розміри розрахункової комірки. Приклади гідродинамічних розрахунків для досить великих комірок наведені в роботах [12, 13].

Далі описуються прості аналітичні моделі, що дозволяють оцінити основні параметри плюму. Для цього замість тривимірного руху плюму розглядається одновимірний рух вгору. Подібні моделі наведені автором у роботі [22, 23].

Розглянемо рух плюму по вертикалі. Спочатку оцінімо кінематичні параметри плюму.

Відомо, що метеорний пил (аерозолі) завжди присутній на висотах 20 – 30 км. Швидкість його виробництва становить близько 10 кт/рік [38]. Наприклад, під час вибуху Челябінського космічного тіла в стратосферу було викинуто декілька кілотонн аерозолів. Під час вибуху Липецького метеороїда маса пилу не перевищувала кількох десятків тонн [3, 4]. Пил разом із нагрітим до температури  $\sim 5 \cdot 10^3$  К газом швидко розширилися у напрямку, перпендикулярному до напрямку руху. Внаслідок цього виникло гаряче утворення завдовжки  $L_e$  і радіусом  $r$ , яке за рахунок сили Архімеда  $F_A$  зі значним початковим прискоренням  $a_p$  у результаті конвекції стало швидко підніматися вгору. У міру підйому утворення збільшувалося в об'ємі, остигало за рахунок випромінювання, розширення та турбулентного перемішування. Поступово густина речовини, що остигає, наближалася до густини холодного повітря, сила Архімеда значно зменшувалася і підйом утворення практично припинився.

Нагріте утворення в першому наближенні можна апроксимувати циліндром завдовжки  $L_e \approx 3.75$  км і радіусом, який у часі змінювався відповідно до співвідношення (2.7) від  $r_e \approx 16$  м до  $r_m \approx 607$  м.

Через круту траєкторію площа поперечного перерізу  $S_1 = \pi r^2 \sin \alpha \approx \pi r^2$ , де  $r(t)$  – радіус циліндричного об'єму. На першій стадії, тобто при  $t < t_1$  термік залишався практично нерухомим. Для другої та третьої стадії маємо наступне рівняння руху газу і пилу масою  $m$  у вертикальному напрямку [16]:

$$m \frac{dv}{dt} = F_A - mg - \frac{C_d}{2} \rho_0 v^2 S, \quad (2.20)$$

де  $m = \rho V$ ,  $\rho$  – густина речовини в плюмі об'ємом  $V$ ,  $F_A = \rho_0 V g$  – сила Архімеда,  $g$  – прискорення вільного падіння,  $C_d \approx 0.6$  – коефіцієнт аеродинамічного опору,  $\rho_0$  – незбурена густина повітря,  $S \approx \pi r^2 \sin \alpha \approx \pi r^2$  – площа поперечного перерізу циліндра радіусом  $r$  і завдовжки  $L_e$ . Припускаючи, що маса пилу і газу в процесі впливання та розширення залишається незмінною, отримаємо, що  $V(t) = V_0 \tau$ ,  $S(t) = S_0 \tau$ , де згідно з (2.7)  $r(t) = r_e \tau^{1/2}$ ,  $V_0 = \frac{2}{3} \pi r_e^2 L_e$ ,  $S_0 = \pi r_e^2$  і  $\tau = t/t_0$ . Зі співвідношення (2.20) при  $r = r(t)$  і  $\rho(t)$  маємо

$$\frac{dv}{dt} = \left( \frac{\rho_0}{\rho} - 1 \right) g - \frac{3C_d}{4} \frac{\rho_0}{\rho} \frac{v^2}{L_e}. \quad (2.21)$$

На третій стадії тиск усередині терміка зрівнявся із зовнішнім тиском. При цьому  $\rho_0/\rho = T/T_0 = \theta$ . Тоді з (2.21) отримаємо наступне рівняння:

$$\frac{dv}{dt} = (\theta - 1)g - \frac{3C_d}{4}\theta \frac{v^2}{L_e}, \quad (2.22)$$

де  $a = (\theta - 1)g$  – прискорення терміка,  $a_r = 3C_d v^2 \theta / 4L_e$  – його гальмування. При  $a = a_r$  маємо

$$v_\infty = \sqrt{\frac{4gL_e(\theta - 1)}{3C_d\theta}}. \quad (2.23)$$

При  $\theta \gg 1$  отримаємо, що

$$v_{\infty m} \approx \sqrt{\frac{4gL_e}{3C_d}}. \quad (2.24)$$

При  $g \approx 9.8 \text{ м/с}^2$ ,  $L_e \approx 3.75 \text{ км}$ ,  $C_d \approx 0.6$  маємо  $v_{\infty m} \approx 286 \text{ м/с}$ . Як видно з (2.22), характерний час становлення швидкості підйому

$$t_v = \frac{v_\infty}{(\theta - 1)g}.$$

На третій стадії  $\theta \approx 10$  і  $t_v \approx 3.2 \text{ с}$ . Характерний час зменшення  $\theta$  набагато більший, ніж  $t_v$ . Ця обставина дозволяє розв'язувати рівняння (2.22), вважаючи, що  $\theta(t)$  – функція, що повільно змінюється. Співвідношення (2.22) зручно переписати у вигляді

$$\frac{dv}{dt} = a \left( 1 - \frac{v^2}{v_\infty^2} \right), \quad v(0) = 0. \quad (2.25)$$

Розв'язок (2.25) дається наступним співвідношенням:

$$v(t) = v_\infty \text{th} \frac{at}{v_\infty}. \quad (2.26)$$

Для висоти підйому  $\Delta z$  маємо рівняння

$$v = \frac{d}{dt} \Delta z = v_\infty \text{th} \frac{at}{v_\infty}, \quad \Delta z(0) = 0. \quad (2.27)$$

Розв'язок (2.27) має вигляд:

$$\Delta z(t) = \Delta z_0 \ln \text{ch} \frac{at}{v_\infty}, \quad \Delta z_0 = \frac{v_\infty^2}{a}. \quad (2.28)$$

При  $\bar{\theta} \approx 5$  отримаємо, що  $\Delta z_0 = 5/3 \text{ км}$ .

При  $at/v_\infty \gg 1$  з (2.28) отримаємо, що

$$\Delta z(t) \approx v_\infty t. \quad (2.29)$$

З (2.29) випливає, що при досить високих  $t$ , тобто при  $t \gg v_\infty/a = (4L_e/3C_d g \theta (\theta - 1))^{1/2}$ , маємо залежність  $\Delta z(t) \sim t$ . При  $\theta \gg 1$  повинно бути  $t \gg 29/\theta$ . Якщо  $\theta \approx 10$ , то  $t \gg 2.9 \text{ с}$ . При цьому  $v \approx v_\infty$ .

Як видно зі співвідношень (2.28) і (2.29), максимальна висота підйому залежить від  $v_\infty$ , тобто від  $\theta$ .

Припустимо, що  $t = 100$  с. Тоді з (2.29) при  $\bar{\theta} \approx 5$ ,  $v_{\infty} \approx 256$  м/с отримаємо, що  $\Delta z \approx 25.6$  км. Реально значення  $\Delta z$  буде дещо меншим, оскільки не враховувався ряд факторів: приєднання холодного повітря, збільшення радіуса терміка при збільшенні висоти через зменшення тиску навколишнього повітря, турбулізація повітря під терміком. Усе це призводило до зменшення  $\theta$ , отже, і  $v_{\infty}$ , а також  $\Delta z$ . У будь-якому випадку значення  $\Delta z$  могли досягати 15 – 20 км. Це помітно більше, ніж висота підйому терміка від Челябінського метеороїда, для якого  $\Delta z \approx 10$  км. Причина відмінностей полягає в тому, що при пологій траєкторії космічного тіла площа поперечного перерізу, що відповідає за гальмування терміка, пропорційна його радіусу та довжині, а при квазівертикальному падінні вона пропорційна квадрату радіуса. Оскільки довжина терміка завжди набагато більша за його радіус, то гальмування терміка при крутій траєкторії та інших рівних умовах буде набагато меншим за гальмування терміка при пологій траєкторії.

## 2.5. ОСІДАННЯ АЕРОЗОЛІВ

У процесі абляції, а потім і вибуху космічного тіла виникли його фрагменти з радіусом  $r_p$  від  $10^{-6}$  до  $\sim 0.01$  м і масою  $m_p$  від  $10^{-15}$  до  $\sim 10^{-3}$  кг. Відносно важкі фрагменти космічного тіла (з масою понад  $\sim 1$  г) випали на поверхню Землі у вигляді метеоритів. Найбільш легкі пилінки (аерозолі), навпаки, піднялися вгору на  $\sim 15 - 20$  км, тобто до висоти  $z_p \approx 42 - 47$  км разом із гарячими продуктами вибуху. У подальшому аерозолі брали участь у трьох процесах. По-перше, у повільному осіданні на поверхню Землі. По-друге, у турбулентному перемішуванні з навколишнім повітрям. По-третє, у перенесенні переважаючими вітрами навколо Землі, здійснюючи повний оборот приблизно за дві доби [29 – 32, 39].

Швидкість осідання аерозолів дається відомим співвідношенням (див., наприклад, [20, 21, 40]):

$$v_p = \frac{2\rho_a g}{9\eta} r_p^2,$$

де  $\rho_a \approx 3.3 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup> – об'ємна густина аерозолі,  $g \approx 9.8$  м/с<sup>2</sup>,  $\eta = 1.7 \cdot 10^{-5}$  Па·с – коефіцієнт динамічної в'язкості атмосферного газу. Час осідання аерозолів  $\tau_p = z_p / v_p$ . Результати оцінок  $v_p$  і  $\tau_p$  для  $z_p = 45$  км наведено в табл. 2.3. З табл. 2.3 випливає, що аерозолі радіусом  $10^{-6}$  м можуть існувати в атмосфері понад два роки. Цього, проте, не відбувається. За рахунок турбулентного перемішування з навколишнім газом ці аерозолі осідають на землю за час [16]

$$\tau_{pt} = \frac{z_p^2}{D_{t0}},$$

де  $D_{t0}$  – коефіцієнт турбулентної дифузії. Вважаючи  $z_p = 52$  км,  $D_{t0} = (1 - 3) \cdot 10^3$  м<sup>2</sup>/с, отримаємо, що  $\tau_{pt} \approx 11 - 32$  діб. Якщо ж  $z_p \approx 46$  км, то  $\tau_{pt} \approx 8.6 - 25$  діб.

Таблиця 2.3

**Залежність швидкості та часу осідання аерозолів від їхнього радіуса**

| $r_p$ , мкм | $v_p$ , м/с         | $\tau_p$ , с     | $\tau_p$ , діб |
|-------------|---------------------|------------------|----------------|
| 1           | $4.6 \cdot 10^{-4}$ | $9.8 \cdot 10^7$ | 1134           |
| 2           | $1.8 \cdot 10^{-3}$ | $2.5 \cdot 10^7$ | 284            |
| 3           | $4.1 \cdot 10^{-3}$ | $1.1 \cdot 10^7$ | 127            |
| 5           | $1.2 \cdot 10^{-2}$ | $3.7 \cdot 10^6$ | 44             |
| 10          | $4.6 \cdot 10^{-2}$ | $9.8 \cdot 10^5$ | 11.3           |
| 20          | 0.18                | $2.5 \cdot 10^5$ | 2.8            |
| 30          | 0.41                | $1.1 \cdot 10^5$ | 1.27           |
| 50          | 1.2                 | $3.7 \cdot 10^4$ | 0.44           |
| 100         | 4.6                 | $9.8 \cdot 10^3$ | 0.13           |

Таким чином, запропонована модель підйому, стабілізації та руйнування газопилового плюму, викликаного вибухом Липецького метеороїда, дозволила якісно і кількісно пояснити основні спостережувані факти: зростання швидкості спливання при збільшенні висоти плюму, тривалість спливання, максимальну висоту підйому газопилового утворення, осідання аерозолів та їх рух навколо Земної кулі. Пилінки з розміром  $\sim 100$  мкм опускалися зі швидкістю  $\sim 4 - 5$  м/с.

Встановлено залежності прискорення та швидкості руху плюму від висоти. На відстані близько 25 м від місця вибуху спочатку мало місце швидке збільшення швидкості спливання від 0 до  $\sim 100$  м/с за рахунок значного (до  $240 \text{ м/с}^2$ ) початкового прискорення. Це призвело до швидкого збільшення сили опору навколишнього повітря та зменшення прискорення практично до нуля.

Після підйому плюму приблизно на 15 – 20 км від місця вибуху настала стабілізація його підйому. Причиною цього було охолодження плюму через турбулентне перемішування з холодним повітрям. Цей фактор сприяв тому, що значення підйомної сили на висоті близько 42 – 47 км обернулося практично в нуль.

Після закінчення спливання плюм взяв участь у трьох процесах: в осіданні пилинок на поверхню Землі, у подальшому турбулентному перемішуванні з навколишнім повітрям і в русі пилинок під дією вітру майже в горизонтальному напрямку. Через турбулентне перемішування навіть найдрібніші (1 – 10 мкм) аерозолі існували в атмосфері близько 10 – 30 діб. За цей час залишки газопилової хмари кілька разів обігнули Земну кулю. Пилінки з розміром  $\sim 100$  мкм опускалися зі швидкістю  $\sim 4 - 5$  м/с.

## 2.6. ЕФЕКТ ТУРБУЛЕНТНОСТІ

Турбулентність у суцільному середовищі стає визначальною, якщо число Рейнольдса (див., наприклад, [41])

$$\text{Re} = \frac{vd}{\nu_k} = \rho \frac{vd}{\eta_d} \geq \text{Re}_{cr} \approx 10^3. \quad (2.30)$$

Тут  $v$  і  $d$  – швидкість і діаметр космічного тіла,  $\nu_k$  і  $\eta_d$  – коефіцієнти кінематичної та динамічної в'язкості,  $\rho$  – густина атмосфери на заданій висоті.

Умова (2.30) при діаметрі  $d \approx 4$  м,  $\eta_d = 1.7 \cdot 10^{-5}$  Па·с і  $v \approx 14$  км/с реалізується при  $\rho > 3 \cdot 10^{-6}$  кг/м<sup>3</sup>, тобто на висотах  $z < 100$  км.

Таким чином, слід метеороїда був сильно турбулізований на висотах  $z \approx 23-100$  км. Зовнішній масштаб турбулентності  $L_t \approx d(z) \approx 4-60$  м на висотах 100 – 23 км відповідно (табл. 2.4). Час становлення турбулентності

$$\tau_t = \frac{L_t}{v_t} = \frac{L_t}{\alpha_t v} \approx 2.8 \cdot 10^{-4} - 1 \text{ с}$$

для того ж діапазону висот. Тут  $\alpha_t = v_t / v$ ,  $v_t$  – характерна швидкість турбулентного руху. Зазвичай вважають  $\alpha_t \approx 0.1$  (див., наприклад, [6, 41]). Видно, що при  $z > 25$  км  $\tau_t \ll \tau_e \sim 0.2$  с, тобто процес турбулізації був порівняно малоінерційним.

Коефіцієнт турбулентної дифузії оцінимо наступним чином [16]:

$$D_t = v_t L_t = v_t^2 \tau_t.$$

При  $v_t \approx (1.4-0.2) \cdot 10^3$  м/с і  $L_t \approx 10-50$  м маємо  $D_t \approx 10^4 - 4.2 \cdot 10^4$  м<sup>2</sup>·с<sup>-1</sup> (див. табл. 2.4). У незбуреній атмосфері на висотах 23 – 100 км  $D_{t0} \approx 10^2 - 10^3$  м<sup>2</sup>·с<sup>-1</sup>. Видно, що на всіх висотах  $D_t \gg D_{t0}$ .

Таблиця 2.4

**Висотна залежність параметрів турбулентності у сліді метеороїда**

| $z$ , км | $v_t$ , км/с | $L_t$ , м | $\tau_t$ , мс | $D_t$ , м <sup>2</sup> ·с <sup>-1</sup> | $Re_m$ |
|----------|--------------|-----------|---------------|-----------------------------------------|--------|
| 32       | 1.4          | 4         | 2.9           | $5.6 \cdot 10^3$                        | 6.3    |
| 31       | 1.4          | 8.8       | 6.3           | $1.2 \cdot 10^4$                        | 13.6   |
| 30       | 1.4          | 14        | 10            | $2 \cdot 10^4$                          | 23.9   |
| 29       | 1.4          | 19.5      | 13.9          | $2.7 \cdot 10^4$                        | 30.2   |
| 28       | 1.36         | 25.4      | 18.9          | $3.5 \cdot 10^4$                        | 40     |
| 27       | 1.23         | 31.7      | 25.8          | $3.9 \cdot 10^4$                        | 45.6   |
| 26       | 1.10         | 38.4      | 34.9          | $4.2 \cdot 10^4$                        | 46.9   |
| 25       | 0.56         | 45.6      | 81.4          | $2.6 \cdot 10^4$                        | 18.3   |
| 24       | 0.22         | 53.3      | 242           | $1.2 \cdot 10^4$                        | 3.6    |
| 23       | 0.06         | 61.5      | 1025          | $3.7 \cdot 10^3$                        | 0.14   |

Слід метеороїда заповнений плазмою з питомою провідністю  $\sigma$ . Турбулентність плазми характеризується магнітним числом Рейнольдса

$$Re_m = \mu_0 v_t L_t \sigma, \quad (2.31)$$

де  $\mu_0$  – магнітна стала. При вказаних значеннях  $v_t$ ,  $L_t$  і  $\sigma \approx 10^3$  Ом<sup>-1</sup>·м<sup>-1</sup> (див. далі) з (2.31) отримуємо  $Re_m \approx 4-47$  для  $z \approx 24-32$  км відповідно (табл. 2.4). Критичне значення  $Re_{mcr} \approx 40$ . Таким чином,  $Re_m \geq Re_{mcr}$  лише поблизу висоти вибухоподібного виділення енергії ( $z \approx 26-28$  км).

## 2.7. ПЛАЗМОВІ ЕФЕКТИ

### 2.7.1. Концентрація електронів

Лінійна концентрація електронів обчислюється з наступного рівняння [41]:

$$\alpha_i = -\frac{\beta_i}{M_m v} \frac{dm}{dt}.$$

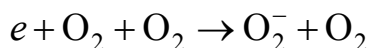
Покладемо  $M_m = 5 \cdot 10^{-26}$  кг,  $\beta_i \approx 1.54 \cdot 10^{-2}$  [41]. Результати розрахунку  $\alpha_i$  та об'ємної концентрації електронів  $N = \alpha_i / S$  наведено у табл. 2.5. З табл. 2.5 видно, що поблизу висоти максимального енерговиділення  $\alpha_{i\max} \approx 4 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-1}$ , а  $N_{(0)\max} \approx 4 \cdot 10^{21} \text{ м}^{-3}$ . На всіх висотах ступінь іонізації плазми  $s_i(0) = N(0) / N_n \ll 1$ , де  $N_n$  – концентрація нейтралів у сліді (див. табл. 2.6).

Таблиця 2.5

**Висотні залежності основних параметрів атмосфери та плазмового сліду метеороїда**

| $z$ , км | $N_n$ , $\text{м}^{-3}$ | $N[\text{O}_2]$ , $\text{м}^{-3}$ | $\alpha_i(0)$ , $\text{м}^{-3}$ | $N(0)$ , $\text{м}^{-3}$ | $s_i(0)$            | $N_c$ , $\text{м}^{-3}$ |
|----------|-------------------------|-----------------------------------|---------------------------------|--------------------------|---------------------|-------------------------|
| 32       | $2.8 \cdot 10^{23}$     | $6.0 \cdot 10^{22}$               | $3.4 \cdot 10^{22}$             | $2.7 \cdot 10^{21}$      | $9.6 \cdot 10^{-3}$ | $4.8 \cdot 10^{21}$     |
| 31       | $3.2 \cdot 10^{23}$     | $6.8 \cdot 10^{22}$               | $1.8 \cdot 10^{23}$             | $3.0 \cdot 10^{21}$      | $9.5 \cdot 10^{-3}$ | $6.1 \cdot 10^{21}$     |
| 30       | $3.7 \cdot 10^{23}$     | $7.8 \cdot 10^{22}$               | $5.2 \cdot 10^{23}$             | $3.4 \cdot 10^{21}$      | $9.2 \cdot 10^{-3}$ | $7.9 \cdot 10^{21}$     |
| 29       | $4.2 \cdot 10^{23}$     | $8.9 \cdot 10^{22}$               | $1.1 \cdot 10^{24}$             | $3.8 \cdot 10^{21}$      | $9.0 \cdot 10^{-3}$ | $1.0 \cdot 10^{22}$     |
| 28       | $4.8 \cdot 10^{23}$     | $1.0 \cdot 10^{23}$               | $2.0 \cdot 10^{24}$             | $3.9 \cdot 10^{21}$      | $8.0 \cdot 10^{-3}$ | $1.3 \cdot 10^{22}$     |
| 27       | $5.5 \cdot 10^{23}$     | $1.16 \cdot 10^{23}$              | $3.2 \cdot 10^{24}$             | $4.0 \cdot 10^{21}$      | $7.3 \cdot 10^{-3}$ | $1.7 \cdot 10^{22}$     |
| 26       | $6.3 \cdot 10^{23}$     | $1.3 \cdot 10^{23}$               | $4.1 \cdot 10^{24}$             | $3.5 \cdot 10^{21}$      | $5.5 \cdot 10^{-3}$ | $2.1 \cdot 10^{22}$     |
| 25       | $7.2 \cdot 10^{23}$     | $1.5 \cdot 10^{23}$               | $1.7 \cdot 10^{24}$             | $1.0 \cdot 10^{21}$      | $1.4 \cdot 10^{-3}$ | $2.7 \cdot 10^{22}$     |
| 24       | $8.2 \cdot 10^{23}$     | $1.7 \cdot 10^{23}$               | $4.1 \cdot 10^{23}$             | $1.8 \cdot 10^{20}$      | $2.2 \cdot 10^{-4}$ | $3.4 \cdot 10^{22}$     |
| 23       | $9.4 \cdot 10^{23}$     | $2.0 \cdot 10^{23}$               | $4.6 \cdot 10^{22}$             | $1.6 \cdot 10^{19}$      | $1.6 \cdot 10^{-5}$ | $4.6 \cdot 10^{22}$     |

Після закінчення процесу іонізації електрони зникають внаслідок прилипання до молекул кисню при потрійних зіткненнях у реакції (див., наприклад, [42, 43]):



та рекомбінації з метеорними іонами. Рівняння балансу числа частинок має вигляд:

$$\frac{dN}{dt} = -\beta_a N - \alpha_r N^2, \quad N|_{t=0} = N(0), \quad (2.32)$$

де  $\beta_a = k_a N^2[\text{O}_2]$  – коефіцієнт прилипання,  $k_a$  – швидкість реакції,  $\alpha_r$  – коефіцієнт радіативної рекомбінації метеорних частинок. Врахуємо, що (див., наприклад, [42, 43])

$$k_a = k_{a0} \frac{300}{T} e^{-\frac{600}{T}}, \quad k_{a0} \approx 1.4 \cdot 10^{-41} \text{ м}^6 \cdot \text{с}^{-1},$$

$$\alpha_r \approx \alpha_{r0} \left( \frac{T_0}{T} \right)^{3/2}, \quad \alpha_{r0} \approx 10^{-18} \text{ м}^3 \cdot \text{с}^{-1}.$$

Розв'язок (2.3) має вигляд:

$$N = \frac{N(0)N_c}{(N(0) + N_c)e^{t/t_{N1}} - N(0)},$$

де  $N_c = \beta_a / \alpha_r$ ,  $t_{N1} = 1 / \beta_a$  (див. табл. 2.5).

Як випливає з рівняння (2.32), релаксація іонізованого сліду, загалом кажучи, визначається як прилипанням електронів, так і їх рекомбінацією з метеорними іонами. Часи релаксації за рахунок цих процесів згідно з виразом (2.32) даються співвідношеннями

$$t_{N1} = \beta_a^{-1},$$

$$t_{N2} = (\alpha_r N(0))^{-1}.$$

Результати розрахунку цих та інших параметрів атмосфери наведено в табл. 2.6. Вважалося, що за часів  $t \leq t_{N1}, t_{N2}$  температура газу в сліді  $T(t) \approx T_m \approx 5400$  К. Тоді  $k_a(T_m) \approx (1.2 - 1.3) \cdot 10^{-42} \text{ м}^6 \cdot \text{с}^{-1}$ ,  $\alpha_r(T_m) \approx 1.3 \cdot 10^{-20} \text{ м}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ . З табл. 2.6 видно, що часи релаксації  $t_{N1}$  і  $t_{N2}$  – сумірні (одного порядку), причому  $t_{N1} \sim t_{N2} \sim 10^{-4}$  с.

Таблиця 2.6

**Висотні залежності параметрів атмосфери  
та часів релаксації концентрації електронів у сліді метеороїда**

| $z$ , км | $T_0$ , К | $k_a$ , $\text{м}^6 \cdot \text{с}^{-1}$ | $\beta_a$ , $\text{с}^{-1}$ | $t_{N1}$ , мс | $t_{N2}$ , мс |
|----------|-----------|------------------------------------------|-----------------------------|---------------|---------------|
| 32       | 229.7     | $1.34 \cdot 10^{-42}$                    | $4.82 \cdot 10^3$           | 0.21          | 0.37          |
| 31       | 227.5     | $1.32 \cdot 10^{-42}$                    | $6.10 \cdot 10^3$           | 0.16          | 0.32          |
| 30       | 225.5     | $1.30 \cdot 10^{-42}$                    | $7.91 \cdot 10^3$           | 0.13          | 0.29          |
| 29       | 223.1     | $1.28 \cdot 10^{-42}$                    | $10.14 \cdot 10^3$          | 0.10          | 0.26          |
| 28       | 220.9     | $1.26 \cdot 10^{-42}$                    | $12.60 \cdot 10^3$          | 0.08          | 0.26          |
| 27       | 218.8     | $1.24 \cdot 10^{-42}$                    | $16.70 \cdot 10^3$          | 0.06          | 0.25          |
| 26       | 216.6     | $1.22 \cdot 10^{-42}$                    | $20.60 \cdot 10^3$          | 0.05          | 0.29          |
| 25       | 214       | $1.20 \cdot 10^{-42}$                    | $27.00 \cdot 10^3$          | 0.04          | 0.98          |
| 24       | 212       | $1.18 \cdot 10^{-42}$                    | $31.10 \cdot 10^3$          | 0.03          | 5.5           |
| 23       | 210       | $1.15 \cdot 10^{-42}$                    | $46.00 \cdot 10^3$          | 0.02          | 64            |

### 2.7.2. Частота зіткнень електронів

Плазмові електрони зазнають зіткнень з іонами та нейтралами. При цьому в системі СІ (див., наприклад, [44])

$$\begin{aligned} v_e &= v_{ei} + v_{in}, \\ v_{ei} &= 5.5 \cdot 10^{-6} N T_e^{-3/2} \ln(2.2 \cdot 10^4 T_e N^{-1/3}), \\ v_{en} &= 5.7 \cdot 10^{-20} N_n v_{Te}, \quad v_{Te} = \left( \frac{k_B T_e}{m_e} \right)^{1/2}, \end{aligned}$$

де  $N$ ,  $T_e$ ,  $m_e$  і  $v_{Te}$  – концентрація, температура, маса та теплова швидкість електронів,  $k_B$  – стала Больцмана,  $N_n$  – концентрація нейтралів у розрідженому сліді (див. табл. 2.5). Враховуючи, що час релаксації температури електронів  $t_{Te}$  набагато менший за час релаксації температури нейтралів  $t_T$ , будемо вважати, що в усьому об'ємі газу  $T_e(t) \approx T(t) \approx T_m \approx 5400$  К. Крім того, вважаємо, що  $N \approx N(0)$ . Розраховані за таких умов значення  $v_{ei}$ ,  $v_{en}$  і  $v_e$  наведено в табл. 2.7. З табл. 2.7 видно, що майже на всіх висотах  $v_e \gg v_{en}$  і  $v_e \approx v_{ei}$ .

Таблиця 2.7

**Висотні залежності частот зіткнень, провідності плазми та часу релаксації температури електронів у сліді метеороїда у початковий момент часу**

| $z$ , км | $v_{ei}$ , с <sup>-1</sup> | $v_{en}$ , с <sup>-1</sup> | $v_e$ , с <sup>-1</sup> | $\sigma$ , Ом <sup>-1</sup> ·м <sup>-1</sup> | $t_{Te}$ , нс |
|----------|----------------------------|----------------------------|-------------------------|----------------------------------------------|---------------|
| 32       | $8.0 \cdot 10^{10}$        | $4.6 \cdot 10^9$           | $8.5 \cdot 10^{10}$     | 890                                          | 46            |
| 31       | $8.9 \cdot 10^{10}$        | $5.2 \cdot 10^9$           | $9.4 \cdot 10^{10}$     | 897                                          | 41            |
| 30       | $9.8 \cdot 10^{10}$        | $6.0 \cdot 10^9$           | $10^{11}$               | 955                                          | 36            |
| 29       | $1.1 \cdot 10^{11}$        | $6.8 \cdot 10^9$           | $1.2 \cdot 10^{11}$     | 890                                          | 32            |
| 28       | $1.1 \cdot 10^{11}$        | $7.8 \cdot 10^9$           | $1.2 \cdot 10^{11}$     | 913                                          | 29            |
| 27       | $1.1 \cdot 10^{11}$        | $9.0 \cdot 10^9$           | $1.2 \cdot 10^{11}$     | 937                                          | 26            |
| 26       | $1.0 \cdot 10^{11}$        | $10^{10}$                  | $1.1 \cdot 10^{11}$     | 894                                          | 25            |
| 25       | $3.5 \cdot 10^{10}$        | $1.2 \cdot 10^{10}$        | $4.7 \cdot 10^{10}$     | 598                                          | 25            |
| 24       | $7.7 \cdot 10^9$           | $1.3 \cdot 10^{10}$        | $2.1 \cdot 10^{10}$     | 241                                          | 25            |
| 23       | $8.4 \cdot 10^8$           | $1.5 \cdot 10^{10}$        | $1.6 \cdot 10^{10}$     | 28                                           | 22            |

Частоти зіткнень  $v_{ei}$  і  $v_{en}$  визначають час релаксації  $T_e$ :

$$t_{Te} = (\delta_{ei} v_{ei} + \delta_{en} v_{en})^{-1},$$

де  $\delta_{ei}$  і  $\delta_{en}$  – відносна частка енергії, що втрачається при одному акті зіткнень з іоном і нейтралом відповідно. Вважаємо, що  $\delta_{ei} \approx 10^{-4}$  і  $\delta_{en}(T_m) \approx 3 \cdot 10^{-3}$ . Результати розрахунку  $t_{Te}$  також наведено в табл. 2.7. Як видно з табл. 2.7,  $t_{Te} \sim 22 - 46$  нс  $\ll t_T$ .

### 2.7.3. Питома провідність плазми

У сліді питома електронна провідність [44]

$$\sigma = \frac{e^2 N}{m_e v_e}.$$

На висотах  $z \geq 26$  км  $v_{ei} \gg v_{en}$  і

$$\sigma = \frac{e^2 N}{m_e v_{ei}}.$$

Оскільки  $v_{ei} \sim N$ , провідність електронів при  $t \leq t_{N1}$  практично не залежить від  $N$  і становить величину близько  $10^3$  Ом<sup>-1</sup>·м<sup>-1</sup>. При  $t > t_{N1}$  значення  $\sigma$  швидко зменшуються через зменшення  $N(t)$  та вплив  $v_{en}$ .

### 2.7.4. Пилова компонента плазми

Крім електронно-іонної плазми, слід від метеороїда заповнений атомами метеорної речовини та пиловими частинками, які несуть на собі заряд. Пил у сліді з'являється в результаті конденсації речовини, що випарувалася, та вибухоподібного виділення енергії при різкому гальмуванні космічного тіла. Така плазма є газопиловою. Її властивості, як відомо, помітно відрізняються від властивостей класичної плазми. Зокрема у дисперсійній залежності з'являються нові гілки, що описують інші види хвиль та коливань. Пил суттєво впливає на дифузійні процеси. Більш детальне дослідження ролі метеорного пилу виходить за рамки цієї роботи.

## 2.8. ОСНОВНІ РЕЗУЛЬТАТИ

Проведено комплексний аналіз основних процесів у атмосфері, що супроводжували падіння Липецького метеороїда, та встановлено наступне.

1. Нагрітий приблизно до 5400 К слід від метеороїда остигав головним чином за рахунок випромінювання, а також у результаті термодинамічного розширення, приєднання холодного повітря при підйомі терміка та турбулентного перемішування з холодним повітрям. Виявлено та розглянуто чотири стадії охолодження сліду від метеороїда. Нагрітий термік існував протягом кількох годин.

2. Встановлено, що перша стадія тривала  $\sim 0.01$  с, за рахунок випромінювання температура сліду зменшилася вдвічі. Протягом другої стадії ( $\sim 1$  с) мало місце охолодження за рахунок випромінювання та розширення сліду, температура зменшилася на  $\sim 15\%$ . Протягом третьої стадії тривалістю  $\sim 3$  с продукти вибуху та нагрітий газ (термік), маючи прискорення  $\sim 100 - 200$  м/с<sup>2</sup>, набрали швидкість підйому до значень  $\sim 200$  м/с, температура зменшилася на  $\sim 10\%$ . Четверта стадія тривала  $\sim 100$  с, термік інтенсивно приєднував холодне повітря, поступово охолоджувався та гальмувався.

3. Запропоновано спрощену одновимірну модель руху плюму у вертикальному напрямку. Знайдені часові та висотні залежності швидкості, прискорення та висоти підйому газопилової хмари, викликаної конвекцією нагрітих продуктів вибуху. Оцінено швидкість, прискорення та висоту вертикального підйому плюму. Показано, що прискорення плюму на початку досягало максимального значення  $240 \text{ м/с}^2$ . Його швидкість збільшувалася від 0 до  $\sim 200 \text{ м/с}$ , потім поступово зменшувалась до  $0 \text{ м/с}$ . Час підйому був  $\sim 100 \text{ с}$ . Висота підйому плюму у цій моделі була близько  $15 - 20 \text{ км}$ .

4. Продукти вибуху, що входили до складу терміка (пилинки, аерозолі), надалі брали участь у трьох процесах: повільному осіданні на поверхню Землі, турбулентному перемішуванні з навколишнім повітрям, у переносі переважаючими вітрами навколо планети. Показано, що у відсутність турбулентного перемішування час життя мікрометрових пилинок становив би близько трьох років. Реально ж їхній час осідання обмежувався турбулентним перемішуванням і залежно від розміру не перевищував  $10 - 30 \text{ діб}$ .

5. Встановлено, що ефект турбулентності у сліді метеороїда був добре виражений, а ефект магнітної турбулентності – слабко виражений.

6. Оцінено основні параметри плазми у сліді: висотні залежності лінійної та об'ємної концентрацій електронів, їх часів релаксації, частот зіткнень частинок, питомої провідності плазми, часів релаксації температури електронів. Показано, що лінійна та об'ємна концентрації електронів у сліді в початковий момент становили близько  $2 \cdot 10^{23} - 4 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-1}$  і  $(1 - 4) \cdot 10^{21} \text{ м}^{-3}$ , питома провідність плазми була  $\sim 10^3 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$ . Роль пилової компоненти плазми могла бути суттєвою.

## *Література до розділу 2*

1. Черногор Л. Ф. Физические эффекты Липецкого метеороида. 2 / Л. Ф. Черногор // Кинематика и физика небесных тел. – 2019. – Т. 35, № 5. – С. 25 – 47.
2. Chernogor L. F. Physical Effects of the Lipetsk Meteoroid: 2 / L. F. Chernogor // Kinematics and Physics of Celestial Bodies. – 2019. – V. 35, № 5. – P. 217 – 230.
3. Черногор Л. Ф. Физические эффекты Липецкого метеороида. 1 / Л. Ф. Черногор // Кинематика и физика небесных тел. – 2019. – Т. 35, №4. – С. 37 – 59.
4. Chernogor L. F. Physical Effects of the Lipetsk Meteoroid: 1 / L. F. Chernogor // Kinematics and Physics of Celestial Bodies. – 2019. – V. 35, № 4. – P. 174 – 188.
5. Бронштэн В. А. Магнитогидродинамический механизм генерации радиоизлучения ярких болидов / В. А. Бронштэн // Астрономический вестник. – 1983. – Т. 17, № 2. – С. 94 – 98.
6. Бронштэн В. А. Вход в атмосферу крупных метеороидов / В. А. Бронштэн // Астрономический вестник. – 1993. – Т. 27, № 1. – С. 102 – 121.

7. Бронштэн В. А. О физическом механизме квазинепрерывного дробления крупных метеорных тел / В. А. Бронштэн // *Астрономический вестник*. – 1993. – Т. 27, № 3. – С. 65 – 74.
8. Бронштэн В. А. Применение теории Григоряна к расчету дробления гигантских метеороидов / В. А. Бронштэн // *Астрономический вестник*. – 1994. – Т. 28, № 2. – С. 118 – 124.
9. Григорян С. С. О движении и разрушении метеоритов в атмосферах планет / С. С. Григорян // *Космические исследования*. – 1979. – Т. 17, № 6. – С. 875 – 893.
10. Стулов В. П. Аэродинамика болидов / В. П. Стулов, В. Н. Мирский, А. И. Вислый. – М.: Наука, Физматлит, 1995. – 240 с.
11. Челябинский суперболид / Под ред. Н. Н. Горькавого, А. Е. Дудорова. – Челябинск: Изд-во Челябинского университета, 2016. – 223 с.
12. Катастрофические воздействия космических тел / Под ред. В. В. Адушкина и И. В. Немчинова. – М.: Академкнига, 2005. – 310 с.
13. Catastrophic Events Caused by Cosmic Objects / V. Adushkin, I. Nemchinov (Eds.) // *Comprehensive overview of the threat posed by the impact of an asteroid or comet on Earth*, 2008. – XI + 357 p.
14. Hills J.G. The fragmentation of small asteroids in the atmosphere / J. G. Hills, M. P. Goda // *Astron. J.* – 1993. – V. 105, № 3. – P. 1114 – 1144.
15. Grigoryan S. S. Physical mechanism of Chelyabinsk superbolide explosion / S. S. Grigoryan, F. S. Ibodov, S. I. Ibadov // *Solar System Research*. – 2013. – V. 47, № 4. – P. 268 – 274.
16. Черногор Л. Ф. Плазменные, электромагнитные и акустические эффекты метеорита «Челябинск» / Л. Ф. Черногор // *Инженерная физика*. – 2013. – № 8. – С. 23 – 40.
17. Черногор Л. Ф. Физические эффекты пролета Челябинского метеорита / Л. Ф. Черногор // *Доповіді Національної академії наук України*. – 2013. – № 10. – С. 97 – 104.
18. Chernogor L. F. The physical effects associated with Chelyabinsk meteorite's passage / L. F. Chernogor, V. T. Rozumenko // *Problems of Atomic Science and Technology*. – 2013. – V. 86, № 4. – P. 136 – 139.
19. Черногор Л. Ф. Основные эффекты падения метеорита Челябинск: результаты физико-математического моделирования / Л. Ф. Черногор // *Метеорит Челябинск – год на Земле: Материалы Всероссийской научной конференции* / Под ред. Н. А. Антипина. – Челябинск: Каменный пояс, 2014. – С. 229 – 264.
20. Черногор Л. Ф. Атмосферные эффекты газопылевого следа Челябинского метеороида 2013 года / Л. Ф. Черногор // *Известия РАН. Физика атмосферы и океана*. – 2017. – Т. 53. – № 3. – С. 296 – 306.
21. Chernogor L. F. Atmospheric effects of the gas-dust plume of the Chelyabinsk meteoroid of 2013 / L. F. Chernogor // *Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics*. – 2017. – V. 53. – № 3. – P. 259 – 268.
22. Черногор Л. Ф. Магнито-ионосферные эффекты метеороидного плюма / Л. Ф. Черногор // *Геомагнетизм и аэрномия*. – 2018. – Т. 58, № 1. – С. 125 – 132.
23. Chernogor L. F. Magnetic and Ionospheric Effects of a Meteoroid Plume / L. F. Chernogor // *Geomagnetism and Aeronomy*. – 2018. – V. 58, № 1. – P. 119 – 126.

24. Черногор Л. Ф. Всплывание метеороидного термика в атмосфере Земли / Л. Ф. Черногор, Ю. Б. Милованов // Кинематика и физика небесных тел. – 2018. – Т. 34, № 4. – С. 53 – 66.
25. Chernogor L. F. Rise of a Meteoroid Thermal in the Earth's Atmosphere / L. F. Chernogor, Yu. B. Mylovanov // Kinematics and Physics of Celestial Bodies. – 2018. – V. 34, № 4. – P. 198 – 206.
26. Черногор Л. Ф. Физические эффекты Румынского метеороида. 1 / Л. Ф. Черногор // Космічна наука і технологія. – 2018. – Т. 24, № 1. – С. 49 – 70.
27. Черногор Л. Ф. Физические эффекты Румынского метеороида. 2 / Л. Ф. Черногор // Космічна наука і технологія. – 2018. – Т. 24, № 2. – С. 18 – 35.
28. Чорногор Л. Ф. Фізичні ефекти Челябінського метеороїда / Л. Ф. Чорногор. – Харків: ХНУ імені В. Н. Каразіна, 2023. – 486 с.
29. Горькавый Н. Н. Цветовые вариации аэрозольного следа Челябинского болида / Н. Н. Горькавый, Д. С. Лихарев, Д. Н. Миннибаев // Метеорит Челябинск – год на Земле: материалы Всероссийской научной конференции / Под ред. Н. А. Антипина. – Челябинск: Каменный пояс, 2014. – С. 118 – 123.
30. Горькавый Н. Н. Взаимодействие Челябинского болида с атмосферой / Н. Н. Горькавый, Т. А. Тайдакова // Метеорит Челябинск – год на Земле: материалы Всероссийской научной конференции / Под ред. Н. А. Антипина. – Челябинск: Каменный пояс, 2014. – С. 124 – 129.
31. Аэрозольный шлейф Челябинского болида / Н. Н. Горькавый, Т. А. Тайдакова, Е. А. Проворникова и [др.] // Метеорит Челябинск – год на Земле: материалы Всероссийской научной конференции / Под ред. Н. А. Антипина. – Челябинск: Каменный пояс, 2014. – С. 130 – 135.
32. Gorkavyi N. N. Aerosol plume after the Chelyabinsk bolide // N. N. Gorkavyi, T. A. Taidakova, E. A. Provornikova // Solar System Research. – 2013. – V. 47, № 4. – P. 275 – 279.
33. Динамические процессы в геосферах. Вып. 5. Геофизические эффекты падения Челябинского метеороида: Сборник научных трудов ИДГ РАН. Специальный выпуск. – М.: ГЕОС, 2014. – 160 с.
34. Астрономические и физические аспекты челябинского события 15 февраля 2013 года / В. В. Емельяненко, О. П. Попова, Н. Н. Чугай и [др.] // Астрономический вестник. – 2013. – Т. 47, № 4. – С. 262 – 277.
35. Метеорит Челябинск – год на Земле: материалы Всероссийской научной конференции / Под ред. Н. А. Антипина. – Челябинск: Каменный пояс, 2014. – 694 с.
36. Chelyabinsk airburst, damage assessment, meteorite recovery, and characterization / O. P. Popova, P. Jenniskens, V. Emelyanenko [et al.] // Science. – 2013. – V. 342. – P. 1069 – 1073.
37. Supplementary material for Chelyabinsk airburst, damage assessment, meteorite, and characterization / O. P. Popova, P. Jenniskens, V. Emelyanenko [et al.] // Science. – 2013. – 145 p.
38. Smoke and dust particles of meteoric origin in the mesosphere and stratosphere / D. M. Hunten, R. P. Turco, O. B. Toon [et. al] // J. Atmos. Sci. – 1980. – V. 37. – P. 1342 – 1357.

39. Артемьева Н. А. Атмосферный шлейф Челябинского метеороида / Н. А. Артемьева, В. В. Шувалов // Динамические процессы в геосферах: сб. науч. тр. ИДГ РАН. Специальный выпуск. – М.: ГЕОС, 2014. – Вып. 5. – С. 134 – 146.
40. Черногор Л. Ф. Физика и экология катастроф / Л. Ф. Черногор. – Х.: ХНУ имени В. Н. Каразина, 2012. – 556 с.
41. Бронштэн В. А. Физика метеорных явлений / В. А. Бронштэн // М.: Наука, 1981. – 416 с.
42. Брюнелли Б. Е. Физика ионосферы / Б. Е. Брюнелли, А. А. Намгаладзе. – М.: Наука, 1988. – 527 с.
43. Schunk R. W. Ionospheres: Physics, Plasma Physics, and Chemistry / R. W. Schunk, A. F. Nagy. – Cambridge: University Press, 2004. – 554 p.
44. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме / В. Л. Гинзбург. – М.: Наука, 1967. – 684 с.



## РОЗДІЛ 3

### *МАГНІТНИЙ, ЕЛЕКТРИЧНИЙ ТА ЕЛЕКТРОМАГНІТНИЙ ЕФЕКТИ ЛИПЕЦЬКОГО МЕТЕОРОЇДА*

#### **3.1. ЗАГАЛЬНІ ВІДОМОСТІ**

Фізичним ефектам Липецького метеороїда присвячені роботи автора [1 – 4]. У цих роботах, а також у розділах 1 і 2 описані механічні, газодинамічні, оптичні, термодинамічні та плазмові ефекти, а також ефект турбулентності, спричинені польотом та вибухом Липецького метеороїда.

Мета цього розділу – виклад результатів розрахунків та оцінок магнітних, електричних, електромагнітних, іоносферних та сейсмічного ефектів, а також ефектів акустико-гравітаційних хвиль (АГХ), що супроводжували падіння Липецького космічного тіла.

Результати цього розділу опубліковані в роботах автора [5, 6].

Підкреслимо, що перелічені ефекти для великих метеороїдів як у теоретичному, так і в експериментальному планах вивчено недостатньо. Є лише результати дослідження окремих ефектів [7 – 19]. Раніше автором здійснено спробу оцінки всього комплексу ефектів для Челябінського та Румунського метеороїдів [12 – 17]. Зауважимо, що в узагальнюючих роботах інших авторів про Челябінський метеороїд [20 – 25] магнітні, електричні, електромагнітні ефекти взагалі не розглядалися.

#### **3.2. МАГНІТНИЙ ЕФЕКТ ТУРБУЛЕНТНОСТІ**

Як показано у роботах [3, 4], в області вибуху метеороїда  $Re_m \geq Re_{mc}$ . Це означає, що міг мати місце магнітний ефект турбулентності. Оцінимо його.

##### **3.2.1. Оцінка магнітного збурення**

Турбулентність у плазмовому сліді може призводити до хаотизації («закручування», «заплутування» [7]) магнітних силових ліній та посилення магнітного поля. Для оцінки цього ефекту виходитимемо з того, що густина енергії магнітного поля  $\varepsilon_m$  досягає густини енергії турбулентного руху плазми  $\varepsilon_t$ , який генерує його. З урахуванням того, що

$$\varepsilon_t = \frac{1}{2} m_i N v_t^2,$$

$$\varepsilon_m = \frac{1}{2} \frac{B^2}{\mu_0},$$

отримаємо

$$B = \sqrt{\mu_0 m_i N} v_t.$$

Тут  $m_i$  – маса іона. При  $N \approx N(0) \approx (1-4) \cdot 10^{21} \text{ м}^{-3}$ ,  $m_i = 5 \cdot 10^{-26} \text{ кг}$ ,  $v_t \approx 1.4 \cdot 10^3 \text{ м/с}$  отримаємо характерне значення

$$B(0) = \sqrt{\mu_0 m_i N(0)} v_t \approx 1.9 \cdot 10^{-2} \text{ Тл.}$$

При  $z \approx 32 - 26 \text{ км}$  час становлення турбулентності  $\tau_t \approx 3-35 \text{ мс} \gg t_{N1}$ ,  $t_{N2} \sim 0.1 \text{ мс}$ . За цей час  $N(t)$  значно зменшиться на висотах  $26 - 32 \text{ км}$ , тобто  $N(\tau_t) \approx N_0$ . Тому на висоті  $z_e$  реальне значення  $B(\tau_t) \approx 2 \text{ нТл}$ . Такі значення варіацій геомагнітного поля не можуть бути виміряні на поверхні Землі, де вони значно менші, ніж  $2 \text{ нТл}$ .

### 3.2.2. Оцінка ЕРС

Зміни магнітного поля у сліді повинні призводити до виникнення електрорушійної сили (ЕРС). Виходимо зі співвідношення

$$E_{EMF} = -\frac{d\Phi}{dt} \approx -S \frac{dB}{dt}. \quad (3.1)$$

Тут  $\Phi$  – потік індукції магнітного поля. Замінімо вираз (3.1) оцінкою:  $E_{EMF} \approx B(0)S / t_N$ , де  $t_N = \min[t_{N1}, t_{N2}]$ . На висотах  $z \approx 26 - 32 \text{ км}$   $S \approx 10^3 - 12 \text{ м}^2$ ,  $B(0) \approx 1.9 \cdot 10^{-9} \text{ Тл}$ ,  $t_N = 0.1 \text{ мс}$  відповідно. Тоді для цих же висот  $E_{EMF} \approx 2 \cdot 10^{-2} - 2.4 \cdot 10^{-4} \text{ В}$ . Якщо електричні струми всередині сліду замикаються завдяки турбулентним вихорам з розміром  $L_t$  і площею перерізу  $S_t \approx L_t^2$ , опір замикання

$$R_t = \frac{L_t}{\sigma S_t} \approx \frac{1}{\sigma L_t}.$$

Сила струму при цьому

$$I = \frac{E_{EMF}}{R_e + R_t},$$

де  $R_e \approx L / \sigma(z_e) S(z_e) \approx 3.75 \cdot 10^{-3} \text{ Ом}$ ,  $R_t \approx 3 \cdot 10^{-5} \text{ Ом}$ . При оцінках вважалося, що  $\sigma(z_e) = 10^3 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$ ,  $S(z_e) = 10^3 \text{ м}^2$ ,  $L_t \approx d(z_e) \approx 32 \text{ м}$ . При  $E_{EMF} \approx 2 \cdot 10^{-2} - 2.4 \cdot 10^{-4} \text{ В}$  отримаємо  $I \approx 0.06 - 5.3 \text{ А}$ .

Таким чином, у разі замикання електричних струмів у сліді метеороїда могла виникнути ЕРС  $E_{EMF} \approx 2.4 \cdot 10^{-4} - 2 \cdot 10^{-2}$  В і струм силою не більше одиниць ампер.

### 3.3. МАГНІТНИЙ ЕФЕКТ

Магнітний ефект великих метеороїдів вивчений недостатньо. В принципі, збурення геомагнітного поля можуть генеруватися за рахунок дипольного моменту космічних тіл і за рахунок діамагнітного збурення, що вноситься ударною хвилею космічного тіла, що вибухає [7, 9].

Геомагнітні пульсації (квазіперіодичні варіації геомагнітного поля) можуть генеруватися за рахунок МГД-ефекту при періодичному русі іоносферної плазми в полі АГХ, що генерується під час прольоту та вибуху метеороїда (див., наприклад, [26 – 29]).

#### 3.3.1. Геомагнітний ефект іоносферних струмів

Механізми генерації геомагнітних збурень, перелічені у роботах [7, 9], не можуть вважатися ефективними. Більш суттєвим механізмом є модуляція іоносферних струмів, точніше струмового струменя в динамо-області іоносфери. Остання знаходиться в основному на висотах  $z \approx 100 - 150$  км. Модуляція відбувається за рахунок руху газу у полі акустичної хвилі від вибуху. З роторного рівняння Максвелла для амплітуди збурення індукції магнітного поля маємо (див., наприклад, [27]):

$$\Delta B = \frac{\mu_0 \Delta j_0}{k} \approx \frac{\mu_0 j_0 \delta_N}{k},$$

де  $j_0$  – густина іоносферних струмів,  $\Delta j_0$  і  $\delta_N$  – збурення густини іоносферних струмів і концентрації електронів на висотах динамо-області,  $k$  – хвильове число акустичної хвилі. Тут

$$k = \frac{2\pi}{v_s T_{a0}},$$

де  $v_s$  – швидкість звуку. Вважаючи на висоті 125 км  $v_s \approx 400$  м/с,  $T_{a0} \approx 1 - 10$  с,  $\delta_N \approx \delta_p = \Delta p/p_0 \approx 0.5 - 1$ ,  $j_0 \approx 10^{-7}$  А/м<sup>2</sup>, отримаємо, що  $\Delta B \approx 5 - 50$  пТл. При цьому геомагнітний ефект дуже слабкий навіть поблизу струмового струменя.

Для внутрішньої гравітаційної хвилі (ВГХ) при  $j \approx 6.4 \cdot 10^{-8} - 6.4 \cdot 10^{-7}$  А/м<sup>2</sup> маємо 2.6 – 26 нТл.

У разі модуляції струмового струменя внутрішньою гравітаційною хвилею з періодом  $T_{a0} > 5$  хв амплітуда геомагнітного збурення [28]

$$\Delta B \approx \mu_0 j_0 \delta_N \Delta z,$$

де  $\Delta z \approx 30$  км – товщина динамо-області. За тих же значень  $\delta_N$  і  $j_0$ ,  $T = 5$  хв отримаємо  $\Delta B \approx 1.29 - 3.8$  нТл. Такий ефект може спостерігатись за допомогою сучасних наземних магнітометрів.

Відмінність амплітуд магнітних ефектів акустичних і внутрішніх гравітаційних хвиль обумовлена різницею їх довжин хвиль. При довжинах ВГХ порядку сотень кілометрів вся динамо-область коливається як ціле, породжуючи порівняно великий інтегральний струм. У разі інфразвукових хвиль (довжини хвиль порядку одиниць кілометрів) у динамо-області вкладається багато довжин хвиль, струми яких послаблюють один одного.

### 3.3.2. Динамо-ефект акустико-гравітаційних хвиль

Цей ефект стає переважаючим, якщо густина струму в полі хвилі  $j = eNv_w > j_0\delta_N$ . Тут  $v_w$  – швидкість нейтральних частинок у хвилі. При  $N \approx 10^{11} \text{ м}^{-3}$ ,  $v_w = 4 \text{ м/с}$  маємо  $j \approx 6.4 \cdot 10^{-8} \text{ А/м}^2$ , а  $j_0\delta_N \approx 10^{-7} \cdot 10^{-2} = 10^{-9} \text{ А/м}^2$ . Якщо ж  $v_w = 40 \text{ м/с}$ , то  $j \approx 6.4 \cdot 10^{-7} \text{ А/м}^2$ , а  $j_0\delta_N \approx 10^{-8} \text{ А/м}^2$ , оскільки  $\delta_N \approx v_w/v_s \approx 0.1$ . При цьому для акустичної хвилі  $\Delta B \approx 0.5 - 5 \text{ нТл}$ . Додамо, що  $j > j_0\delta_N$  має місце завжди, оскільки швидкість вітру завжди менша за швидкість звуку. З цієї причини динамо-ефект АГХ завжди ефективніший, ніж динамо-ефект вітру.

### 3.3.3. Магнітний ефект електричного струму в сліді

При силі струму в сліді  $I$  на відстані  $R$  із співвідношення

$$\Delta B = \mu_0 \frac{I}{2\pi R}$$

можна оцінити  $\Delta B$ . Наприклад, при  $I = 10^2 - 10^3 \text{ А}$ ,  $R = 100 \text{ км}$  отримаємо, що  $\Delta B \approx 0.2 - 2 \text{ нТл}$ . Магнітний ефект у цьому випадку міг бути достатнім для його реєстрації наземними магнітометрами.

## 3.4. ЕЛЕКТРИЧНІ ЕФЕКТИ

Проблема електричних і магнітних явищ, які супроводжують падіння великих космічних тіл, у даний час далека від вирішення [8, 12, 16]. Розглянемо низку можливих механізмів, які призводять до електричного ефекту.

### 3.4.1. Струм, обумовлений розділенням заряду

Автор [8] вважає, що рух електронів у сліді відбувається на тлі іонів, які утворюються та відстають від тіла. Це має призводити до виникнення струму силою

$$I = e\alpha_i v,$$

де  $v$  – швидкість метеороїда. При  $\alpha_i \approx 3 \cdot 10^{22} - 4 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-1}$ ,  $v \approx 14 - 10 \text{ км/с}$  маємо  $I \approx 6.7 \cdot 10^7 - 6.4 \cdot 10^9 \text{ А}$ . Така сила струму є аномально великою. Вона виникала б при повному розділенні зарядів у сліді, що не є можливим. Часткове ж розділення заряду виключати не можна. Тоді наведені вище значення сили струму є оцінкою зверху.

### 3.4.2. Ефект зовнішнього електричного поля

Плазмовий слід знаходиться у постійному електричному полі атмосферного походження (поле ясної погоди). Біля поверхні Землі напруженість цього поля  $E_0(0) \approx 100$  В/м [30]. Зі збільшенням висоти напруженість поля зменшується за наступним законом:

$$E_0(z) = E_0(0) \exp(-z / H_E),$$

де  $H_E \approx 2.5 - 4$  км – характерний масштаб. Тоді при  $H_E = 3.5$  км на висотах  $z \approx 25 - 32$  км маємо  $E(z) \approx 7.9 \cdot 10^{-2} - 1.1 \cdot 10^{-2}$  В/м.

Між кінцями сліду виникає різниця потенціалів

$$U = \int_L E_0 dl = \int_{z_1}^{z_2} E_0(z) \frac{dz}{\sin \alpha} = \frac{E_0(z_1) H_E}{\sin \alpha} \left( 1 - e^{-(z_2 - z_1) / H_E} \right). \quad (3.2)$$

При  $z_1 \approx 25$  км і  $z_2 \approx 32$  км з (3.2) маємо  $U \approx 168$  В. При опорі сліду

$$R(z_e) \approx \frac{L}{\sigma(z_e) S(z_e)} \quad (3.3)$$

з (3.2) і (3.3) отримаємо, що

$$I = \frac{U}{R} = \sigma(z_e) E_0(z_e) S(z_e) \frac{H_E}{H} \left( 1 - e^{-(z_2 - z_1) / H} \right).$$

При  $\sigma \approx 10^3$  Ом<sup>-1</sup>·м<sup>-1</sup>,  $E_0(z_e) \approx 2.7 \cdot 10^{-2}$  В/м,  $S \approx 10^3$  м<sup>2</sup>,  $H_E = 3.5$  км,  $L = 3.75$  км маємо  $R \approx 3.75 \cdot 10^{-3}$  Ом,  $I \approx 4.5 \cdot 10^4$  А.

### 3.4.3. Ефект ударної хвилі

Проліт досить великого метеороїда призводить до генерації ударної хвилі. При цьому на фронті іонізації згенеровано ЕРС (див., наприклад, [8]):

$$E_{EMF} = \frac{kT_i}{e} \ln \frac{N(0)}{N_0},$$

де  $T_i \approx 14000$  К – критична температура, що визначає початок іонізації,  $N_0 \approx 10^6$  м<sup>-3</sup> – фонове значення  $N$  в атмосфері. При  $N(0) \approx 4 \cdot 10^{21}$  м<sup>-3</sup> оцінка дає  $E_{EMF} \approx 43$  В. Сила струму в сліді

$$I = \frac{E_{EMF}}{R_e + R_0},$$

де  $R_e \approx R(z_e)$  – опір сліду,  $R_0$  – опір замикання електричного кола. Оскільки  $R_0 \gg R_e$ , сила струму в сліді за рахунок цього механізму буде вкрай незначною. Якщо ж прийняти, як і вище, що  $R_e \approx 3.75 \cdot 10^{-3}$  Ом,  $R_0 \approx R_i \approx 3 \cdot 10^{-5}$  Ом,  $I \approx 1.1 \cdot 10^4$  А.

### 3.4.4. Електростатичний ефект

Оцінимо електростатичний ефект метеороїда, спираючись на результати роботи [31].

Електричний заряд системи плазма + навколишнє повітря визначається балансом прямого та зворотного потоків електронів у цій системі [31]. Вважатимемо поверхню плазмової оболонки метеороїда сферою радіусом  $r_s$ . З неї втікають вперед електрони, які рухливіші, ніж іони. Втікання електронів продовжуватиметься доти, доки позитивний заряд не почне повертати їх назад. При цьому швидкість виносу електронів, яка є близькою до швидкості метеороїда, стає рівною швидкості повернення електронів, що мають рухливість  $\mu_e$ , тобто

$$v = \mu_e E_s, \quad (3.4)$$

де  $E_s$  – напруженість електричного поля на поверхні плазмової оболонки. Зі співвідношення (3.4) визначається потенціал електричного поля відносно Землі:

$$\varphi = E_s r_s = \frac{v r_s}{\mu_e}. \quad (3.5)$$

Знаючи  $\varphi$ , можна обчислити заряд  $q$  та енергію  $E$  електричного поля:

$$q = 4\pi\epsilon_0 r_s \varphi = \frac{4\pi\epsilon_0}{\mu_e} v r_s^2, \quad (3.6)$$

$$E = q\varphi = \frac{4\pi\epsilon_0}{\mu_e^2} v^2 r_s^3, \quad (3.7)$$

де  $\epsilon_0$  – електрична стала. Важливо, що  $q \sim v r_s^2$ , а  $E \sim v^2 r_s^3$ .

Покладемо для Липецького метеороїда  $r_s = 2 - 15$  м,  $v = 14 - 1$  км/с,  $\mu_e = 3 \cdot 10^{-3} - 3 \cdot 10^{-2}$  м<sup>2</sup>·В<sup>-1</sup>·с<sup>-1</sup> [31] у діапазоні висот 32 – 23 км відповідно. Тоді з (3.4) – (3.7) для цього ж діапазону висот отримаємо, що  $E_s = 0.03 - 3.7$  МВ/м,  $\varphi = 7.4 - 0.5$  МВ,  $q \approx 1.6 - 0.8$  мК і  $E = 11.1 - 1.5$  кДж.

Таким чином, у сліді метеороїда могли виникати блискавкові розряди, де напруженість поля пробою становила величину 0.03 – 0.1 МВ/м.

Додамо, що пробій ідеально чистого повітря біля поверхні Землі настає при  $E_s = 3$  МВ/м, а «брудного» повітря – при  $E_s \approx 1$  МВ/м. Таким чином, при прольоті Липецького метеороїда цілком міг виникнути слабкий блискавковий розряд, енергія якого порівняно невелика ( $\sim 1 - 10$  кДж).

## 3.5. ЕЛЕКТРОМАГНІТНІ ЕФЕКТИ

Механізми виникнення електромагнітних ефектів при падінні великих космічних тіл як у теоретичному, так і особливо в експериментальному планах, вивчені недостатньо (див., наприклад, [8, 10, 12, 13, 19]). Нижче розглянемо можливі механізми генерації електромагнітних процесів, викликаних рухом метеороїдів.

### 3.5.1. Імпульс електричного поля

Різка зміна магнітного поля у сліді супроводжується генерацією імпульсу електричного поля. З рівняння Максвелла

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t},$$

замінюючи похідні оцінкою, маємо оцінку напруженості електричного поля:

$$E = \frac{\lambda B(0)}{2\pi t_N}.$$

Вважаючи  $B(0) = 2 \cdot 10^{-9}$  Тл,  $t_N \approx 0.1$  мс,  $\lambda \approx 2L \approx 7.5$  км – довжина електромагнітної хвилі (див. далі), отримаємо  $E \approx 2.4 \cdot 10^{-2}$  В/м. Імпульс електричного поля за рахунок цього механізму був у край незначним.

### 3.5.2. Електромагнітне випромінювання сліду

При протіканні в сліді метеороїда струму силою  $I$  виникає імпульс електромагнітного поля з амплітудою напруженості електричного поля, яка в припущенні, що випромінювач є елементарною антеною типу диполя Герца, дається наступним співвідношенням (див., наприклад, [12, 32]):

$$E = \frac{\mu_0 I l f}{2R},$$

де  $l$  – довжина випромінювача,  $f$  – частота електромагнітного поля. При  $I \approx (1 - 5)$  кА,  $l = L_e \approx 3.75$  км,  $f \approx 40$  кГц і  $R = 50$  км маємо  $E \approx 2 - 10$  В/м.

Потужність випромінювання (див., наприклад, [11, 30])

$$P = \frac{\pi}{3} Z_0 I^2 \left( \frac{l}{\lambda} \right)^2, \quad (3.8)$$

де  $\lambda$  – довжина хвилі випромінювання,  $Z_0 = 120\pi$  Ом – опір вільного простору. Зі співвідношення (3.8) видно, що при  $(l/\lambda)^2 \ll 1$  потужність випромінювання невелика. Провідник зі струмом завдовжки  $l$  ефективно випромінює при  $l = \lambda/2$ . Вважаючи, що  $l_{\min} = L_e \approx 3.75$  км, а  $l_{\max} = H / \sin \alpha \approx 7.7$  км, отримаємо, що  $\lambda \approx 7.5 - 15.4$  км і  $f \approx 39 - 80$  кГц.

Якщо  $I = 1 - 5$  кА і  $l = \lambda/2$ , потужність випромінювання  $P \approx 0.1 - 2.5$  ГВт. При цьому на випромінювання перетворюється частка потужності  $P_c \approx 45$  ТВт:

$$\eta_I = \frac{P}{P_c} \approx 2.2 \cdot 10^{-4} - 5.6 \cdot 10^{-3} \%.$$

Імпульс електромагнітного поля тривав поки провідність, а отже, і  $N(t)$  у сліді були досить великими, тобто при  $\Delta t \approx (1 - 4)t_{N2} \approx 0.1 - 0.4$  мс. Спектр цього імпульсу займав смугу частот  $\Delta f^{-1} \approx 2.5 - 10$  кГц.

### 3.5.3. Електромагнітний ефект інфразвуку

Добре відомо, що вплив на геосфери цілої низки високоенергетичних джерел призводить до генерації синхронних збурень акустичного та геоелектричного (атмосферного) полів [15, 17, 33, 34]. До таких джерел відносяться: рух атмосферного фронту та сонячного термінатора, сонячні затемнення, мікробароми та ін. [15, 17, 33, 34]. Важливо, що при цьому спостерігається приблизна пропорційність амплітуди збурень атмосферного електричного поля  $E_a$  та амплітуди тиску  $\Delta p$ . Механізм генерації збурень електричного поля пов'язаний, швидше за все, з варіаціями густини об'ємного заряду  $\Delta \rho_{el}$  у приземній атмосфері (висоти 10 – 100 м) за періодичних змін тиску повітря в полі інфразвуквої або ударної хвиль [15, 17, 33, 34]. Оцінімо величину  $E_a$ .

З рівняння Максвелла

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = \frac{\Delta \rho_{el}}{\epsilon_0}$$

маємо наступне співвідношення для оцінки амплітуди:

$$\frac{E_a}{L_z} \approx \frac{\Delta \rho_{el}}{\epsilon_0}, \quad (3.9)$$

де  $L_z = \min\{L_t, k_a^{-1}, H_E\}$ . Тут  $L_t \approx 10 - 100$  м – товщина приземного шару атмосфери з об'ємним електричним зарядом  $\Delta \rho_{el0}$ ,  $k_a$  – хвильове число інфразвуку,  $H_E \approx 2.5 - 4$  км – характерний висотний масштаб зміни  $E$ . При періоді інфразвуку  $T > 0.2 - 2$  с маємо  $L_z \approx L_t \approx 10 - 100$  м. Через те, що заряджена компонента в приземній атмосфері є малою домішкою, зміна  $\Delta \rho_{el}$  становить

$$\Delta \rho_{el} \approx \rho_{el0} \frac{\Delta N_n}{N_{n0}} \approx \rho_{el0} \frac{\Delta p}{p}. \quad (3.10)$$

Тоді з (3.9) і (3.10) випливає, що

$$E_a \approx \frac{\rho_{el0} L_t}{\epsilon_0} \frac{\Delta p}{p}, \quad (3.11)$$

тобто амплітуда  $E_a$  дійсно пропорційна надлишковому тиску  $\Delta p$ .

Для Липецького метеороїда поблизу епіцентру  $\Delta p \approx 140$  Па. При  $\rho_{el0} \approx 5 \cdot 10^{-10}$  Кл/м<sup>3</sup>,  $L_t \approx 10 - 100$  м,  $p = 10^5$  Па із співвідношення (3.11) маємо  $E_a \approx 0.79 - 7.9$  В/м. Для порівняння вкажемо, що для Челябінського метеороїда  $\Delta p \approx 1 - 2$  кПа і значення  $E_a$  були на порядок більшими. Незбурене електричне поле (поле ясної погоди) біля поверхні Землі зазвичай близько до 100 В/м. Враховуючи, що чутливість електрометрів становить 0.01 В/м, реєстрація збурень приземного електричного поля, викликаного акустичною хвилею від Липецького метеороїда, не становила б труднощів.

Поширення інфразвуку вздовж поверхні Землі супроводжувалося хвилею збурення електричного поля, що біжить, з частотою інфразвуку  $\omega$  і амплітудою  $E_a$  (див. вираз (3.11)). Періодичні варіації  $\Delta p$  у полі інфразвуку викликали

періодичні зміни  $E$ . При цьому слід очікувати на періодичні варіації магнітного поля. Оцінимо амплітуду індукції магнітного поля  $B_a = \mu_0 H_a$ . Нехтуючи струмом провідності, з рівняння Максвелла

$$\text{rot}\mathbf{H} = \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}$$

для амплітуди  $B_a$  маємо наступне співвідношення:

$$B_a = \frac{\varepsilon_0 \mu_0 \omega}{k} E_a = \frac{\omega E_a}{kc^2} = \frac{E_a}{c}, \quad (3.12)$$

де  $k = \omega/c$  – хвильове число електромагнітного поля. При записі (3.12) враховано, що  $|\text{rot}\mathbf{B}| \approx kB_a$ ,  $|\partial \mathbf{E}/\partial t| \approx \omega E_a$ . Якщо  $E_a \approx 0.79 - 7.9$  В/м, то  $B_a \approx 2.6 - 26.3$  нТл. Такий ефект легко реєструється.

#### 3.5.4. Генерація іонного та магнітного звуку інфра звуком

Як зазначалося в роботах [1, 2], амплітуда інфра звуку на висотах понад 100 км залишалася досить великою, щоб створити передумови для перетворення енергії інфра звуку на енергію іонно-звукової хвилі. Таке перетворення стає можливим завдяки тому, що в діапазоні висот 60 – 130 км електрони, на відміну від іонів, є замагніченими. Виникає нібито роздільний рух електронів та іонів, що й сприяє генерації іонного звуку з частотою інфра звуку. Генерація іонного звуку з частотою інфра звуку ефективна при частоті інфра звуку  $\omega \sim \nu_{ni}$ , де  $\nu_{ni}$  – частота зіткнень нейтралів з нейтралами. Для Липецького метеороїда ця частота  $\sim 0.1 - 1$  Гц.

У діапазоні висот 130 – 150 км газокінетичний тиск стає порівнянним з магнітним тиском ( $\sim 10^{-3}$  Па). При цьому інфра звукова хвиля може трансформуватися в магнітозвукову хвилю. Остання може досягати магнітосфери і тим самим забезпечувати взаємодію підсистем у системі Земля (внутрішні оболонки) – атмосфера – іоносфера – магнітосфера.

Зауважимо, що промодульований інфра звуком іоносферний динамо-струм є своєрідною антеною, що випромінює МГД хвилі на частоті інфра звуку (див. вище).

З іншого боку, частина енергії магнітозвукової хвилі може каналюватися у F-області іоносфери і поширюватися вздовж цієї області зі швидкістю 20 – 40 км/с. Пройшовши значні відстані, магнітозвукова хвиля на висотах 130 – 150 км може трансформуватися назад в інфра звук.

#### 3.5.5. Генерація нестійкостей

Вище 100 км інфра звукова хвиля стає нелінійною, оскільки тут  $\Delta\rho/\rho > 0.2 - 0.3$ . При цьому її профіль стає пилоподібним. На крутому фронті може генеруватися градієнтно-дрейфова нестійкість іонного звуку з такою самою частотою (періодом, що дорівнює 1 – 10 с). За наявності іоносферного електричного поля з напруженістю 0.1 – 1 мВ/м у напрямку,

перпендикулярному напрямку іонно-звукової хвилі, може генеруватися короткоперіодна (з періодом  $T \ll 1 - 10$  с) іонно-звукова хвиля. Причиною цієї генерації є дрейфово-дисипативна нестійкість. За оцінками, її частота може становити  $10 - 100$  МГц.

Зрозуміло, що розглянуті вище електричні, магнітні й електромагнітні ефекти не можуть претендувати на закінченість теорії електромагнітних явищ, які генеруються метеороїдами. У майбутньому доведеться ще розвинути відповідну теорію та проранжувати основні ефекти. Зауважимо, що всі електромагнітні ефекти тісно пов'язані з плазмовими процесами.

### **3.5.6. Можливість виникнення електрофонного ефекту**

Як відомо, під електрофонним ефектом розуміється чутність людиною звуку під час прольоту великих космічних тіл ще до того, як акустичне збурення, що генерується рухом тіла, встигає досягти спостерігача (див., наприклад, [35]). Надійна теорія цього явища досі не розроблена, хоча багаторазово робилися спроби її створення (див., наприклад, [35 – 43]). Існує три ймовірні механізми, що здатні якісно пояснити електрофонний ефект [10, 19, 39].

1. Космічне тіло при падінні набуває електричного заряду, під дією якого з поверхні землі виникає стікання заряду протилежного знака. Останнє супроводжується акустичним ефектом. За оцінками, стікання заряду починається за напруженості електричного поля порядку одиниць кВ/м. У разі Липецького метеороїда напруженість досягала  $0.1 - 10$  МВ/м (див. вище), проте велика висота вибуху навряд чи допускає реалізацію цього механізму.

2. Електромагнітні хвилі звукового діапазону за рахунок п'єзоелектричного ефекту в предметах, що оточують спостерігача, або в самій людині перетворюються на звук. За оцінками, при  $f \sim 1 - 10$  кГц напруженість електричного поля має бути не меншою за сотню В/м. Такі поля виникають на поверхні Землі при силі струму в сліді  $I \geq 5 \cdot 10^4$  А, який навряд чи виникав під час прольоту Липецького космічного тіла.

3. Розпад дисипативних градієнтно-дрейфових іонно-циклотронних нелінійних хвиль внаслідок втрати стійкості, що супроводжується генерацією електромагнітного шуму в діапазоні частот  $\sim 10 - 10^3$  Гц. Високочастотна частина шуму після перетворення на акустичний шум могла реєструватися як електрофонний ефект [10]. Даний механізм, швидше за все, реалізовувався при прольоті Челябінського метеороїда. Не зрозуміло, однак, якою є роль цього механізму при падінні Липецького космічного тіла.

Таким чином, при падінні Липецького метеороїда жоден з механізмів не міг мати місце. Автору невідомо, чи відзначався кимось зі свідків події електрофонний ефект.

### 3.6. ОСНОВНІ РЕЗУЛЬТАТИ

1. Проліт Липецького тіла супроводжувався плазовими, магнітними, електричними й електромагнітними ефектами. Збурення геомагнітного поля на поверхні Землі поблизу вибуху метеороїда могло досягати  $\sim 1 - 10$  нТл.
2. Показано, що магнітний ефект турбулентності був незначним. Магнітний ефект акустико-гравітаційних хвиль, іоносферних струмів і струму в сліді метеороїда міг бути суттєвим ( $\sim 1$  нТл). Ефект зовнішнього електричного поля міг призводити до короткочасного імпульсу струму силою до  $\sim 10^4$  А. Електростатичний ефект міг супроводжуватися накопиченням заряду величиною  $\sim 1$  мКл, напруженістю електричного поля  $\sim 0.01 - 1$  МВ/м. Протікання електричного струму в сліді могло призводити до випромінювання електромагнітного імпульсу в діапазоні частот  $\sim 10$  кГц з напруженістю  $\sim 1 - 10$  В/м.
3. Встановлено, що електромагнітний ефект інфразвуку міг бути суттєвим ( $\sim 1 - 10$  В/м та  $\sim 1 - 10$  нТл).
4. Якісно оцінено можливість виникнення електрофонного ефекту, генерації іонного та магнітного звуку інфразвуком, а також генерація градієнтно-дрейфової та дрейфово-дисипативної нестійкостей.
5. Розглянуті у монографії магнітні, електричні та електромагнітні ефекти суттєво заповнюють прогалини в теорії фізичних ефектів метеороїдів у системі Земля – атмосфера – іоносфера – магнітосфера.
6. Для вивчення всього комплексу явищ знадобився системний підхід до об'єкта ЗАІМ.

#### *Література до розділу 3*

1. Черногор Л. Ф. Физические эффекты Липецкого метеороида. 1 / Л. Ф. Черногор // Кинематика и физика небесных тел. – 2019. – Т. 35, №4. – С. 37 – 59.
2. Chernogor L. F. Physical Effects of the Lipetsk Meteoroid: 1 / L. F. Chernogor // Kinematics and Physics of Celestial Bodies. – 2019. – V. 35, № 4. – P. 174 – 188.
3. Черногор Л. Ф. Физические эффекты Липецкого метеороида. 2 / Л. Ф. Черногор // Кинематика и физика небесных тел. – 2019. – Т. 35, № 5. – С. 25 – 47.
4. Chernogor L. F. Physical Effects of the Lipetsk Meteoroid: 2 / L. F. Chernogor // Kinematics and Physics of Celestial Bodies. – 2019. – V. 35, № 5. – P. 217 – 230.
5. Черногор Л. Ф. Физические эффекты Липецкого метеороида. 3 / Л. Ф. Черногор // Кинематика и физика небесных тел. – 2019. – Т. 35, № 6. – С. 34 – 61

6. Chernogor L. F. Physical Effects of the Lipetsk Meteoroid: 3 / L. F. Chernogor // *Kinematics and Physics of Celestial Bodies*. – 2019. – V. 35, № 6. – P. 271 – 285.
7. Бронштэн В. А. Магнитогидродинамический механизм генерации радиоизлучения ярких болидов / В. А. Бронштэн // *Астрономический вестник*. – 1983. – Т. 17, № 2. – С. 94 – 98.
8. Бронштэн В. А. Электрические и электромагнитные явления, сопровождающие полет метеоров / В. А. Бронштэн // *Астрономический вестник*. – 1991. – Т. 25, № 2. – С. 131 – 144.
9. Бронштэн В. А. Магнитный эффект Тунгусского метеорита / В. А. Бронштэн // *Геомагнетизм и аэрономия*. – 2002. – Т. 42, № 6. – С. 854 – 856.
10. Электромагнитные эффекты, генерируемые в ионосфере Земли при падении метеороида / И. Х. Ковалева, А. Т. Ковалев, О. П. Попова и [др.] // *Динамические процессы в геосферах: сб. науч. тр. ИДГ РАН*. – 2014. – Вып. 5. – С. 26 – 48.
11. Черногор Л. Ф. Электрические, магнитные, электромагнитные и плазменные эффекты крупных метеороидов / Л. Ф. Черногор // *Глобальная электрическая цепь: материалы третьей Всероссийской конференции // Геофизическая обсерватория «Борок» – филиал Института физики Земли им. О. Ю. Шмидта РАН. – Ярославль: Филигрань, 2019. – С. 78 – 79.*
12. Черногор Л. Ф. Плазменные, электромагнитные и акустические эффекты метеорита «Челябинск» / Л. Ф. Черногор // *Инженерная физика*. – 2013. – № 8. – С. 23 – 40.
13. Черногор Л. Ф. Физические эффекты пролета Челябинского метеорита / Л. Ф. Черногор // *Доповіді Національної академії наук України*. – 2013. – № 10. – С. 97 – 104.
14. Chernogor L. F. The physical effects associated with Chelyabinsk meteorite's passage / L. F. Chernogor, V. T. Rozumenko // *Problems of Atomic Science and Technology*. – 2013. – V. 86, № 4. – P. 136 – 139.
15. Черногор Л. Ф. Электрический и магнитный эффекты инфразвука в атмосфере / Л. Ф. Черногор // *Глобальная электрическая цепь: материалы третьей Всероссийской конференции // Геофизическая обсерватория «Борок» – филиал Института физики Земли им. О. Ю. Шмидта РАН. – Ярославль: Филигрань, 2017. – С. 11 – 12.*
16. Черногор Л. Ф. Физические эффекты Румынского метеороида. 1 / Л. Ф. Черногор // *Космічна наука і технологія*. – 2018. – Т. 24, № 1. – С. 49 – 70.
17. Черногор Л. Ф. Физические эффекты Румынского метеороида. 2 / Л. Ф. Черногор // *Космічна наука і технологія*. – 2018. – Т. 24, № 2. – С. 18 – 35.
18. Popel S. I. Electromagnetic effects in the Earth's ionosphere and magnetosphere caused by a cosmic body / S. I. Popel // *Planet. Space Sci.* – 1997. – V. 45, № 7. – P. 869 – 875.
19. Электромагнитные эффекты, генерируемые в ионосфере Земли при падении метеороида / И. Х. Ковалева, А. Г. Ковалев, С. И. Попель, О. П. Попова // *Триггерные эффекты в геосистемах // Материалы Всероссийского семинара-совещания. Под редакцией В. В. Адушкина, Г. Г. Кочеряна. ИДГ РАН. – М.: ГЕОС, 2013. – С. 41 – 50.*

20. Геофизические условия при взрыве Челябинского (Чебаркульского) метеороида 15.02.2013 г. / В. В. Алпатов, В. А. Буров, Ю. П. Вагин, К. А. Галкин и [др.]. – М.: ФГБУ «ИПГ», 2013. – 37 с.
21. Астероиды и кометы. Челябинское событие и изучение падения метеорита в озеро Чебаркуль: материалы конференции // Международная научно-практическая конференция (Чебаркуль, 21 – 22 июня 2013 г.) / Под ред. В. А. Алексеева, А. В. Орлова, С. Г. Захарова, Е. В. Сюткиной. – Челябинск: Край Ра, 2013. – 168 с.
22. *Астрономический вестник*. – 2013. – Т. 47, № 4. (Тематический выпуск).
23. Метеорит Челябинск – год на Земле: материалы Всероссийской научной конференции / Под ред. Н. А. Антипина. – Челябинск: Каменный пояс, 2014. – 694 с.
24. Chelyabinsk airburst, damage assessment, meteorite recovery, and characterization / O. P. Popova, P. Jenniskens, V. Emelyanenko [et al.] // *Science*. – 2013. – V. 342. – P. 1069 – 1073.
25. Supplementary material for Chelyabinsk airburst, damage assessment, meteorite, and characterization / O. P. Popova, P. Jenniskens, V. Emelyanenko [et al.] // *Science*. – 2013. – 145 p.
26. Черногор Л. Ф. Колебания геомагнитного поля, вызванные пролетом Витимского болида 24 сентября 2002 г. / Л. Ф. Черногор // *Геомагнетизм и аэрономия*. – 2011. – Т. 51, № 1. – С. 119 – 132.
27. Черногор Л. Ф. Физика и экология катастроф / Л. Ф. Черногор. – Х.: ХНУ имени В. Н. Каразина, 2012. – 556 с.
28. Черногор Л. Ф. Крупномасштабные возмущения магнитного поля Земли, сопровождавшие падение Челябинского метеороида / Л. Ф. Черногор // *Радиофизика и электроника*. – 2013. – Т. 4 (18), № 3. – С. 47 – 54.
29. Черногор Л. Ф. Эффекты Челябинского метеороида в геомагнитном поле / Л. Ф. Черногор // *Геомагнетизм и аэрономия*. – 2014. – Т. 54, № 5. – С. 658 – 669.
30. *Атмосфера: справочник*. – Ленинград: Гидрометеиздат, 1991. – 510 с.
31. Райзер Ю. П. О дискуссии по поводу приобретения электрического потенциала метеоритным телом / Ю. П. Райзер // *Астрономический вестник*. – 2003. – Т. 37, № 4. – С. 364 – 366.
32. Гольдштейн Л. Д. Электромагнитные поля и волны / Л. Д. Гольдштейн, Н. В. Зернов. – М.: Сов. радио, 1971. – 664 с.
33. Соловьев С. П. Синхронные возмущения акустического и электрического полей, вызванные источниками природного и техногенного происхождений / С. П. Соловьев, Ю. С. Рыбнов, В. А. Харламов // *Триггерные эффекты в геосистемах: материалы третьего Всероссийского семинара-совещания*. Под ред. В. В. Адушкина, Г. Г. Кочеряна. ИДГ РАН. – М.: ГЕОС, 2015. – С. 317 – 326.
34. Сурков В. В. Электромагнитные эффекты при землетрясениях и взрывах / В. В. Сурков. – М.: МИФИ, 2000. – 448 с.
35. Keay C. S. L. Anomalous sounds from the entry of meteor fireballs / C. S. L. Keay // *Science*. – 1980. – V. 210. – P. 11 – 15.
36. Keay C. S. L. Audible sounds excited by aurorae and meteor fireballs / C. S. L. Keay // *J. R. Astron. Soc. Canada*. – 1980. – V. 74. – P. 253 – 260.

37. Keay C. S. L. Meteor fireball sounds identified / C. S. L. Keay // *Asteroids, Comets, Meteors*. 1991. – P. 297 – 300.
38. Keay C. S. L. Electrophonic sounds from large meteor fireballs / C. S. L. Keay // *Meteoritics*. – 1992. – V. 27. – P. 144 – 148.
39. Ольховатов А. Ю. Анализ механизмов генерации электрофонных звуков, сопровождающих болидные явления / Ю. А. Ольховатов // *Геомагнетизм и аэрномия*. – 1993. – Т. 33, № 2. – С. 154 – 155.
40. Keay C. S. L. Electrophonic Sounds Catalog / C. S. L. Keay // *WGN Obs. Rep. Ser. Int. Meteor. Org.* – 1994. – V. 6. – P. 151 – 172.
41. Keay C. S. L. Rate of observation of electrophonic meteor fireballs / C. S. L. Keay, Z. Ceprecha // *J. Geophys. Res.* – 1994. – V. 99, Is. E6. – P. 13163 – 13165.
42. Kaznev V. Y. Observational characteristics of electrophonic bolides: Statistical analysis / V. Y. Kaznev // *Solar System Res.* – 1994. – V. 28. – P. 49 – 60.
43. Beech M. VLF detection of fireballs / M. Beech, P. Brown, J. Jones // *Earth, Moon, and Planets*. – 1995. – V. 68. – P. 181 – 188.
44. Beech M. A space charge model for electrophonic bursters / M. Beech, L. A. Foschini // *Astron. Astrophys.* – 1999. – V. 345. – P. L27 – L31.
45. Катастрофические воздействия космических тел / Под ред. В. В. Адушкина, И. В. Немчинова. – М.: Академкнига, 2005. – 310 с.
46. Catastrophic Events Caused by Cosmic Objects / V. Adushkin, I. Nemchinov (Eds.) // *Comprehensive overview of the threat posed by the impact of an asteroid or comet on Earth, 2008*. – XI + 357 p.
47. 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.
48. Черногор Л. Ф. Земля – атмосфера – ионосфера – магнитосфера как открытая динамическая нелинейная физическая система. 1 / Л. Ф. Черногор // *Нелинейный мир*. – 2006. – Т. 4, № 12. – С. 655 – 697.
49. Черногор Л. Ф. Земля – атмосфера – ионосфера – магнитосфера как открытая динамическая нелинейная физическая система. 2 / Л. Ф. Черногор // *Нелинейный мир*. – 2007. – Т. 5, № 4. – С. 225 – 246.
50. Черногор Л. Ф. О нелинейности в природе и науке: Монография / Л. Ф. Черногор. – Х.: ХНУ имени В. Н. Каразина, 2008. – 528 с.
51. Черногор Л. Ф. Каналы воздействия вариаций космических и атмосферных факторов на биосферу и человека / Л. Ф. Черногор // *Фізіологічний журнал*. – 2010. – Т. 56, № 3. – С. 25 – 40.
52. Chernogor L. F. The Earth – atmosphere – geospace system: main properties and processes / L. F. Chernogor // *Int. J. of Rem. Sens.* – 2011. – V. 32, № 11. – P. 3199 – 3218.
53. Chernogor L. F. Earth – Atmosphere – Geospace as an Open Nonlinear Dynamical System / L. F. Chernogor, V. T. Rozumenko // *Radio Physics and Radio Astronomy*. – 2008. – V. 13, №. 2. – P. 120 – 137.
54. Zalyubovsky I. I. The Earth – Atmosphere – Geospace System: Main Properties, Processes and Phenomena / I. I. Zalyubovsky, L. F. Chernogor, V. T. Rozumenko // *Space Research in Ukraine*. 2006 – 2008. – Kyiv, 2008. – P. 19 – 29.



## РОЗДІЛ 4

---

### *ЕФЕКТ ГЕОМАГНІТНИХ ФЛУКТУАЦІЙ*

#### 4.1. ЗАГАЛЬНІ ВІДОМОСТІ

Перші спостереження магнітного ефекту метеорів описані автором робіт [1, 2]. Теоретичне пояснення цей ефект отримав ще у середині ХХ ст. (див., наприклад, [3]). Механізми магнітного ефекту великих космічних тіл (з діаметром 1 – 10 м і більше) принципово відрізняються від механізмів збурень геомагнітного поля, згенерованих метеорами на іоносферних висотах. Це пов'язано з тим, що падіння та вибух великих метеороїдів і астероїдів супроводжується генерацією потужної ударної хвилі на атмосферних висотах. Крім того, падіння досить великих космічних тіл призводить до викиду на іоносферні висоти високошвидкісного (швидкість  $\sim 1 - 10$  км/с) високо-температурного ( $\sim 1000$  К) струменя плазми, що отримав назву плюму [4 – 7].

Тільки через півстоліття після падіння Тунгуського космічного тіла було виявлено та описано магнітний ефект, викликаний прольотом і вибухом цього тіла [8]. Величина збурення геомагнітного поля, зареєстрована в Іркутській обсерваторії на відстані близько 1000 км від місця вибуху, була аномально великою, вона досягала 67 нТл, а тривалість магнітного ефекту дорівнювала 3 – 4 год (див., наприклад, [4, 5, 8 – 13]).

Низка авторів запропонували фізичні механізми, які могли викликати магнітний ефект Тунгуського тіла (див., наприклад, [10 – 19]). Низка механізмів виявилися неефективними [13, 17 – 19]. Перерахуємо механізми аперіодичних збурень геомагнітного поля метеороїдами, які не втратили своєї актуальності. До них належать: збурення системи іоносферних струмів [9 – 12], утворення дипольного моменту у витягнутому плазмовому сліді [15], діамагнітне збурення, спричинене ударною хвилею [11, 20], та МГД ефект плюму [4, 5, 21]. В принципі, всі ці механізми можуть робити свій внесок у магнітний ефект метеороїдів. Кожен із перерахованих механізмів здатний призвести до певного збурення геомагнітного поля, але зі своїми просторово-часовими масштабами.

До теперішнього часу немає єдиної думки про головний механізм магнітного ефекту, що викликається метеороїдами. Це пов'язано насамперед із малою кількістю даних спостережень. До останнього часу дослідники мали в своєму розпорядженні виміри геомагнітного ефекту тільки для Тунгуського

тіла. Подібні до цього тіла метеороїди, однак, вторгаються до земної атмосфери дуже рідко – один раз на 300 – 1000 років [22]. У той же час тіла діаметром 10 – 20 м стикаються із Землею раз на 10 – 100 років відповідно [22 – 24].

Ситуація дещо покращилася після падіння Челябінського метеороїда. Магнітний ефект Челябінського космічного тіла описаний авторами [23, 25 – 29]. У цих роботах теоретично оцінено магнітний ефект, проведено аналіз часових варіацій компонентів геомагнітного поля, зареєстрованих в обсерваторіях Алма-Ата, Київ, Львів, Новосибірськ і Харків. Вперше виявлено квазіперіодичні варіації горизонтальної компоненти геомагнітного поля в діапазоні періодів 30 – 40 хв, амплітудою 0.5 – 2 нТл на відстанях  $r \approx 2.7 - 1.2$  Мм відповідно тривалістю 2 – 3 год. Запропоновано модель таких варіацій.

У роботах [30, 31] проаналізовано часові варіації горизонтальних компонентів геомагнітного поля, зареєстровані в обсерваторіях Алма-Ата, Арті, Борок, Київ, Львів, Новосибірськ, Харків і Якутськ, які супроводжували підліт Челябінського космічного тіла. Вперше виявлено магнітосферний ефект метеороїда, який спостерігався у варіаціях магнітного поля за 33 – 47 хв до вибуху Челябінського тіла. Тривалість ефекту становила 25 – 35 хв, а амплітуда аперіодичних збурень – 1 – 6 нТл. Запропоновано модель генерації аперіодичних, квазіперіодичних і шумоподібних варіацій геомагнітного поля, викликаних взаємодією підлітаючого метеороїда з магнітосферою.

Приклад геомагнітного ефекту метеороїда метрового розміру описано у роботах [24, 32, 33]. Явище Вітімського боліда супроводжувалося квазіперіодичними варіаціями магнітного поля в діапазоні періодів  $\sim 100 - 1000$  с, які зареєстровані на відстані  $r \approx 4.85$  Мм. Амплітуда коливань становила 1.5 – 2 нТл. Діаметр метеороїда був близько 3.2 м, а початкова кінетична енергія – близько  $10^{13}$  Дж  $\approx 2.4$  кт ТНТ. Частота падіння подібних тіл –  $1.6 \text{ рік}^{-1}$ .

Представляє значний теоретичний і практичний інтерес аналіз результатів спостережень за флуктуаціями геомагнітного поля, викликаними падінням будь-якого досить великого космічного тіла.

Мета цього розділу – виклад результатів аналізу флуктуацій магнітного поля, що виникли під час руху Липецького метеороїда в магнітосфері й атмосфері Землі, оцінка та обговорення магнітного ефекту та його механізмів.

Геомагнітний ефект Липецького метеороїда описано у роботах автора [34, 35].

## 4.2. ЗАСОБИ ТА МЕТОДИ

**Магнітометр-флюксометр.** Безперервні спостереження за флуктуаціями геомагнітного поля в діапазоні періодів 1 – 1000 с здійснювались у Магнітометричній обсерваторії ХНУ імені В. Н. Каразіна (49°39' пн.ш., 36°5.4' сх.д.) поблизу м. Харків, Україна, віддаленій від епіцентру вибуху метеороїда на 360 км.

Основою магнітометричної системи є індуктивний магнітометр-флюксметр ІМ-II, який виготовлений малою серією в ОКБ Інституту фізики Землі (ІФЗ) РАН наприкінці 1980-х років [36]. Він має високу чутливість (0.5 – 500 пТ в діапазоні періодів 1 – 1000 с відповідно) і смугу досліджуваних частот від 0.001 до 1 Гц. Чутливість обмежується рівнем внутрішніх шумів підсилювачів активних індуктивних датчиків і динамічним діапазоном використаного аналого-цифрового перетворювача.

Магнітометр ІМ-II підключений до спеціалізованого мікроконтролерного реєстратора (МКР), який виконує оцифрування та попередню фільтрацію на інтервалах 0.5 с магнітометричних сигналів, а також збереження відфільтрованих відліків і часу їх отримання в енергонезалежній USB флеш-пам'яті. Додатково МКР виконує функції блоку безперебійного живлення – він здійснює контроль заряду акумуляторної батареї та напруги в електромережі. У разі потреби активізується зарядне коло резервного акумулятора, перемикається живлення магнітометричної системи на акумулятор при зникненні напруги в електромережі, а також відключення акумулятора у разі його глибокого розряду. МКР також отримує від приймача GPS сигналів BR-304 стандартні NMEA-повідомлення з інформацією про поточну дату та час, транслює їх далі на систему пасивного багаточастотного радіозондування, а також щодобово коригує за ними показання власного енергонезалежного годинника. Потужність, яку споживає система, становить приблизно 6 Вт, що забезпечує близько 120 годин його автономної роботи від акумулятора.

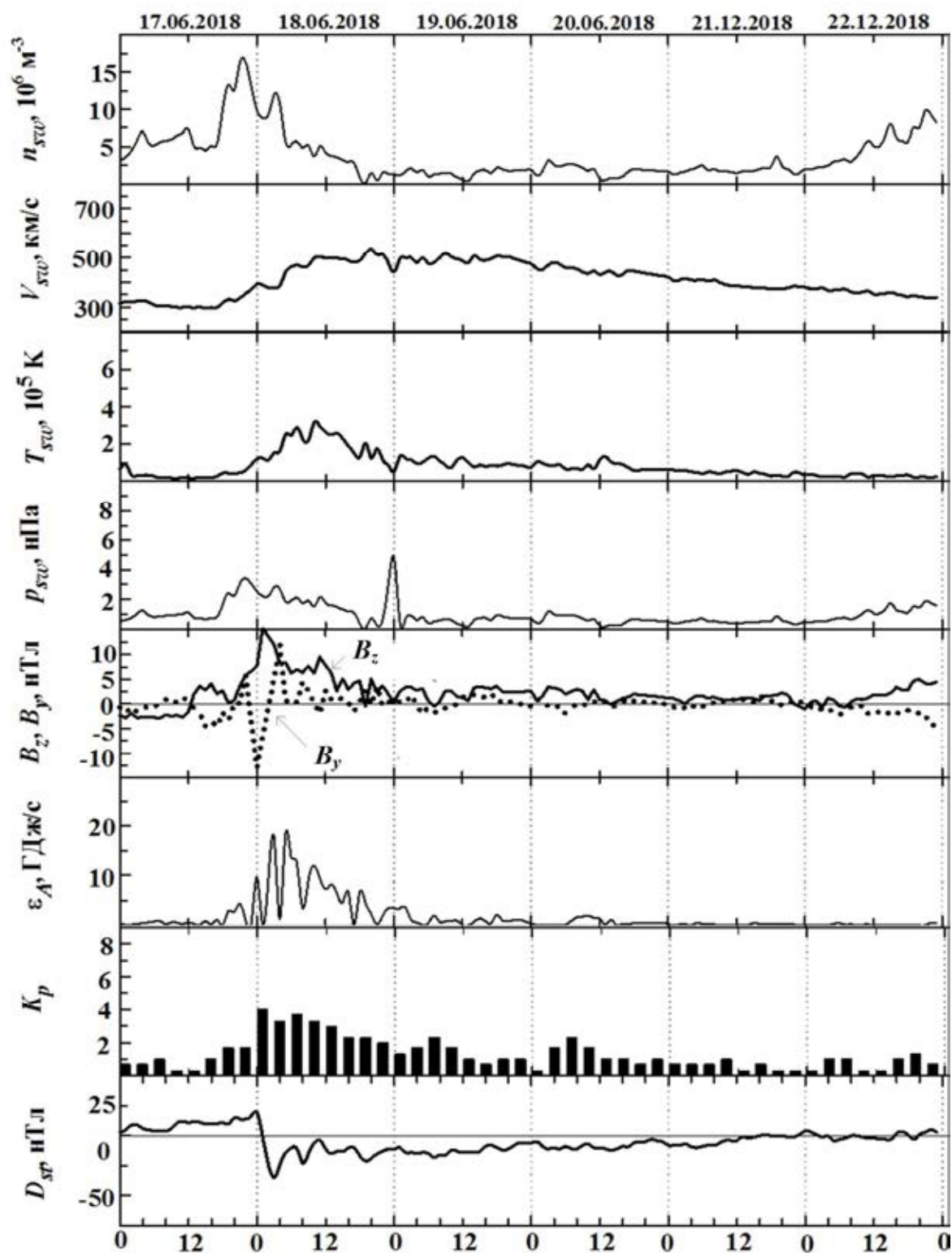
Більш детальний опис параметрів магнітометра наведено у роботі авторів [36].

**Методи аналізу магнітних даних.** Для детального дослідження квазі-періодичних процесів використовувався системний спектральний аналіз (ССА) часових варіацій рівня  $H$ - і  $D$ -компонент геомагнітного поля [37]. Він заснований на одночасному застосуванні віконного перетворення Фур'є (ВПФ), адаптивного перетворення Фур'є (АПФ) та вейвлет-перетворення (ВП). В останньому використовувався материнський вейвлет у вигляді функції Морле (див., наприклад, [37]). Як відомо, АПФ має кращу роздільну здатність за частотою (періодом), ніж ВПФ. У свою чергу, ВПФ має краще розрізнення за часом, ніж АПФ. Важливо, що АПФ має незмінні відносні (нормовані на тривалість «вікна») розрізнення за часом і періодом при зміні значення відносного періоду. У той самий час для ВПФ вони змінюються приблизно на порядок. ВП дозволяє «зрівняти шанси» складових із різними частотами (періодами). З цих причин спільне застосування ВПФ, АПФ і ВП дозволяє детальніше досліджувати частотно-часову (періодно-часову) структуру різних фізичних процесів.

ССА проводився у діапазоні періодів 1 – 10, 10 – 100 та 100 – 1000 с. У даному розділі наведено результати аналізу для періодів 100 – 1000 с.

### 4.3. СТАН КОСМІЧНОЇ ПОГОДИ

При аналізі варіацій геомагнітного поля, викликаних будь-яким джерелом збурень, щоб уникнути помилок, необхідно ретельне вивчення стану космічної



**Рис. 4.1.** 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  $T_{sw}$  та розрахованих значень динамічного тиску  $p_{sw}$ ,  $B_y$ - (точки) та  $B_z$ - (лінія) компонент міжпланетного магнітного поля, розрахованих значень енергії  $\epsilon_A$ , що передається сонячним вітром магнітосфері Землі в одиницю часу,  $K_p$ -індексу,  $D_{st}$ -індексу протягом 17 – 22 червня 2018 року

погоди. За даними NOAA США [38] 17 – 19 червня 2018 року у сонячному вітрі спостерігалось зростання до 3 разів концентрації частинок, їх швидкості до 2 разів і температури частинок у 3 – 10 разів (рис. 4.1). Внаслідок цього 18 червня 2018 року виникла вельми помірна магнітна буря з  $Kp_{\max} = 4$  і  $Dst_{\min} = -35$  нТл. Доба 20 червня 2018 року залишалася частково збуреною.

21 червня 2018 року у день падіння Липецького метеороїда значення  $Kp$ -індексу не перевищували 1, а  $Dst$ -індексу були більшими за  $-(3 - 4)$  нТл.

Доба 22 червня 2018 року була магнітоспокійною. Вона могла виступати в якості контрольної.

Таким чином, магнітна обстановка загалом була сприятливою для спостереження магнітного ефекту Липецького метеороїда.

## 4.4. РЕЗУЛЬТАТИ СПОСТЕРЕЖЕНЬ

### 4.4.1. Магнітний ефект при підльоті метеороїда

Розглянемо інтервал часу 00:00 – 01:00.

20 червня 2018 року спостерігалися хаотичні варіації рівня  $H$ - і  $D$ -компонент геомагнітного поля з амплітудою, що не перевищувала  $\sim 0.5$  нТл (рис. 4.2, 4.3).

22 червня 2018 року поведінка обох компонентів була приблизно такою самою, але амплітуда флуктуацій була  $\sim 0.25$  нТл (рис. 4.4, 4.5).

21 червня 2018 року в інтервалі часу 00:14 – 00:49 характер варіацій  $H$ -компоненти змінився – з'явилися квазіперіодичні варіації з періодом  $T \approx 11$  хв і амплітудою  $\sim 0.5$  нТл. Цуг коливачь починався з позитивного сплеску, за яким послідувало різке зменшення амплітуди приблизно на 1 нТл (рис. 4.6). Така поведінка властива вибухоподібним процесам.

Часові варіації рівня  $D$ -компоненти загалом були подібними до варіацій рівня  $H$ -компоненти (рис. 4.7), проте особливості, властиві вибуховим процесам, були виражені нечітко.

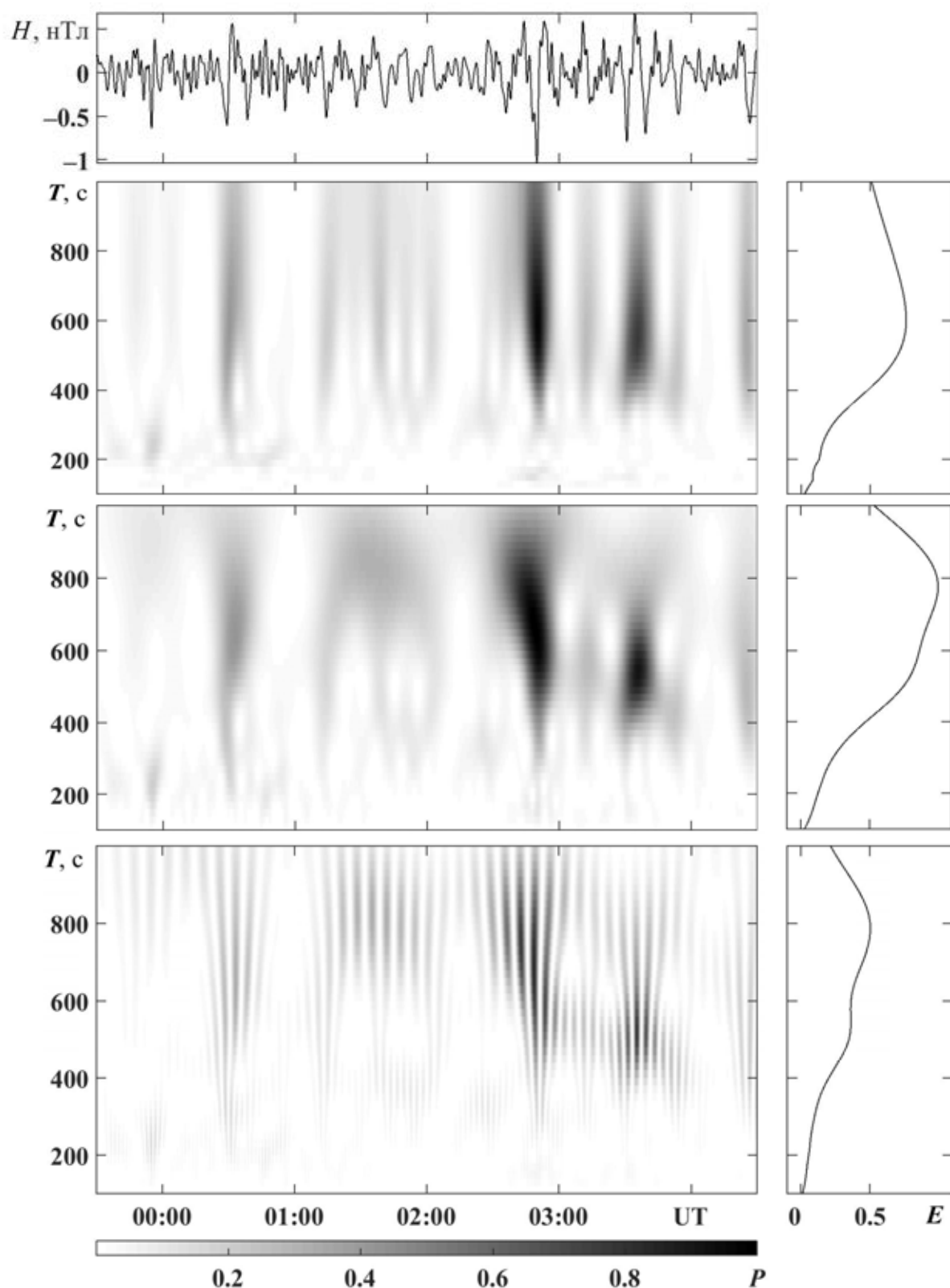
### 4.4.2. Магнітний ефект вибуху метеороїда

Розглянемо тепер інтервал часу 01:00 – 02:00 і 03:00 – 04:00.

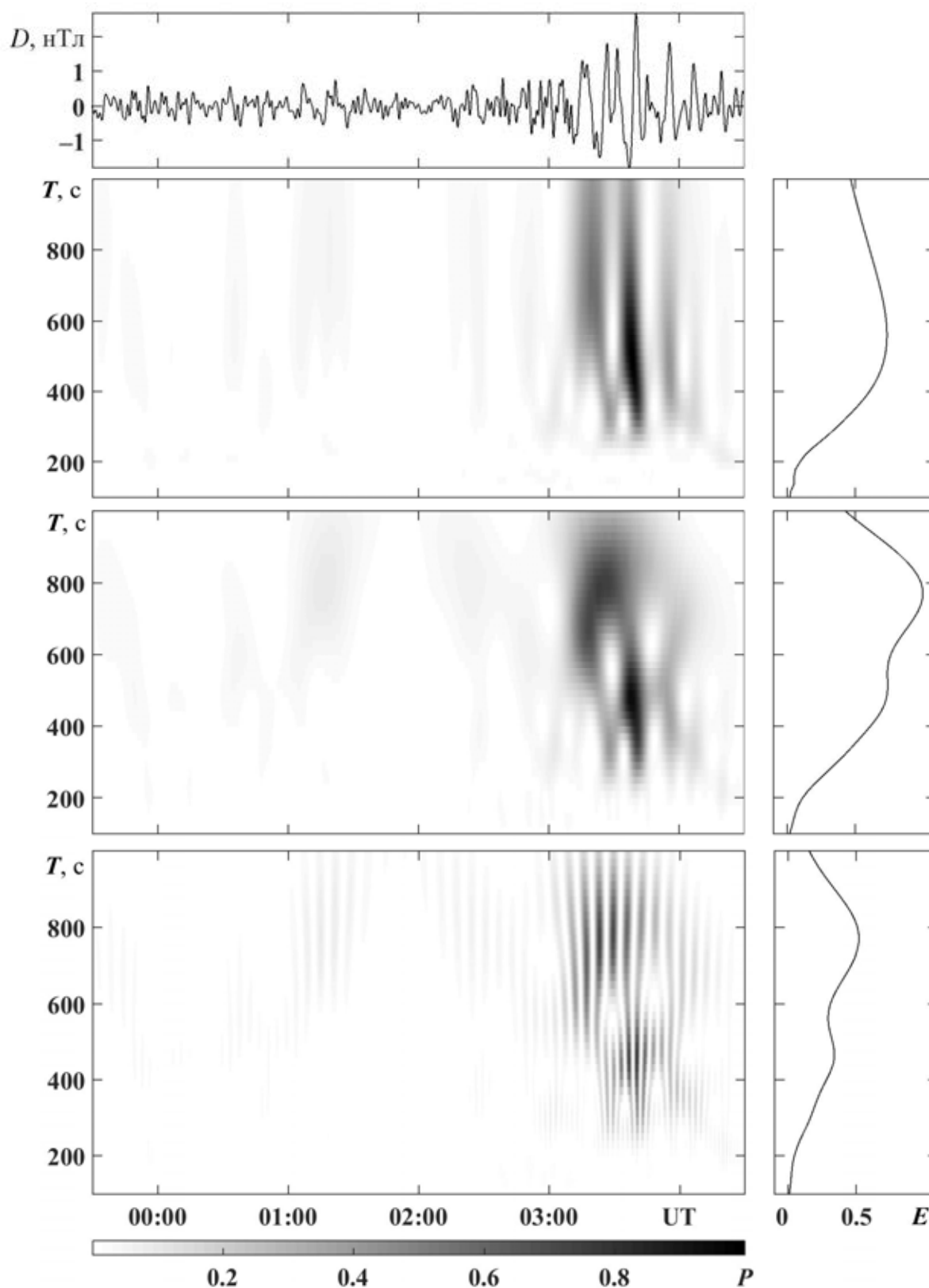
20 червня 2018 року флуктуації рівня  $H$ - і  $D$ -компонент були хаотичними, їхня амплітуда не перевищувала  $\sim 0.4$  і  $\sim 0.3$  нТл відповідно (див. рис. 4.2, 4.3). Приблизно з 03:00 і до 04:00 їх рівень збільшився до  $0.7 - 1.0$  і  $1.5 - 2.5$  нТл відповідно.

22 червня 2018 року варіації рівня обох компонентів були невідпорядкованими, амплітуда флуктуацій не перевищувала  $0.3 - 0.4$  і  $0.4 - 0.5$  нТл відповідно. В інтервалі часу 03:00 – 04:00 амплітуда варіацій обох компонентів збільшилася до  $0.6 - 0.8$  і  $2 - 4$  нТл відповідно (див. рис. 4.4, 4.5).

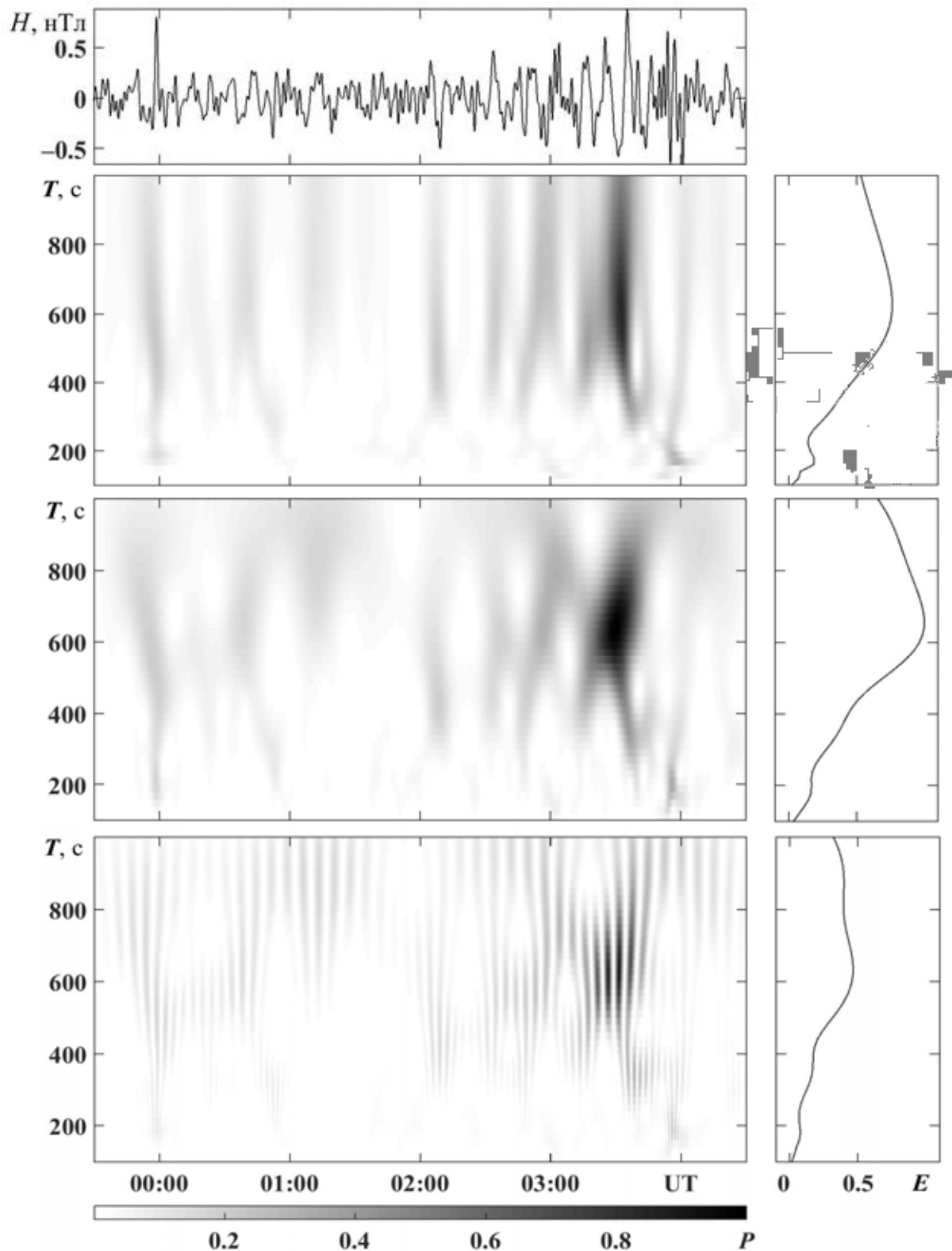
21 червня 2018 року характер варіацій рівня  $H$ - і  $D$ -компонент суттєво відрізнявся. В інтервалі часу 01:22 – 02:10 варіації стали більш впорядкованими (див. рис. 4.6, 4.7). Спочатку мало місце невелике збільшення рівня обох



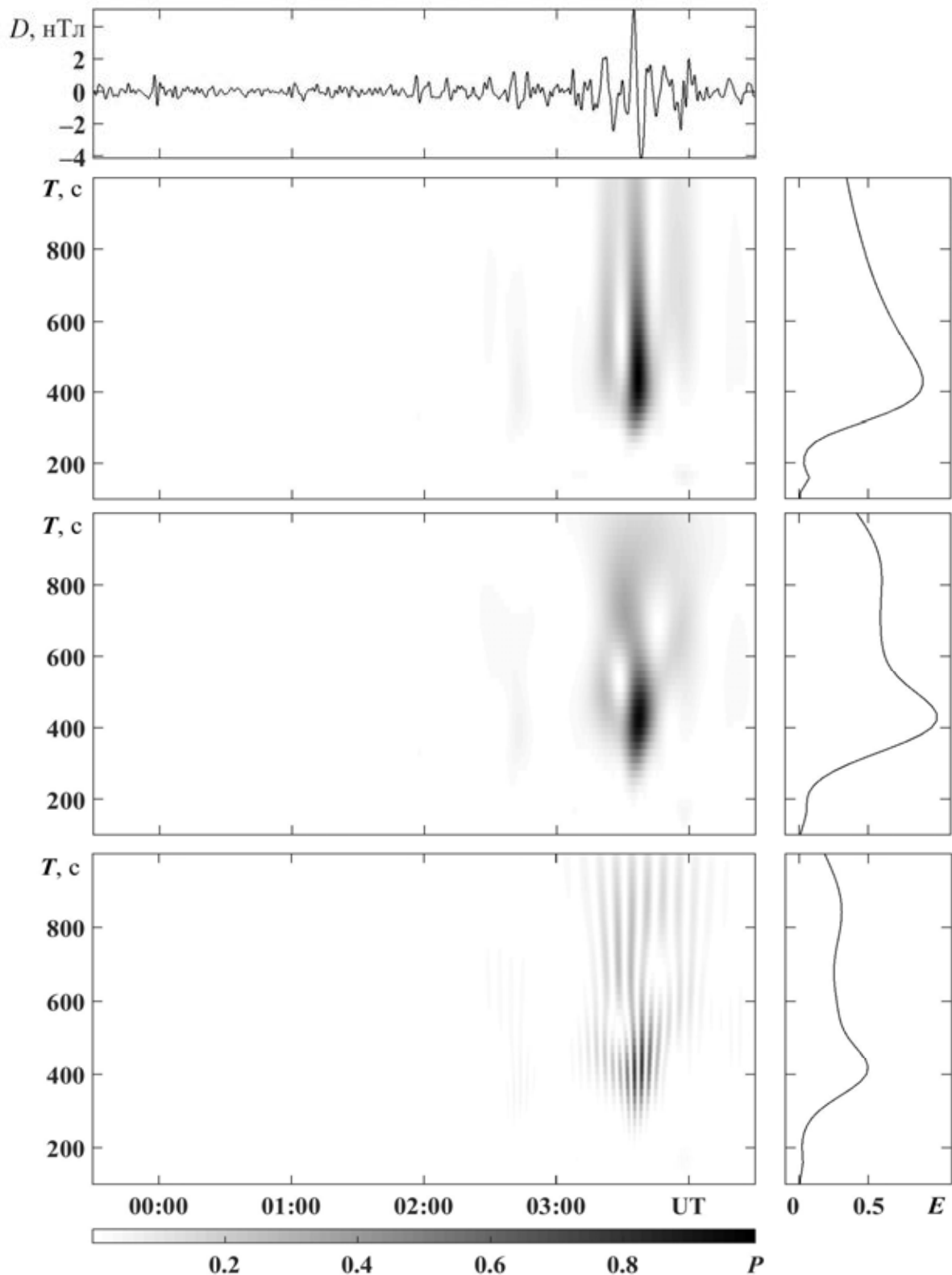
**Рис. 4.2.** Результати ССА магнітометричних даних (Н-компонента) для 19 – 20 червня 2018 року. Панелі зверху вниз: вихідні дані, результати віконного, адаптивного перетворення Фур'є та вейвлет-перетворення. Праворуч показано енергограми (розподіл енергії за періодами)



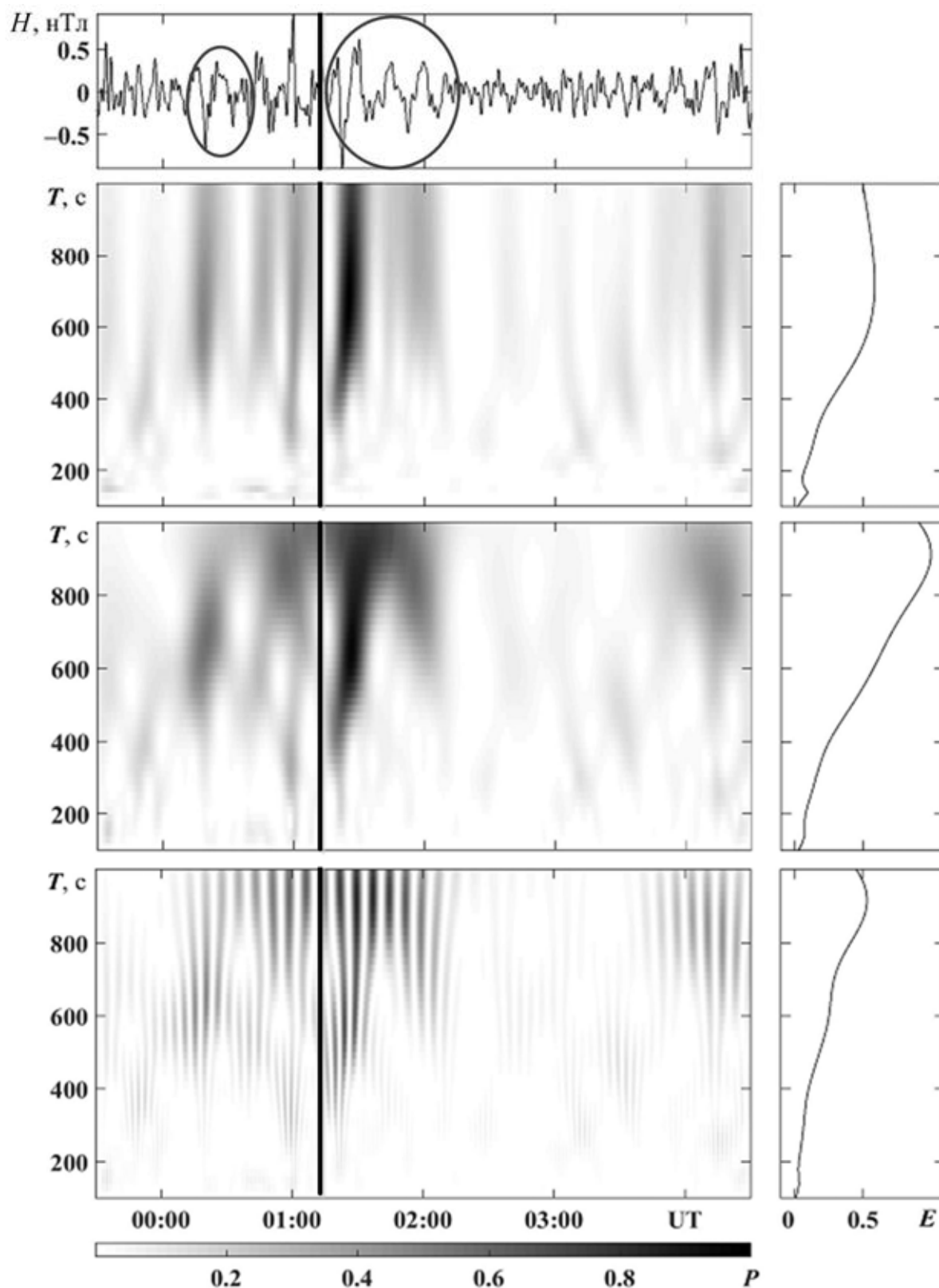
**Рис. 4.3.** Результати ССА магнітометричних даних (D-компонента) для 19 – 20 червня 2018 року. Панелі зверху вниз: вихідні дані, результати віконного, адаптивного перетворення Фур'є та вейвлет-перетворення. Праворуч показано енергограми (розподіл енергії за періодами)



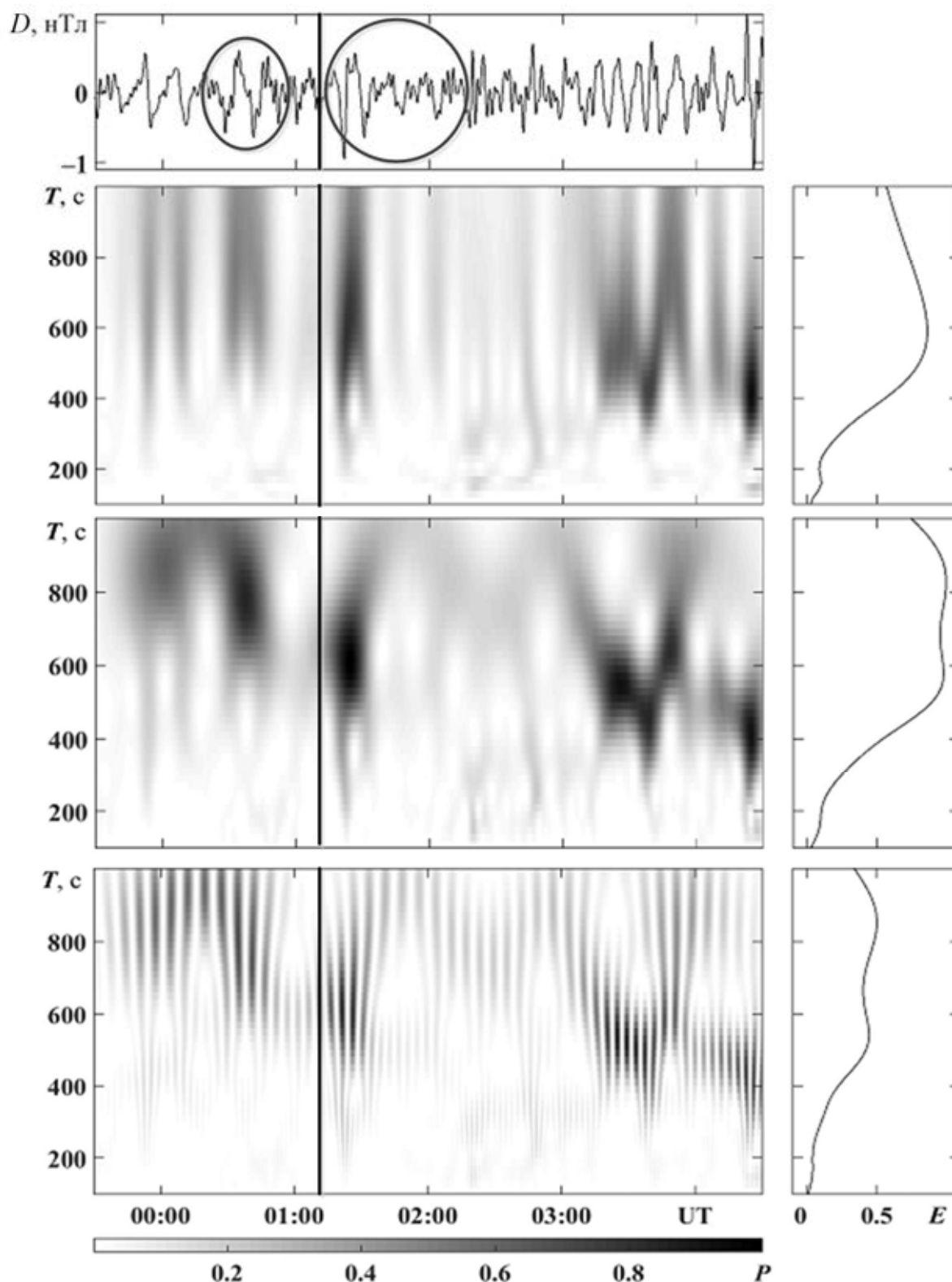
**Рис. 4.4.** Результати ССА магнітометричних даних ( $H$ -компонента) для 21 – 22 червня 2018 року. Панелі зверху вниз: вихідні дані, результати віконного, адаптивного перетворення Фур'є та вейвлет-перетворення. Праворуч показано енергограми (розподіл енергії за періодами)



**Рис. 4.5.** Результати ССА магнітометричних даних (Н-компонента) для 21 – 22 червня 2018 року. Панелі зверху вниз: вихідні дані, результати віконного, адаптивного перетворення Фур'є та вейвлет-перетворення. Праворуч показано енергограми (розподіл енергії за періодами)



**Рис. 4.6.** Результати ССА магнітометричних даних (H-компонента) для 20 – 21 червня 2018 року. Панелі зверху вниз: вихідні дані, результати віконного, адаптивного перетворення Фур'є та вейвлет-перетворення. Праворуч показано енергограми (розподіл енергії за періодами). Вертикальна лінія вказує на момент вибуху метеороїда. Еліпси відмічають передбачуваний ефект



**Рис. 4.7.** Результати ССА магнітометричних даних (D-компонента) для 20 – 21 червня 2018 року. Панелі зверху вниз: вихідні дані, результати віконного, адаптивного перетворення Фур'є та вейвлет-перетворення.

Праворуч показано енергограми (розподіл енергії за періодами).

Вертикальна лінія вказує на момент вибуху метеороїда.

Еліпси відмічають передбачуваний ефект

компонент, за ним послідувало його різке зменшення на  $\sim 1.5$  і  $\sim 1.2$  нТл для  $H$ - і  $D$ -компонент відповідно. За цим відмічалось 3 – 4 коливання з середнім періодом  $T \approx 15$  хв і поступово спадаючою амплітудою.

Додамо, що помітне збільшення рівня варіацій  $H$ -компоненти в інтервалі часу 03:00 – 04:00, подібне до збільшення в контрольні дні, було відсутнє. У той же час варіації рівня  $D$ -компоненти були квазіперіодичними з періодом  $T \approx 7 - 10$  хв і амплітудою  $\sim 0.6$  нТл.

## 4.5. РЕЗУЛЬТАТИ ТЕОРЕТИЧНИХ РОЗРАХУНКІВ

Розглянемо окремо магнітні ефекти магнітосфери та іоносфери.

### 4.5.1. Магнітний ефект магнітосфери

Перший магнітний ефект почав спостерігатися за 54 – 56 хв до вибуху метеороїда і тривав близько 15 – 20 хв. Механізм цього ефекту запропоновано у роботах автора [30, 31]. Він полягає в наступному.

Вторгнення метеороїда, що має величезний запас кінетичної енергії (близько 2.8 кт ТНТ), спричинило вибухоподібний вплив на магнітосферу Землі. При русі космічного тіла з кінетичною енергією  $E$  вздовж його траєкторії в плазмі без зіткнень відбувається витіснення геомагнітного поля. Область збурення геомагнітного поля за формою близька до форми циліндра завдовжки  $L_m$  і радіусом  $R_m$ . Тут  $L_m$  – характерний масштаб неоднорідності геомагнітного поля вздовж напрямку руху астероїда. Значення  $L_m$  можна оцінити з формули  $L_m \approx R_E L/3$ , де  $R_E \approx 6.4$  Мм – радіус Землі. Якщо припустити, що у розширенні області збурення геомагнітного поля брала участь вся енергія тіла, то радіус цієї області дається наступним співвідношенням:

$$R_m = \sqrt{\frac{\gamma_m - 1}{\gamma_m} \frac{E}{\pi p_m L_m}}, \quad (4.1)$$

де  $\gamma_m = 2$  – показник адіабати при радіальному розширенні магнітного поля,  $p_m$  – магнітний тиск. Для  $p_m$  справедливе наступне співвідношення:

$$p_m = \frac{B^2}{2\mu_0},$$

де  $B$  – незбурене значення індукції геомагнітного поля на заданій відстані від поверхні Землі або за певного значення параметра Мак-Ілвейна  $L$ ,  $\mu_0$  – магнітна стала.

Внаслідок пружності магнітних силових ліній виникають їх коливання з періодом

$$T = \frac{2R_m}{v_A}, \quad v_A = \frac{B}{\sqrt{\mu_0 N m_i}} = \frac{B}{\sqrt{\mu_0 \rho_i}},$$

де  $v_A$  – альвенівська швидкість,  $N$  – концентрація іонів,  $m_i$  – їх маса,  $\rho_i = Nm_i$  – густина плазми.

Характерний час радіального розширення магнітного поля для циліндричної моделі дається наступним співвідношенням:

$$t_{\text{exp}} = R_m^2 \left( \frac{\rho_i L_m}{E} \right)^{1/2}.$$

Модельні значення концентрації та густини іонів, індукція геомагнітного поля для широти  $50^\circ$ , запозичені з книги [39], наведені в табл. 4.1. У цій же таблиці представлені розрахункові значення  $v_A$ ,  $p_m$ ,  $R_m$ ,  $\Delta B$ ,  $t_{\text{exp}}$  і  $T$  при різних  $L_m$ , при  $L \geq 4$   $m_i \approx 1.7 \cdot 10^{-27}$  кг. Як показали розрахунки, швидкість  $v_A$  змінювалася від 8.1 до 1.6 тис. км/с, тиск  $p_m$  – у межах 300 – 0.2 мкПа, а розмір  $R_m$  – у межах 0.057 – 1.2 Мм при  $L \approx 3 - 10$  відповідно.

Радіальне розширення магнітних силових ліній означає витіснення магнітного поля з порожнини завдовжки  $L_m$  і діаметром  $2R_m$ . Це еквівалентно появі магнітного диполя відповідного розміру з індукцією магнітного поля  $B$ .

Таблиця 4.1

**Залежність модельних параметрів магнітосфери та розрахованих параметрів області збурення геомагнітного поля від параметра Мак-Ілвейна**

| $L$                     | 3                    | 4                    | 5                    | 6                    | 7                    | 8                    | 9                    | 10                   |
|-------------------------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|
| $L_m$ ,<br>Мм           | 6.4                  | 8.5                  | 10.7                 | 12.8                 | 14.9                 | 17.1                 | 19.2                 | 21.3                 |
| $B$ ,<br>мкТл           | 27.6                 | 12.5                 | 5.6                  | 3.5                  | 2.2                  | 1.4                  | 1.0                  | 0.7                  |
| $z$ , км                | $1.28 \cdot 10^4$    | $1.92 \cdot 10^4$    | $2.56 \cdot 10^4$    | $3.2 \cdot 10^4$     | $3.84 \cdot 10^4$    | $4.48 \cdot 10^4$    | $5.12 \cdot 10^4$    | $5.76 \cdot 10^4$    |
| $N$ , м $^{-3}$         | $4.4 \cdot 10^9$     | $1.35 \cdot 10^9$    | $8.4 \cdot 10^8$     | $4.5 \cdot 10^8$     | $3 \cdot 10^8$       | $2 \cdot 10^8$       | $1.5 \cdot 10^8$     | $10^8$               |
| $\rho_i$ ,<br>кг/м $^3$ | $9.2 \cdot 10^{-18}$ | $2.3 \cdot 10^{-18}$ | $1.4 \cdot 10^{-18}$ | $7.7 \cdot 10^{-19}$ | $5.1 \cdot 10^{-19}$ | $3.4 \cdot 10^{-19}$ | $2.6 \cdot 10^{-19}$ | $1.7 \cdot 10^{-19}$ |
| $v_A$ ,<br>км/с         | $8.1 \cdot 10^3$     | $7.4 \cdot 10^3$     | $4.2 \cdot 10^3$     | $3.6 \cdot 10^3$     | $2.8 \cdot 10^3$     | $2.2 \cdot 10^3$     | $1.8 \cdot 10^3$     | $1.6 \cdot 10^3$     |
| $p_m$ ,<br>мкПа         | 300                  | 63                   | 13                   | 4.9                  | 1.9                  | 0.8                  | 0.4                  | 0.2                  |
| $R_m$ , км              | 57                   | 108                  | 212                  | 316                  | 470                  | 676                  | 902                  | 1211                 |
| $\Delta B$ ,<br>нТл     | 0.55                 | 0.40                 | 0.38                 | 0.34                 | 0.33                 | 0.32                 | 0.31                 | 0.31                 |
| $t_{\text{exp}}$ , с    | $7.2 \cdot 10^{-3}$  | $1.5 \cdot 10^{-2}$  | $5.1 \cdot 10^{-2}$  | $9.2 \cdot 10^{-2}$  | 0.18                 | 0.32                 | 0.53                 | 0.81                 |
| $T$ , с                 | $1.4 \cdot 10^{-2}$  | $2.9 \cdot 10^{-2}$  | 0.10                 | 0.18                 | 0.33                 | 0.61                 | 1.0                  | 1.51                 |

Диполь генерує компоненти змінного магнітного поля, пропорційні  $r^{-1}$ ,  $r^{-2}$  і  $r^{-3}$ . При даних параметрах диполя головним членом є член, для якого

$$\Delta B = B \left( \frac{R_m}{r} \right)^2.$$

Оскільки час упередження  $\Delta t \approx 54 - 56$  хв, при середньому значенні 55 хв отримаємо, що  $r = v\Delta t \approx 47.5$  Мм, чому відповідає  $L \approx 8.4$ . При цьому  $B \approx 1.2$  мкТл, а  $\Delta B \approx 0.32$  нТл. Вважалося, що  $R_m \approx 800$  км (див. табл. 4.1). Отримане значення  $\Delta B$  близьке до спостережуваного (0.5 нТл). Відмінність, мабуть, пов'язана з тим, що при  $L \approx 8 - 9$  магнітне поле вже помітно відрізняється від дипольного.

Тривалість магнітного імпульсу оцінюється з наступного співвідношення:

$$\Delta T = \frac{L_m}{v}.$$

При  $L \approx 8.4$  маємо  $L_m \approx 18$  Мм. Тоді  $\Delta T \approx 1.25 \cdot 10^3$  с  $\approx 21$  хв. Це значення дуже близьке до спостережуваного значення (15 – 20 хв).

Зі співвідношення (4.1) для дипольної моделі геомагнітного поля випливає залежність масштабу  $R_m$  від відстані  $r$ :

$$R_m \sim \frac{1}{\sqrt{p_m L_m}} \sim \frac{1}{B \sqrt{L_m}} \sim \frac{r^3}{r^{1/2}} \sim r^{5/2}.$$

Тоді для збурень магнітного поля біля поверхні Землі маємо

$$\Delta B(r) = B(r) \left( \frac{R_m}{r} \right)^2 \propto \frac{1}{r^3} \cdot r^3.$$

У такому наближенні  $\Delta B$  від  $r$  практично не залежить.

При збільшенні  $L$ , однак, дипольне наближення для незбуреного геомагнітного поля все менше відповідає дійсності, а при  $L \approx 9 - 10$  взагалі стає несправедливим. При  $L > 6$  з підсонячної сторони  $B \sim \frac{1}{r^\alpha}$ , де за рахунок

стиснення силових ліній  $\alpha < 3$ . Тоді  $R_m \sim r^\alpha$ , а  $\Delta B(r) = \frac{1}{r^\alpha} \left( \frac{r^\alpha}{r} \right)^2 \propto r^{\alpha-2}$ . Видно,

що при  $2 < \alpha < 3$  зростання  $\Delta B(r)$  уповільнюється зі збільшенням  $r$ . Це означає, що при  $L > 6$  залежність величини збурення магнітного поля  $\Delta B$  від відстані була спадною зі збільшенням  $r$ . Отже, був оптимальний діапазон дальностей, де збурення  $\Delta B$  було максимальним. Цьому діапазону відповідали значення  $L \approx 8 - 9$ .

#### 4.5.2. Магнітний ефект іоносфери

Після вибуху метеороїда в атмосфері у збуренні геомагнітного поля спостерігався знакозмінний процес, який починався з двополярного (двофазного) імпульсу. Спочатку величина  $\Delta H$  збільшилася, а потім зменшилася порівняно з незбуреним значенням. Такі двополярні процеси

властиві вибуховим процесам: спочатку спостерігається фаза стиснення, а потім – фаза розрідження. Оскільки коливальна система має певну добротність, за цими фазами зазвичай реєструються затухаючі коливання. З цього випливає, що магнітний ефект, який спостерігався після вибуху метеороїда, пов'язаний з ударною хвилею від вибуху в атмосфері.

Політ та вибух метеороїда супроводжувався генерацією ударної хвилі у повітрі. Хвиля почала ефективно генеруватися на висотах  $z_m \approx 65 - 70$  км, на висоті вибуху  $z_e \approx 27$  км процес генерації закінчився. Тоді тривалість ударної хвилі

$$\tau \approx \frac{z_m - z_e}{v_s}, \quad (4.2)$$

де  $v_s \approx 0.3$  км/с – швидкість звуку. З (4.2) маємо, що  $\tau \approx 127 - 143$  с. Після проходження фази стиснення тривалістю  $\tau$  має місце фаза розрідження приблизно такої ж тривалості. Тоді загальна тривалість збурення у повітрі становить  $\Delta T_0 \approx 2\tau$ . За рахунок дисперсії тривалість збурення зростає. Згідно з роботою [40],

$$\Delta T \approx \Delta T_0 \left( \frac{\Delta z}{R_e} \right)^{1/4}, \quad (4.3)$$

де  $R_e$  – поперечний розмір (радіус) ударної хвилі,  $\Delta z = z - z_e$ . Для нього справедливе наступне співвідношення (див., наприклад, [41, 42]):

$$R_e = \sqrt{\frac{E_L}{\pi p(z_e)}} = \sqrt{\frac{E}{\pi p(z_e) L_e}}, \quad (4.4)$$

де  $E_L = E/L_e$  – погонна густина енергії метеороїда,  $L_e \approx H/2$  – ефективна довжина області вибуху,  $H \approx 7.5$  км – приведена висота атмосфери,  $p(z_e) \approx 2.7 \cdot 10^3$  Па – тиск атмосфери на висоті вибуху. З (4.4) випливає, що  $R_e \approx 0.6$  км.

Результати розрахунку  $\Delta T$  за співвідношенням (4.3) наведено в табл. 4.2. З табл. 4.2 видно, що на висотах динамо-області іоносфери, яка відповідальна за генерацію спостережуваного магнітного ефекту,  $\Delta T \approx 14 - 17$  хв. Це значення дуже близьке до значення  $\Delta T \approx 15 - 20$  хв, отриманого зі спостереження геомагнітного ефекту.

Таблиця 4.2

#### Висотна залежність надлишкового тиску в ударній хвилі та її тривалість

| $z$ , км        | 30               | 40                  | 50                  | 60                | 70                  | 80          | 90                  | 100               | 110                 | 120                 |
|-----------------|------------------|---------------------|---------------------|-------------------|---------------------|-------------|---------------------|-------------------|---------------------|---------------------|
| $\Delta p/p$    | 0.10             | $3.6 \cdot 10^{-2}$ | $3.7 \cdot 10^{-2}$ | $5 \cdot 10^{-2}$ | $6.7 \cdot 10^{-2}$ | 0.11        | 0.18                | 0.30              | 0.53                | 0.85                |
| $\Delta p$ , Па | 180              | 19.4                | 2.6                 | 0.5               | 0.2                 | 0.1         | $5.5 \cdot 10^{-2}$ | $3 \cdot 10^{-2}$ | $1.6 \cdot 10^{-2}$ | $8.5 \cdot 10^{-3}$ |
| $p_0$ , Па      | $1.8 \cdot 10^3$ | $5.4 \cdot 10^2$    | 70                  | 10                | 3                   | 1           | 0.3                 | 0.1               | 0.03                | 0.01                |
| $\Delta T$ , хв | 6.3 – 7.2        | 9.1 – 10.3          | 10.5 – 11.9         | 11.5 – 13.0       | 12.3 – 13.9         | 13.0 – 14.4 | 13.5 – 15.3         | 14.0 – 15.8       | 14.5 – 16.4         | 14.9 – 16.8         |

Розглянемо далі висотну залежність надлишкового тиску  $\Delta p$  в ударній хвилі. Зі співвідношення для відносного надлишкового тиску  $\Delta p/p$ , наведеного в роботі [40], при  $\Delta z \gg R_e$  отримаємо (див., наприклад, [41, 42])

$$\frac{\Delta p}{p} \approx 0.3 \left( \frac{R_e}{\Delta z} \right)^{3/4} e^{\Delta z/2H}.$$

Експоненціальний множник відбиває той факт, що в атмосфері  $p \sim \exp(-z/H)$ , а  $\Delta p \sim \exp(-z/2H)$ . Результати розрахунку  $\Delta p/p$  і  $\Delta p$  також наведені в табл. 4.2. З таблиці видно, що значення  $\Delta p/p$  при віддаленні від джерела спочатку зменшуються, а потім внаслідок падіння з висотою тиску в атмосфері  $p$  збільшуються і досягають на висотах динамо-області іоносфери значень 0.6 – 1.6. Реально ці значення суттєво менші, оскільки не враховувалися нелінійні ефекти, що призводять до поступового згасання ударної хвилі при  $\Delta p/p > 0.1 - 0.2$ . З цієї причини на висотах  $z \approx 70 - 150$  км  $\Delta p/p$  реально не перевищує 0.10 – 0.15.

Ударна хвиля на висотах іоносфери призводила до збурення концентрації електронів  $N$ . При цьому грубо можна вважати, що  $\Delta N/N \approx \Delta p/p$ . Тоді на висотах динамо-області  $\Delta N/N \approx 0.10 - 0.15$ . Збурення концентрації електронів супроводжується збуренням густини іоносферного струму в динамо-області іоносфери [24, 32, 43 – 45]

$$\Delta j = j_0 \frac{\Delta N}{N}, \quad (4.5)$$

де  $j_0$  – незбурене значення густини іоносферного струму. Поява імпульсу струму призводить до збурення індукції магнітного поля. Згідно з рівнянням Максвелла

$$\text{rot} \mathbf{B} = \mu_0 \Delta \mathbf{j}, \quad (4.6)$$

де  $\mu_0$  – магнітна стала. З (4.6) з урахуванням (4.5) впливає оцінка магнітного ефекту

$$\Delta B \approx \mu_0 j_0 \Delta z_j \frac{\Delta N}{N}, \quad (4.7)$$

де  $\Delta z_j$  – товщина динамо-області. Вважаючи в (4.7)  $j_0 \approx 10^{-7}$  А/м<sup>2</sup> (ранковий час),  $\Delta z_j \approx 30$  км,  $\Delta N/N \approx 0.10 - 0.15$ , отримаємо, що  $\Delta B \approx 1.1 - 1.7$  нТл. Отримане значення  $\Delta B \approx 0.38 - 0.57$  нТл, що помітно менше спостережуваного значення ( $\sim 1.2 - 1.5$  нТл).

За рахунок динамо-ефекту АГХ маємо  $j = eNv_w$  та  $\Delta B = \mu_0 j \Delta z$ . Для  $N \approx 6 \cdot 10^9$  м<sup>-3</sup>,  $v_w = v_s \Delta p/p \approx 30 - 45$  м/с отримуємо  $\Delta B \approx 1 - 1.5$  нТл, що практично не відрізняється від результатів спостережень (1.2 – 1.5 нТл).

Оцінимо швидкість  $v_m$  поширення магнітного збурення. Час запізнювання  $\Delta t \approx 400$  с збурення формується з трьох складових: часу  $\Delta t_1$  поширення ударної

хвилі до динамо-області, часу  $\Delta t_2$  становлення збурень концентрації електронів і часу  $\Delta t_3$  поширення збурення з області генерації до місця спостереження.

При середній висоті динамо-області  $z_d \approx 120$  км, висоті вибуху  $z_e \approx 27$  км, середній швидкості ударної хвилі  $v_s \approx 0.35$  км/с маємо

$$\Delta t_1 = \frac{z_d - z_e}{v_s} \approx 266 \text{ хв.}$$

Час становлення

$$\Delta t_2 = \frac{1}{2\alpha_r N},$$

де  $\alpha_r = 3 \cdot 10^{-13} \text{ м}^3 \cdot \text{с}^{-1}$  – коефіцієнт рекомбінації електронів з молекулярними іонами. При  $N \approx 1.7 \cdot 10^{10} \text{ м}^{-3}$  маємо  $\Delta t_2 \approx 98$  с. Тоді  $\Delta t_3 = \Delta t - \Delta t_1 - \Delta t_2 = 36$  с.

При  $r \approx 360$  км і  $\Delta t_3 = 36$  с отримаємо  $v_m \approx 10$  км/с. Таку швидкість має магнітний звук і повільні МГД хвилі [43, 46, 47].

#### 4.6. ОБГОВОРЕННЯ РЕЗУЛЬТАТІВ

Звернемо увагу на те, що магнітометр-флюксометр реєструє похідні від рівня горизонтальних компонентів магнітного поля. Тому число пелюсток (напівхвиль) у спостережуваних варіаціях подвоюється в порівнянні з числом пелюсток у вихідних варіаціях рівня геомагнітного поля.

Вибуховим процесам властиві наступні варіації. Спочатку спостерігається позитивний сплеск, що відповідає за фазу стиснення. Потім має місце різкий перехід до негативного сплеску, що відповідає за фазу розрідження. При кінцевому значенні добротності коливальної системи спостерігаються також 1.5 – 2 згасаючі коливання. Похідні від рівня компонентів при цьому будуть здійснювати 6 – 7 знакозмінних варіацій, що і спостерігалось в реєстраціях (див. рис. 4.6, 4.7).

Для оцінки основних параметрів магнітного ефекту магнітосфери залучено модель збурення магнітного поля, в основі якої лежить витіснення магнітних силових ліній при вибухоподібному впливі метеороїда на магнітосферу. Цей вплив еквівалентний появі магнітного диполя з поперечним розміром  $R_m$  і поздовжнім розміром  $L_m$ . При малих значеннях параметра Мак-Ілвейна  $L$ , тобто поблизу поверхні Землі, значення  $R_m$  занадто малі й ефективність магнітного диполя незначна. При занадто великих  $L$  значення магнітного поля, що витісняється, також малі й ефективність диполя також незначна. Тому для даної кінетичної енергії метеороїда є оптимальні значення  $L_o \approx 8 - 9$  і  $r_o \approx 51.2 - 57.6$  Мм. Вони ж і визначають час упередження магнітного ефекту магнітосфери. За оцінками,  $\Delta t \approx R_E(L_o - 1)/v \approx 52 - 59$  хв, що дуже близько до спостережуваного часу упередження (54 – 56 хв).

Тривалість магнітного ефекту магнітосфери  $\Delta T = L_m/v$ . При  $L_m \approx R_{ELo}/3 \approx 17 - 19$  Мм і  $v \approx 14.4$  км/с маємо  $\Delta T \approx 20 - 22$  хв. За даними спостережень  $\Delta T \approx 15 - 20$  хв.

За оцінками  $\Delta B \approx 0.5$  нТл, що за порядком величини близько до спостережуваного значення  $\Delta B \approx 0.34$  нТл.

Для оцінки основних параметрів магнітного ефекту іоносфери використано модель, в основі якої лежить вплив ударної хвилі на параметри атмосфери та іоносфери на висотах динамо-області іоносфери ( $\sim 100 - 150$  км). При цьому час запізнювання магнітного ефекту визначався часом поширення ударної хвилі до динамо-області іоносфери, часом становлення концентрації електронів і часом поширення магнітного збурення. За розрахунками, цей час був  $\sim 6$  хв, що практично збіглося зі спостережуваним часом запізнювання.

Тривалість магнітного ефекту іоносфери визначалася тривалістю дії ударної хвилі, яка за розрахунками була не менше  $\sim 15 - 20$  хв, а за даними спостережень – декількох десятків хвилин.

Динамо-ефект АГХ у струмовому струмені призвів до розрахункового значення амплітуди магнітного ефекту іоносфери  $\sim 1.0 - 1.5$  нТл, що дуже близько до спостережуваного значення –  $1.2 - 1.5$  нТл.

Результати цієї роботи добре узгоджуються з теоретичними прогнозами магнітного ефекту Липецького метеороїда [44, 45] (див. також розділ 3).

Таким чином, адекватність використовуваних моделей для пояснення магнітних ефектів магнітосфери й іоносфери, відповідність результатів розрахунків результатам спостережень свідчать про те, що виявлені та описані магнітні ефекти дійсно викликані підльотом та вибухом Липецького метеороїда.

Варіації рівня магнітних компонентів в інтервалі часу 03:00 – 04:00, швидше за все, викликані генерацією АГХ ранковим сонячним термінатором. Ці хвилі на висотах іоносфери модулюють за квазіперіодичним законом концентрацію електронів, а значить, і густину електричного струму в динамо-області. Варіації останнього слугують джерелом спостережуваних магнітних збурень. Примітно, що у день падіння Липецького метеороїда збурення рівня  $H$ -компоненти в інтервалі часу 03:00 – 04:00 були відсутні.

## 4.7. ОСНОВНІ РЕЗУЛЬТАТИ

1. З використанням високочутливого магнітометра-флюксометра, розміщеного в Магнітометричній обсерваторії ХНУ імені В. Н. Каразіна (поблизу м. Харків, Україна), проведено спостереження за варіаціями горизонтальних компонентів геомагнітного поля в день падіння (21 червня 2018 року) метеороїда чотириметрового розміру поблизу м. Липецьк (Російська Федерація) та у контрольні дні. Відстань між епіцентром вибуху та обсерваторією становила 360 км.

2. Виявлено магнітний ефект магнітосфери, який полягає у виникненні специфічних (властивих вибуховим процесам) варіацій рівня геомагнітного поля за 54 – 56 хв до вибуху метеороїда в атмосфері Землі (висота  $\sim 27$  км). Амплітуда збурень становила  $\sim 0.5 - 1$  нТл, а тривалість – 15 – 20 хв.

3. Запропоновано фізичний механізм магнітного ефекту магнітосфери, який полягає у генерації магнітного збурення еквівалентним магнітним диполем. Диполь утворений внаслідок витіснення магнітного поля вибухоподібним вторгненням метеороїда до магнітосфери. Результати моделювання добре узгоджуються з результатами спостережень.

4. Виявлено магнітний ефект іоносфери. Він полягає у виникненні знакозмінних варіацій рівня геомагнітного поля приблизно через 6 хв після вибуху метеороїда. Амплітуда збурення становила  $\sim 1.2 - 1.5$  нТл, а тривалість – десятки хвилин.

5. Запропоновано фізичний механізм магнітного ефекту, в основі якого лежить ударна хвиля від метеороїда. Досягши за 4 – 5 хв динамо-області іоносфери, ударна хвиля викликала знакозмінні (властиві вибуховим процесам) варіації атмосферного тиску і, як наслідок, концентрації електронів, густини іоносферного струму і, зрештою, спостережувані варіації рівня геомагнітного поля. Результати моделювання добре відповідають результатам спостережень. Головним був динамо-ефект АГХ (ударної хвилі).

6. Продемонстровано, що космічні тіла з початковою кінетичною енергією  $\sim 10^{13}$  Дж викликають реєстровані збурення магнітного поля як під час руху в магнітосфері, так і їх вибуху в нижній атмосфері.

### *Література до розділу 4*

1. Калашников А. Г. О наблюдении магнитного эффекта метеоров индукционным методом / А. Г. Калашников // ДАН СССР. – 1949. – Т. 66, № 3. – С. 373 – 376.
2. Калашников А. Г. Магнитный эффект метеоров / А. Г. Калашников // Изв. АН СССР. Сер. геофиз. – 1952. – Вып. 6. – С. 7 – 20.
3. Астапович И. С. Метеорные явления в атмосфере Земли / И. С. Астапович. – М.: Физматгиз, 1958. – 634 с.
4. Катастрофические воздействия космических тел / Под ред. В. В. Адушкина и И. В. Немчинова. – М.: Академкнига, 2005. – 310 с.
5. Catastrophic Events Caused by Cosmic Objects / V. Adushkin, I. Nemchinov (Eds.) // Comprehensive overview of the threat posed by the impact of an asteroid or comet on Earth, 2008. – XI + 357 p. doi: 10.1007/978-1-4020-6452-4.
6. Черногор Л. Ф. Магнито-ионосферные эффекты метеороидного плюма / Л. Ф. Черногор // Геомагнетизм и аэрономия. – 2018. – Т. 58, № 1. – С. 125 – 132.
7. Chernogor L. F. Magnetic and Ionospheric Effects of a Meteoroid Plume / L. F. Chernogor // Geomagnetism and Aeronomy. – 2018. – V. 58, № 1. – P. 119 – 126.
8. Иванов К. Г. Геомагнитные явления, наблюдавшиеся на Иркутской магнитной обсерватории вслед за взрывом Тунгусского метеорита / К. Г. Иванов // Метеоритика. – 1961. – Вып. 21. – С. 46 – 48.

9. Иванов К. Г. Геомагнитные эффекты взрывов в нижней атмосфере / К. Г. Иванов // Геомагнетизм и аэрономия. – 1962. – Т. 2, № 1. – С. 153 – 160.
10. Иванов К. Г. Геомагнитный эффект Тунгусского падения / К. Г. Иванов // Метеоритика. – 1964. – Вып. 24. – С. 141 – 151.
11. Иванов К. Г. Еще раз о проблеме моделирования геомагнитного эффекта Тунгусского падения / К. Г. Иванов // Геомагнетизм и аэрономия. – 2002. – Т. 42, № 6. – С. 857 – 858.
12. Иванов К. Г. О причине последующих изменений поля в геомагнитном эффекте Тунгусского метеорита / К. Г. Иванов // Геомагнетизм и аэрономия. – 1961. – Т. 1, № 4. – С. 616 – 618.
13. Идлис Г. М. О кометной природе Тунгусского метеорита / Г. М. Идлис, З. В. Карягина // Метеоритика. – 1961. – Вып. 21. – С. 32 – 43.
14. Бронштэн В. А. Тунгусский метеорит: история исследования / В. А. Бронштэн. – М.: А. Д. Сельянов (изд.), 2000. – 322 с.
15. Бронштэн В. А. Магнитный эффект Тунгусского метеорита / В. А. Бронштэн // Геомагнетизм и аэрономия. – 2002. – Т. 42, № 6. – С. 854 – 856.
16. Гольдин В. Д. Об интерпретации некоторых геофизических явлений, сопровождавших падение Тунгусского метеорита / В. Д. Гольдин // Космическое вещество и Земля. – Новосибирск: Наука. Сиб. отд., 1986. – С. 44 – 62.
17. Золотов А. В. Проблема Тунгусской катастрофы 1908 г. / А. В. Золотов. – Минск: Наука и техника, 1969. – 202 с.
18. Ковалевский А. Ф. К вопросу о механизме геомагнитных эффектов крупных взрывов / А. Ф. Ковалевский // Труды Сибирского физико-технического института при Томском университете. – 1962. – Вып. 41. – С. 87 – 91.
19. Ковалевский А. Ф. Магнитный эффект взрыва Тунгусского метеорита / А. Ф. Ковалевский // Проблема Тунгусского метеорита. Томск: ТГУ. – 1963. – С. 187 – 194.
20. Обашев Г. О. О геомагнитном эффекте Тунгусского метеорита / Г. О. Обашев // Метеоритика. – 1961. – Вып. 21. – С. 49 – 52.
21. Ковалев А. Т. Ионосферные и магнитосферные возмущения в результате падения небольших комет и астероидов / А. Т. Ковалев // Астрономический вестник. – 2006. – Т. 40, № 1. – С. 65 – 76.
22. The flux of small near-Earth objects colliding with the Earth / P. Brown, R. E. Spalding, D. O. ReVelle [et al.] // Nature. – 2002. – V. 420. – P. 294 – 296.
23. Черногор Л. Ф. Плазменные, электромагнитные и акустические эффекты метеорита «Челябинск» / Л. Ф. Черногор // Инженерная физика. – 2013. – № 8. – С. 23 – 40.
24. Черногор Л. Ф. Физика и экология катастроф / Л. Ф. Черногор. – Х.: ХНУ имени В. Н. Каразина, 2012. – 556 с.
25. Черногор Л. Ф. Возмущения в геокосмосе, сопровождавшие падение метеорита «Челябинск» / Л. Ф. Черногор, К. П. Гармаш // Радиофизика и радиоастрономия. – 2013. – Т. 18, № 3. – С. 47 – 54.
26. Черногор Л. Ф. Крупномасштабные возмущения магнитного поля Земли, сопровождавшие падение Челябинского метеороида / Л. Ф. Черногор // Радиофизика и электроника. 2013. – Т. 4(18), № 3. – С. 47 – 54.
27. Черногор Л. Ф. Основные физические явления при пролете Челябинского космического тела // Астероиды и кометы. Челябинское событие и изучение

- падения метеорита в озеро Чебаркуль: Материалы международной научно-практической конференции (Чебаркуль 21–22 июня 2013 г.) / Науч. ред. В. А. Алексеев, А. В. Орлов, С. Г. Захаров, Е. В. Сюткина. – Челябинск: Край Ра, 2013. – С. 148 – 152.
28. Черногор Л. Ф. Эффекты Челябинского метеороида в геомагнитном поле / Л. Ф. Черногор // Геомагнетизм и аэронавигация. – 2014. – Т. 54, № 5. – С. 658 – 669.
29. Chernogor L. F. Geomagnetic field effects of the Chelyabinsk meteoroid / L. F. Chernogor // Geomagnetism and Aeronomy. – 2014. – V. 54, № 5. – P. 613 – 624.
30. Черногор Л. Ф. Эффекты в магнитосфере при подлете Челябинского метеороида / Л. Ф. Черногор // Геомагнетизм и аэронавигация. – 2018. – Т. 58, № 2. – С. 267 – 280.
31. Chernogor L. F. Magnetospheric Effects during the Approach of the Chelyabinsk Meteoroid / L. F. Chernogor // Geomagnetism and Aeronomy. – 2018. – V. 58, № 2. – P. 252 – 265.
32. Черногор Л. Ф. Колебания геомагнитного поля, вызванные пролетом Витимского болида 24 сентября 2002 г. / Л. Ф. Черногор // Геомагнетизм и аэронавигация. – 2011. – Т. 51, № 1. – С. 119 – 132.
33. Chernogor L. F. Oscillations of the Geomagnetic Field Caused by the Flight of Vitim Bolide on September 24, 2002 / L. F. Chernogor // Geomagnetism and Aeronomy. – 2011. – V. 51, № 1. – P. 116 – 130.
34. Черногор Л. Ф. Геомагнітні варіації, викликані прольотом і вибухом Липецького метеороїда: результати вимірювань / Л. Ф. Черногор // Кінематика і фізика небесних тіл. – 2020. – Т. 36, № 2. – С. 58 – 81.
35. Chernogor L. F. Geomagnetic Variations Caused by the Lipetsk Meteoroid's Passage and Explosion: Measurement Results / L. F. Chernogor // Kinematics and Physics of Celestial Bodies. – 2020. – V. 36, № 2. – P. 79 – 93.
36. Радиофизическая обсерватория Харьковского национального университета имени В. Н. Каразина – средство для мониторинга ионосферы в космических экспериментах / Л. Ф. Черногор, К. П. Гармаш, В. А. Поднос, О. Ф. Тырнов // Космический проект «Ионосат-Микро». – К.: Академперіодика, 2013. – С. 160 – 182.
37. Черногор Л. Ф. Современные методы спектрального анализа квазипериодических и волновых процессов в ионосфере: особенности и результаты экспериментов / Л. Ф. Черногор // Геомагнетизм и аэронавигация. – 2008. – Т. 48, № 5. – С. 681 – 702.
38. Space Weather Prediction Center National Oceanic and Atmospheric Administration: <ftp://ftp.swpc.noaa.gov/pub/lists/ace2> / Дата обращения: 18.02.2019.
39. Молчанов О. А. Низкочастотные волны и индуцированные излучения в околоземной плазме / О. А. Молчанов. – М.: Наука, 1985. – 224 с.
40. Infrasound monitoring for atmospheric studies // A. Le Pichon, E. Blanc, A. Hauchecorne (Eds.) – Dordrecht Heidelberg London New York: Springer, 2010. – 734 p.
41. Черногор Л. Ф. Параметры акустических сигналов, сгенерированных атмосферным взрывом метеороида над Румынией 7 января 2015 г. / Л. Ф. Черногор // Астрономический вестник. – 2018. – Вып. 52, № 3. – С. 201 – 212.

42. 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. – V. 52, № 3. – P. 206 – 222.
43. Черногор Л. Ф. Радиофизические и геомагнитные эффекты стартов ракет / Л. Ф. Черногор. – Х.: ХНУ имени В. Н. Каразина, 2009. – 386 с.
44. Черногор Л. Ф. Физические эффекты Липецкого метеороида. 3 / Л. Ф. Черногор // *Кинематика и физика небесных тел*. – 2019. – Т. 35, № 6. – С. 34 – 61.
45. Chernogor L. F. Physical Effects of the Lipetsk Meteoroid: 3 / L. F. Chernogor // *Kinematics and Physics of Celestial Bodies*. – 2019. – V. 35, № 6. – P. 271 – 285.
46. Сорокин В. М. Физика медленных МГД-волн в ионосферной плазме / В. М. Сорокин, Г. В. Федорович. – М.: Энергоиздат, 1982. – 136 с.
47. 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, New York: CRC Press. Taylor & Francis Group, 2013. – 542 p.



## РОЗДІЛ 5

### *ГЕОМАГНІТНИЙ ЕФЕКТ ЛИПЕЦЬКОГО МЕТЕОРОЇДА*

#### 5.1. ЗАГАЛЬНІ ВІДОМОСТІ

Як вже зазначалося у розділі 4, до теперішнього часу немає єдиної думки про головний механізм магнітного ефекту, що викликається великими космічними тілами. Це пов'язано насамперед з відсутністю даних спостережень, точніше з їхньою малою кількістю. Раніше дослідники мали в своєму розпорядженні виміри геомагнітного ефекту Тунгуського тіла. Подібні до цього тіла метеороїди, однак, вторгаються до земної атмосфери дуже рідко – один раз у 300 – 1000 років [1]. Тіла діаметром 10 – 20 м стикаються із Землею лише раз на 10 – 100 років відповідно [1, 2]. Такою була унікальна подія, яка отримала назву Челябінського метеороїда.

Магнітний ефект Челябінського космічного тіла описано автором [3 – 7]. У цих роботах теоретично оцінено магнітний ефект, проведено аналіз часових варіацій компонентів геомагнітного поля, зареєстрованих в обсерваторіях Алма-Ата, Київ, Львів, Новосибірськ і Харків. Вперше виявлено квазіперіодичні варіації горизонтальної компоненти геомагнітного поля в діапазоні періодів 30 – 40 хв та амплітудою 0.5 – 2 нТл на відстанях  $r \approx 2.7 - 1.2$  Мм відповідно тривалістю 2 – 3 год.

У роботах [8, 9] проаналізовано часові варіації горизонтальних компонентів геомагнітного поля, зареєстровані в обсерваторіях Алма-Ата, Арті, Борок, Київ, Львів, Новосибірськ, Харків та Якутськ, які супроводжували політ Челябінського космічного тіла у магнітосфері. Вперше виявлено магнітосферний ефект метеороїда, який спостерігався у варіаціях магнітного поля за 33 – 47 мхв до вибуху Челябінського метеороїда. Як виявилось, тривалість ефекту становила 25 – 35 хв, а амплітуда аперіодичних збурень – 1 – 6 нТл. Автором [8, 9] запропоновано модель генерації аперіодичних, квазіперіодичних і шумоподібних варіацій геомагнітного поля, викликаних взаємодією підлітаючого метеороїда з магнітосферою.

Ефект геомагнітних пульсацій метеороїдів обговорюється у роботах [10, 11]. Представляє значний теоретичний і практичний інтерес аналіз результатів спостережень магнітного ефекту падіння будь-якого космічного тіла з розміром не менше 1 м. Один з головних механізмів геомагнітного ефекту досить великих метеороїдів обговорюється у роботах [12 – 16].

Мета цього розділу – виклад результатів аналізу варіацій магнітного поля, що виникли під час руху Липецького метеороїда в магнітосфері та атмосфері Землі, оцінка та обговорення магнітного ефекту і його механізмів.

Результати цього розділу опубліковані у роботах автора [17, 18].

## 5.2. ЗАСОБИ ТА МЕТОДИ

Для аналізу часових варіацій компонент геомагнітного поля залучалися дані мережі «*Intermagnet*», отримані в обсерваторіях Київ (Україна), Борок, Санкт-Петербург (Російська Федерація), Хель (Польща), Арті, Новосибірськ (Російська Федерація), Алма-Ата (Республіка Казахстан), Іркутськ (Російська Федерація) (табл. 5.1). Відстань  $r$  між місцем вибуху метеороїда та обсерваторією змінювалася в межах 0.584 до 4.324 Мм. Часове розрізнення – 1 хв, мінімальне значення рівня флуктуацій компонент геомагнітного поля –  $\sim 0.1$  нТл.

Таблиця 5.1

**Основні відомості про обсерваторії та параметри магнітного ефекту Липецького метеороїда**

| Обсерваторія    | Координати обсерваторії | Відстань $r$ , Мм | $\Delta H$ , нТл | $\Delta t$ , хв | $v'$ , км/с | $\Delta T$ , хв |
|-----------------|-------------------------|-------------------|------------------|-----------------|-------------|-----------------|
| Київ            | 50.72°N,<br>30.3°E      | 0.584             | 1.2              | 7 – 8           | 6.5 – 19.4  | 15 – 20         |
| Борок           | 58.07°N,<br>38.23°E     | 0.586             | 3.75             | 7 – 8           | 6.5 – 19.4  | 15 – 20         |
| Санкт-Петербург | 60.542°N,<br>29.716°E   | 1                 | 3.3 – 3.5        | 7 – 9           | 6.7 – 33.3  | 15 – 17         |
| Хель            | 54.61°N,<br>18.82°E     | 1.28              | 2.0              | 8 – 10          | 6.1 – 14.2  | 15              |
| Арті            | 56.433°N,<br>58.567°E   | 1.37              | 1.9              | 8 – 9           | 9.1 – 15.2  | 15 – 17         |
| Новосибірськ    | 54.85°N,<br>83.23°E     | 2.919             | $\sim 1$         | 11 – 13         | 7.5 – 10.8  | 15 – 17         |
| Алма-Ата        | 43.2°N,<br>76.9°E       | 3.034             | 1.6              | 11 – 13         | 7.8 – 10.2  | 15 – 17         |
| Іркутськ        | 52.27°N,<br>104.45°E    | 4.324             | 1.1              | 13 – 14         | 9.6 – 11.1  | 15 – 18         |

Аналізу підлягали реєстрації, отримані 19 – 23 червня 2018 року. Аналізувалися всі компоненти поля, а також похідні  $dB_x/dt$ ,  $dB_y/dt$ ,  $dB_z/dt$  і  $dB_F/dt$ . Найбільш чітко магнітний ефект виражений в  $H$ -компоненті та у похідних  $dB_x/dt$  і  $dB_y/dt$ . Часові залежності цих параметрів магнітного поля для 21 червня 2018 року та двох контрольних днів 20 та 22 червня 2018 року наводяться нижче.

Стан космічної погоди коротко описано в підрозділі 4.3.

### 5.3. РЕЗУЛЬТАТИ СПОСТЕРЕЖЕНЬ

Наведемо результати аналізу часових варіацій рівнів  $H$ -компоненти та похідних  $dB_x/dt$  і  $dB_y/dt$ , що передували вибуху Липецького метеороїда, а також після вибуху.

#### 5.3.1. Магнітний ефект при підльоті метеороїда

Розглянемо далі інтервал часу 00:00 – 01:00. Обсерваторії розташовані у роботі в порядку збільшення відстані.

**Обсерваторія Київ.** 20 червня 2018 року в інтервалі часу 00:00 – 02:00 відмічалися значні (до  $\pm 1$  нТл) варіації  $H$ -компоненти. 22 червня 2018 року у тому ж інтервалі вони не перевищували  $\pm 0.2$  нТл. Значення похідних  $dB_x/dt$  і  $dB_y/dt$  20 червня 2018 року і 22 червня 2018 року знаходилися в межах  $\pm 0.5$  і  $\pm 0.2$  нТл/хв відповідно (рис. 5.1а, в).

21 червня 2018 року в інтервалі часу від 00:21 до 00:36 – 00:53 спостерігалися знакозмінні варіації  $dB_x/dt$  і  $dB_y/dt$ , амплітуда яких досягала 0.4 нТл/хв. Двофазні варіації з амплітудою  $\Delta H \approx 0.5$  нТл відмічалися в інтервалі часу 00:22 – 00:32 (рис. 5.1б).

**Обсерваторія Борок.** Амплітуда варіацій  $H$ -компоненти 20 і 22 червня 2018 року не перевищувала відповідно 2 і 0.5 нТл. Похідні  $dB_x/dt$  і  $dB_y/dt$  флюктували в межах  $\pm 1$  і  $\pm 0.5$  нТл/хв відповідно (рис. 5.2а, в).

21 червня 2018 року в інтервалі часу 00:20 – 00:45 відмічалися двофазні варіації  $H$ -компоненти з амплітудою 0.5 нТл. В інтервалі часу від 00:20 – 00:25 до 00:38 – 00:55 реєструвалися варіації похідних у межах  $\pm 0.5$  і  $\pm 0.6$  – 0.7 нТл/хв відповідно (рис. 5.2б).

**Обсерваторія Санкт-Петербург.** 20 і 22 червня 2018 року значення  $H$ -компоненти флюктували в межах  $\pm 2$  і  $\pm 0.6$  нТл відповідно. Флюктуації рівня похідних не перевищували  $\pm 1$  нТл/хв (рис. 5.3а, в).

21 червня 2018 року в інтервалі часу 00:21 – 00:45 реєструвалися знакозмінні варіації рівня  $H$ -компоненти з амплітудою  $\sim 0.5$  нТл. Амплітуда флюктуацій похідних досягала 0.5 і 0.9 нТл/хв відповідно. Тривалість цих флюктуацій була  $\sim 15$  – 20 хв (рис. 5.3б).

**Обсерваторія Хель.** 20 і 22 червня 2018 року амплітуда варіацій  $H$ -компоненти не перевищувала 1.8 і 0.2 нТл відповідно. Значення похідних флюктували в межах  $\pm 0.6$  і  $\pm 0.5$  нТл/хв (рис. 5.4а, в).

21 червня 2018 року в інтервалі часу 00:21 – 00:50 спостерігалися знакозмінні варіації рівня  $H$ -компоненти з амплітудою  $\sim 0.5$  нТл. Значення похідних варіювали у межах  $\pm 0.5$  і  $\pm 0.7$  нТл/хв відповідно (рис. 5.4б).

**Обсерваторія Арті.** 20 і 22 червня 2018 року флюктуації рівня  $H$ -компоненти не перевищували  $\pm 0.5$  нТл, а флюктуації рівня похідної  $dB_x/dt$  –  $\pm 0.4$  і  $\pm 0.2$  нТл/хв (рис. 5.5а, в).

21 червня 2018 року з 00:21 до 01:15 відмічалися знакозмінні флюктуації рівня  $H$ -компоненти з амплітудою до 1.1 – 1.2 нТл. Амплітуда флюктуацій похідної  $dB_x/dt$  досягала 0.5 нТл/хв (рис. 5.5б).

**Обсерваторія Новосибірськ.** 20 і 22 червня 2018 року амплітуда варіацій рівня  $H$ -компоненти не перевищувала 0.8 і 0.7 нТл відповідно. Значення похідних флюктуювали в межах  $\pm 0.5$  і  $\pm 0.4$  нТл/хв відповідно (рис. 5.6а, в).

21 червня 2018 року в інтервалі часу 00:21 – 00:50 відмічалися знакозмінні варіації рівня  $H$ -компоненти з амплітудою до 1 нТл. Значення похідних флюктуювали в межах 1 – 1.5 нТл/хв (рис. 5.6б).

**Обсерваторія Алма-Ата.** 20 і 22 червня 2018 року спостерігалися повільні варіації рівня  $H$ -компоненти, амплітуда більш швидких (характерний час  $\sim 2 - 3$  хв) флюктуацій не перевищувала 0.5 нТл. Похідні  $dB_x/dt$  флюктуювали у межах 0.3 – 0.4 і 0.1 – 0.2 нТл/хв, а похідні  $dB_y/dt$  – у межах 0.5 – 0.7 і 0.3 – 0.5 нТл/хв (рис. 5.7а, в).

21 червня 2018 року в інтервалі часу 00:21 – 00:32 спостерігалися знакозмінні варіації рівня  $H$ -компоненти з амплітудою  $\sim 0.5$  нТл. Значення похідних у цьому ж інтервалі часу флюктуювали у межах 0.3 – 0.4 і 0.4 – 0.5 нТл/хв (рис. 5.7б).

**Обсерваторія Іркутськ.** 20 і 22 червня 2018 року відмічалися повільні варіації рівня  $H$ -компоненти, більш швидкі (з характерним часом  $\sim 2 - 3$  хв) її флюктуації мали амплітуду не більше 0.5 нТл. Похідні флюктуювали в межах 0.5 – 0.6 і 0.3 – 0.4 нТл/хв (рис. 5.8а, в).

21 червня 2018 року в інтервалі часу 00:21 – 00:59 відмічалися впорядковані знакозмінні варіації рівня  $H$ -компоненти з амплітудою 1.1 – 1.3 нТл. При цьому похідні флюктуювали в межах  $\pm 0.6$  нТл/хв (рис. 5.8б).

Основні параметри магнітного ефекту, що спостерігався під час підльоту Липецького метеороїда, які мали час упередження (до вибуху тіла)  $\sim 54 - 56$  хв, наведено в табл. 5.2. З табл. 5.2 видно, що амплітуда збурення  $H$ -компоненти у всіх обсерваторіях була близькою до 0.5 нТл, а тривалість збурення –  $\sim 20 - 30$  хв.

### 5.3.2. Магнітний ефект вибуху метеороїда

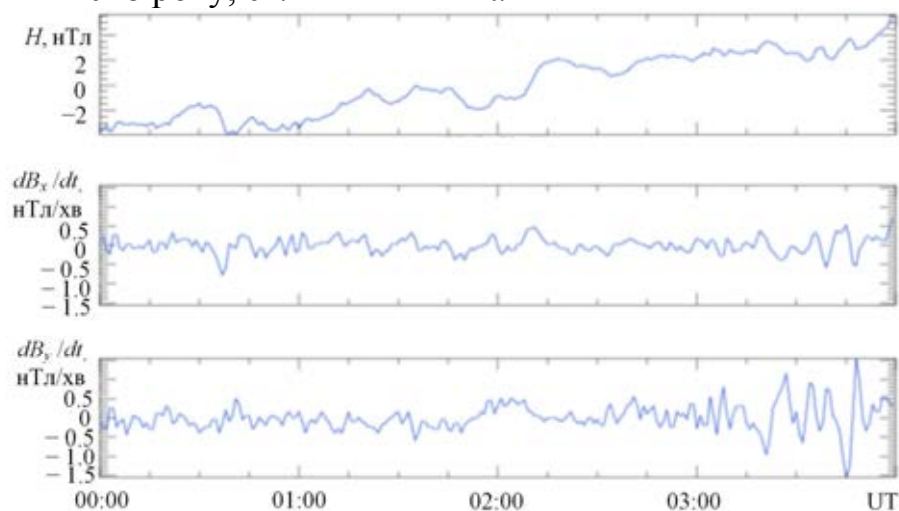
Розглянемо тепер інтервал часу 01:00 – 02:00. Вибух метеороїда спостерігався о 01:16:20.

**Обсерваторія Київ.** 20 і 22 червня 2018 року реєструвалися порівняно повільні варіації рівня  $H$ -компоненти. Їхня амплітуда не перевищувала 0.4 і 0.5 нТл відповідно. Значення похідних флюктуювали в межах 0.3 і 0.2 нТл/хв (див. рис. 5.1а, в).

21 червня 2018 року в інтервалі часу 01:23 – 01:38 спостерігалось спочатку збільшення на  $\sim 1$  нТл, а потім зменшення на  $\sim 1$  нТл рівня  $H$ -компоненти. Приблизно такі ж варіації відзначалися і у  $Z$ -компоненті. Значення похідних флюктуювали в межах  $\pm 0.5$  і  $\pm 0.7$  нТл/хв. Значення похідної  $dB_z/dt$  змінювалися в межах  $\pm 0.4$  нТл/хв (див. рис. 5.1б).

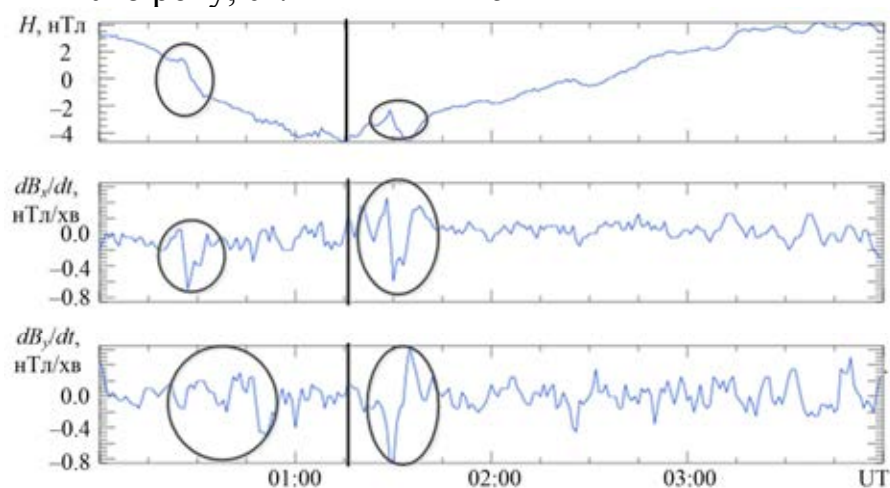
20 червня 2018 року, ст. Київ

*a*



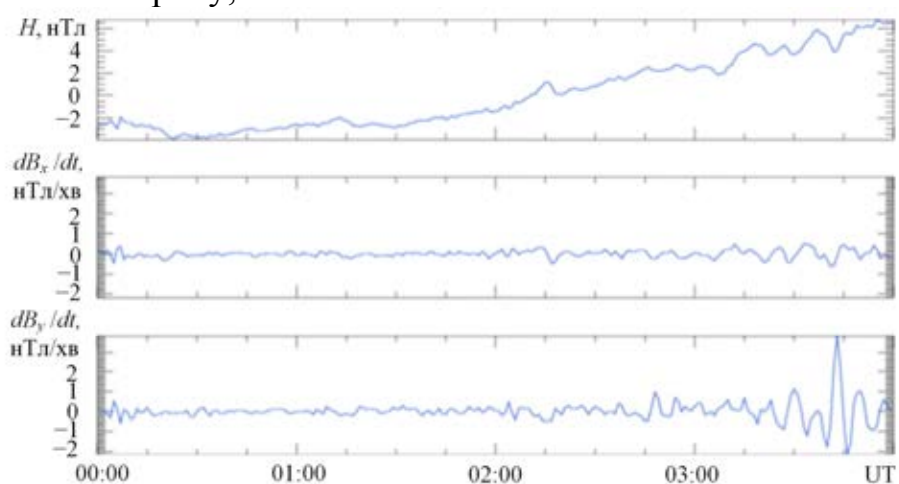
21 червня 2018 року, ст. Київ

*б*



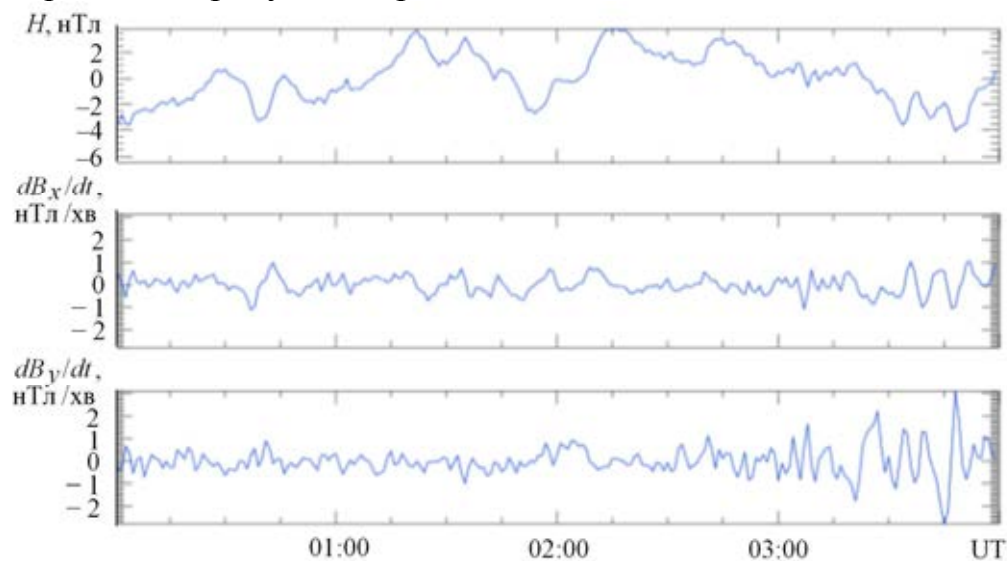
22 червня 2018 року, ст. Київ

*в*

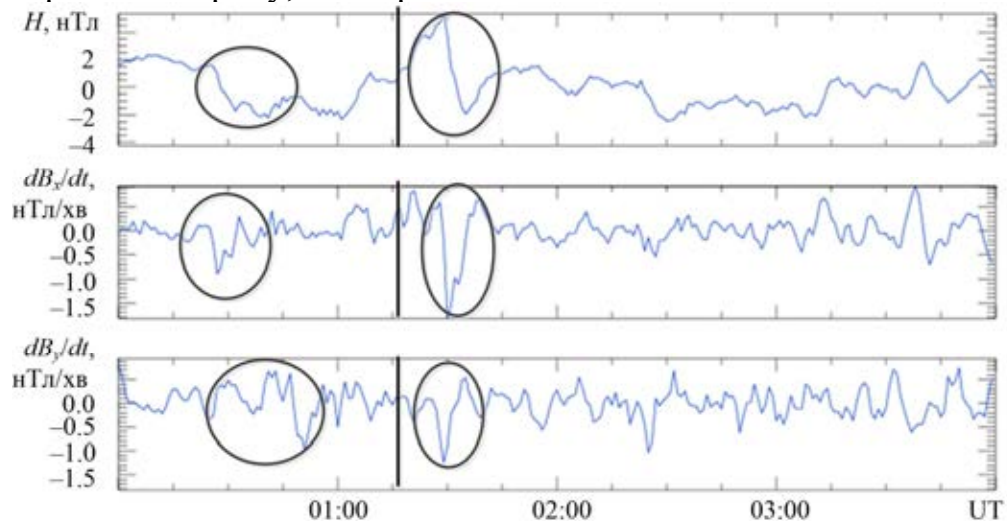


**Рис. 5.1.** Часові варіації  $H$ -компоненти та похідних  $dB_x/dt$  і  $dB_z/dt$  геомагнітного поля, зареєстровані на станції Київ: *a* – 20 червня 2018 року; *б* – 21 червня 2018 року; *в* – 22 червня 2018 року. Прямою лінією показано момент вибуху Липецького метеороїда, еліпсами позначені можливі магнітосферний та іоносферний ефекти, згенеровані підльотом і вибухом космічного тіла. Відстань  $r = 0.584$  Мм

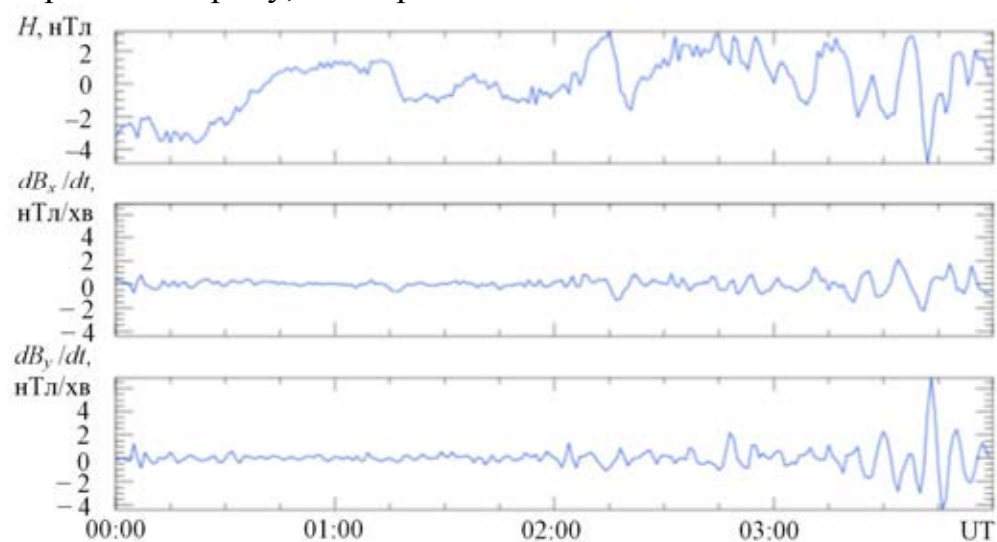
20 червня 2018 року, ст. Борок *a*



21 червня 2018 року, ст. Борок *б*

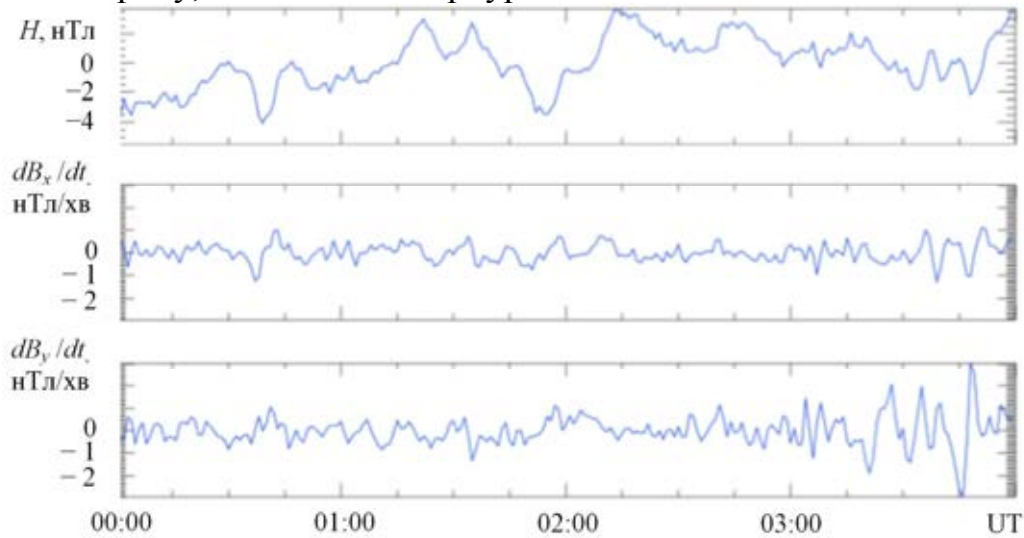


22 червня 2018 року, ст. Борок *в*

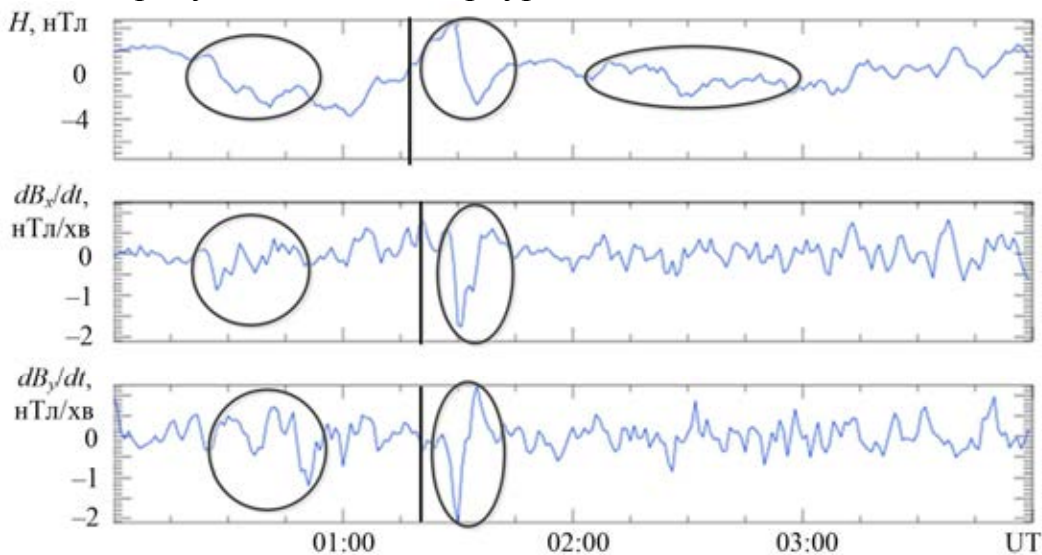


**Рис. 5.2.** Те саме, що й на рис. 5.1, для станції Борок.  
Відстань  $r = 0.586$  Мм

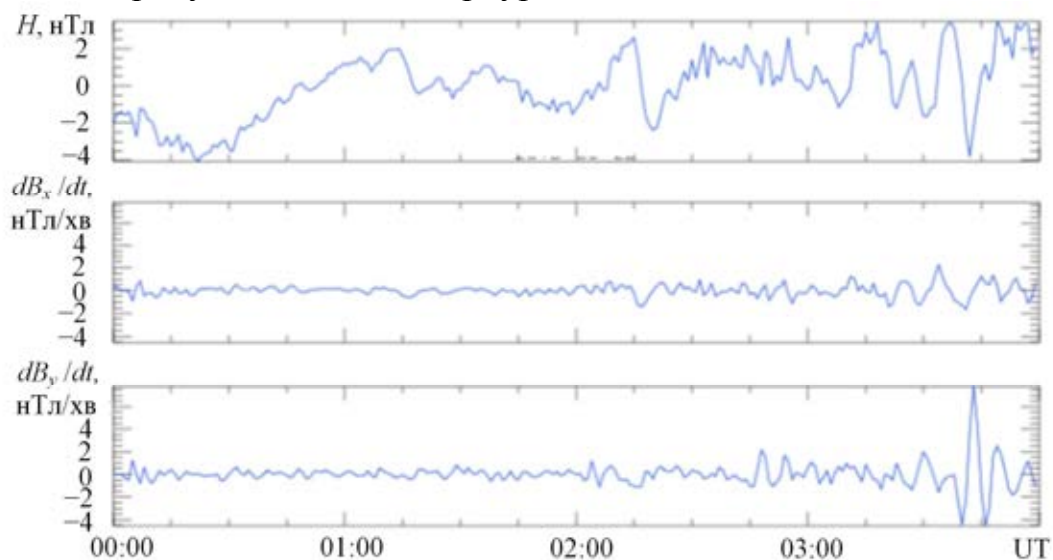
20 червня 2018 року, ст. Санкт-Петербург *а*



21 червня 2018 року, ст. Санкт-Петербург *б*

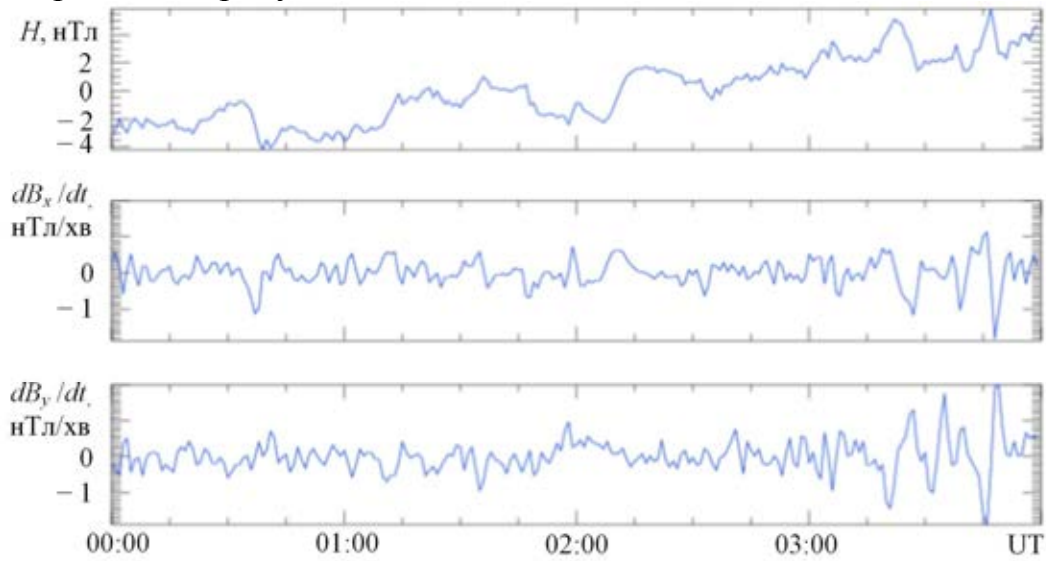


22 червня 2018 року, ст. Санкт-Петербург *в*

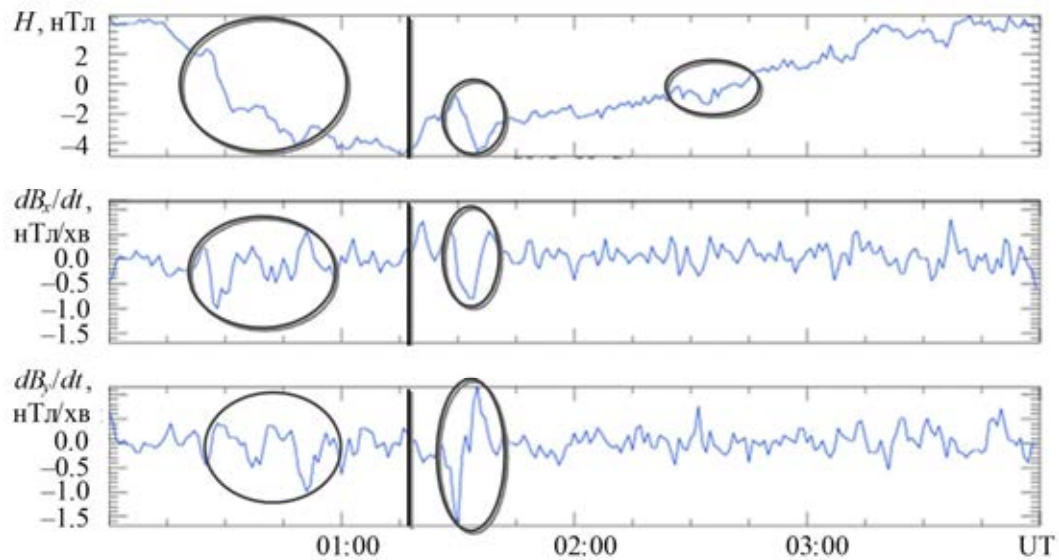


**Рис. 5.3.** Те саме, що й на рис. 5.1, для станції Санкт-Петербург.  
Відстань  $r = 1$  Мм

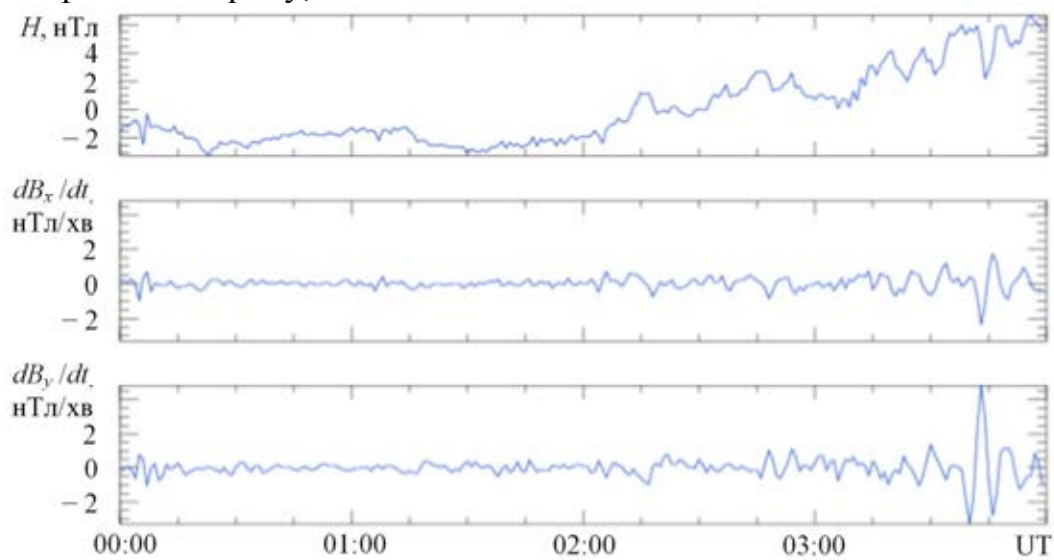
20 червня 2018 року, ст. Хель *a*



21 червня 2018 року, ст. Хель *б*



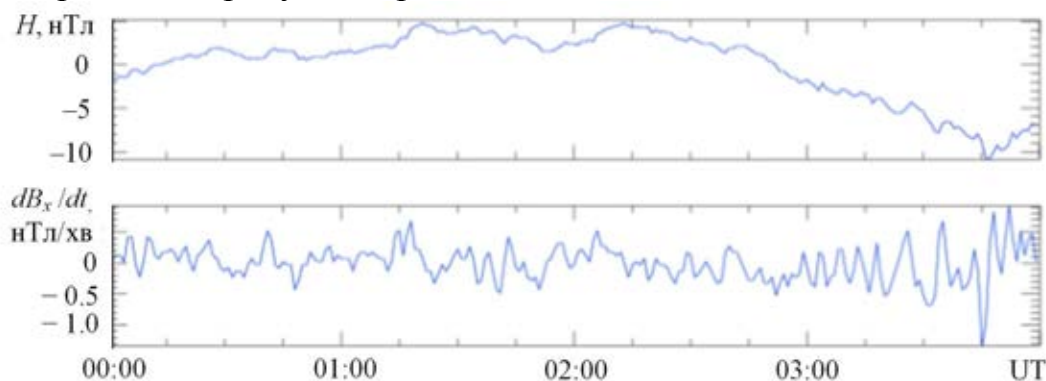
22 червня 2018 року, ст. Хель *в*



**Рис. 5.4.** Те саме, що й на рис. 5.1, для станції Хель. Відстань  $r = 1.28$  Мм

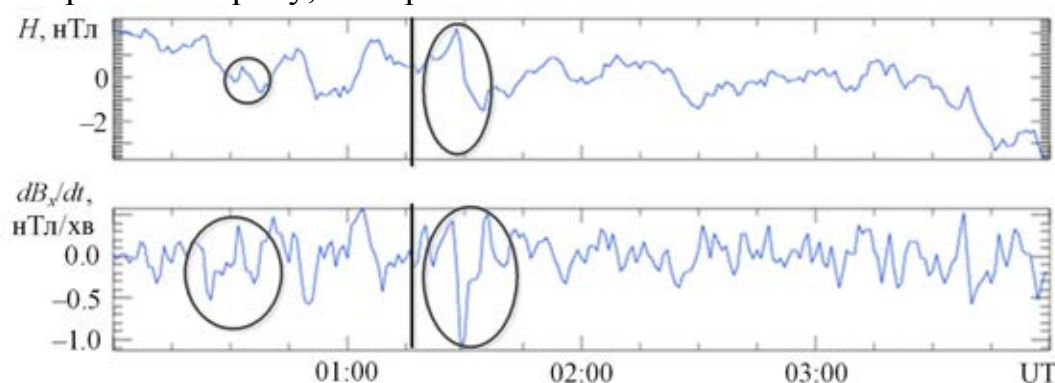
20 червня 2018 року, ст. Арті

а



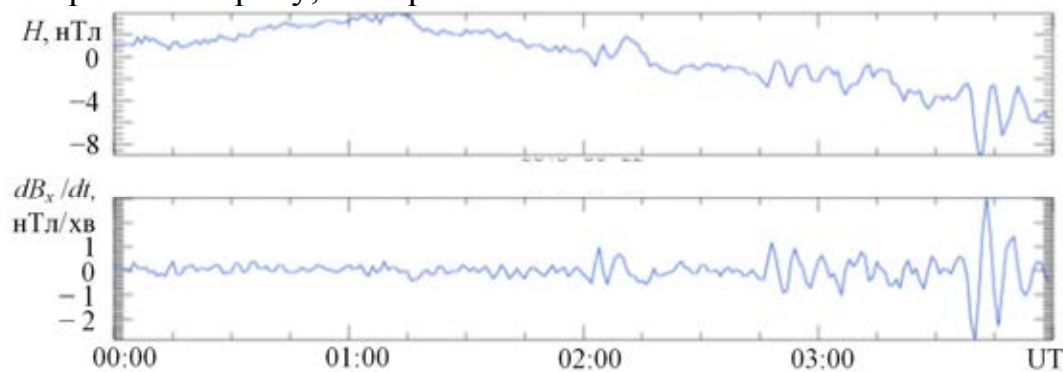
21 червня 2018 року, ст. Арті

б



22 червня 2018 року, ст. Арті

в

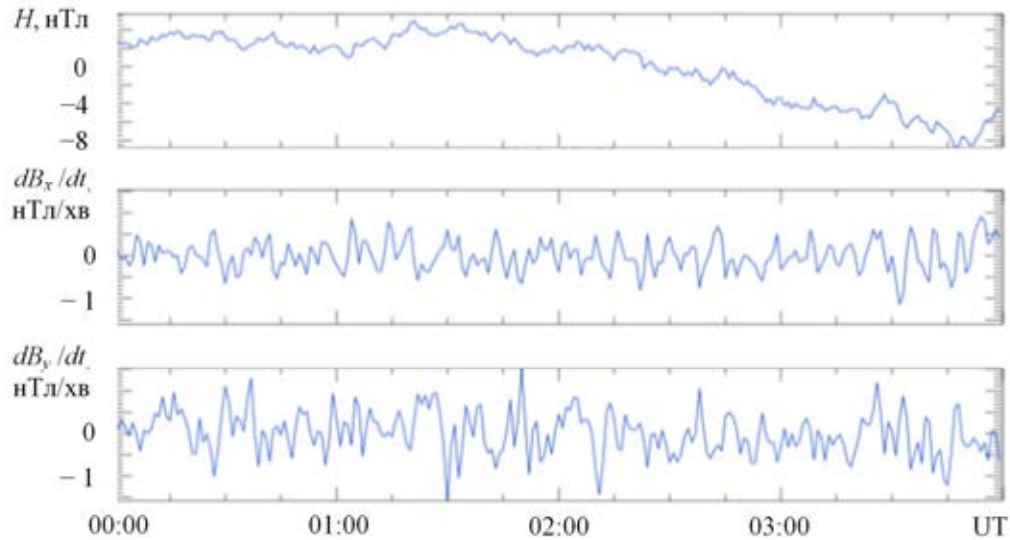


**Рис. 5.5.** Те саме, що й на рис. 5.1, для станції Арті. Відстань  $r = 1.37$  Мм

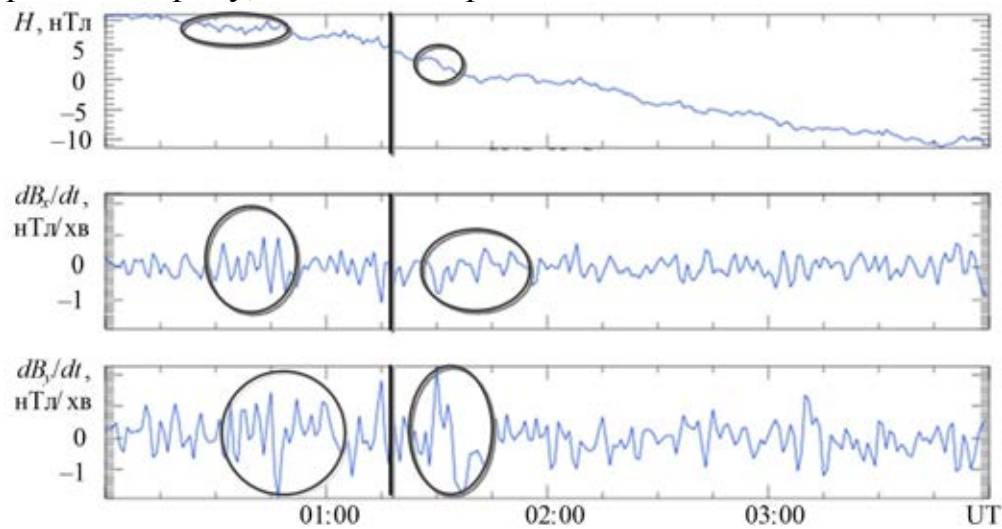
**Обсерваторія Борок.** 20 і 22 червня 2018 року варіації рівня  $H$ -компоненти були значними, їхня амплітуда досягала 1.2 і 1 нТл відповідно. Похідні флюктували в межах  $\pm 0.8$  і  $\pm 0.4$  нТл/хв відповідно (див. рис. 5.2а, в).

21 червня 2018 року в інтервалі часу 01:23 – 01:43 спостерігалось спочатку збільшення на  $\sim 5$  нТл, а потім зменшення на  $\sim 3$  нТл рівня  $H$ -компоненти. Значення похідних змінювалися від 0.5 до  $-2$  нТл/хв і від 0.5 до  $-1$  нТл/хв відповідно (див. рис. 5.2б).

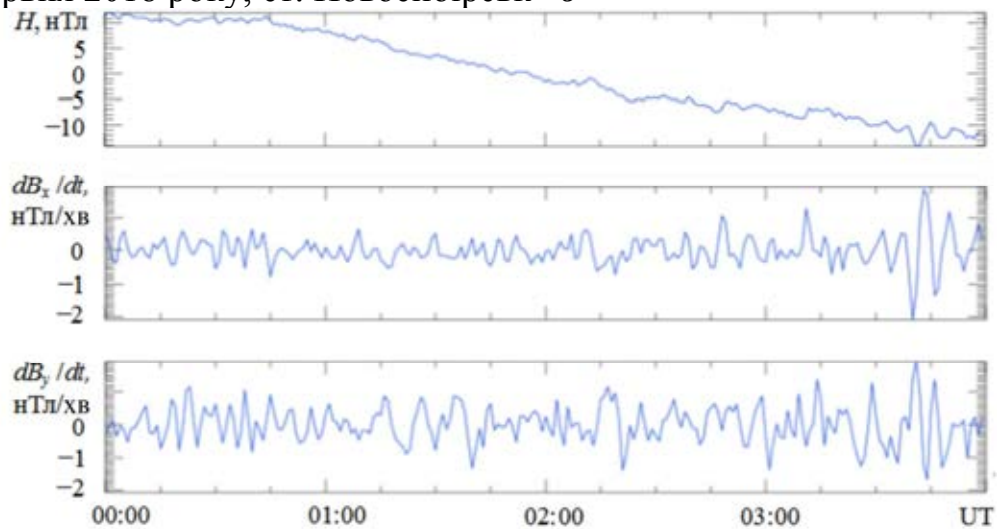
20 червня 2018 року, ст. Новосибірськ а



21 червня 2018 року, ст. Новосибірськ б

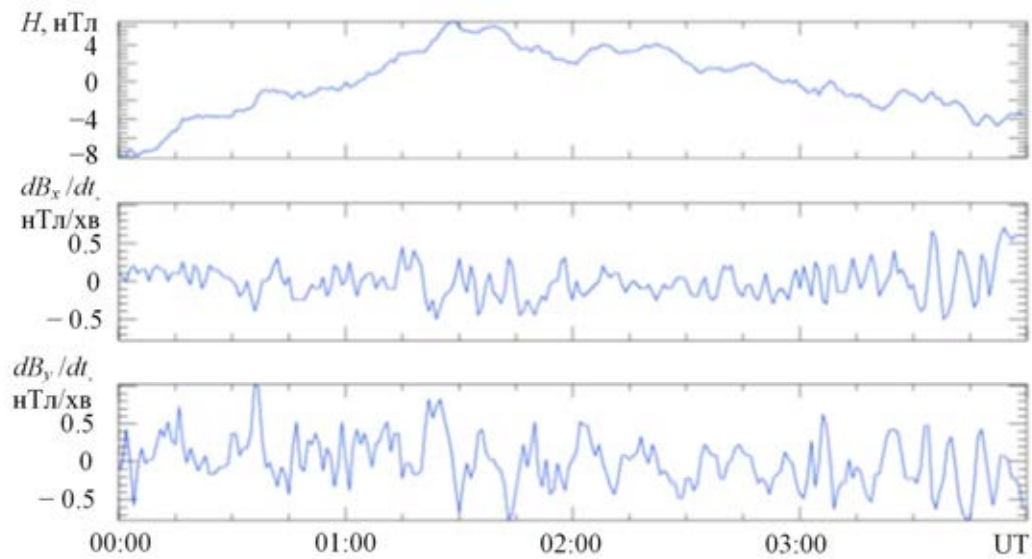


22 червня 2018 року, ст. Новосибірськ в

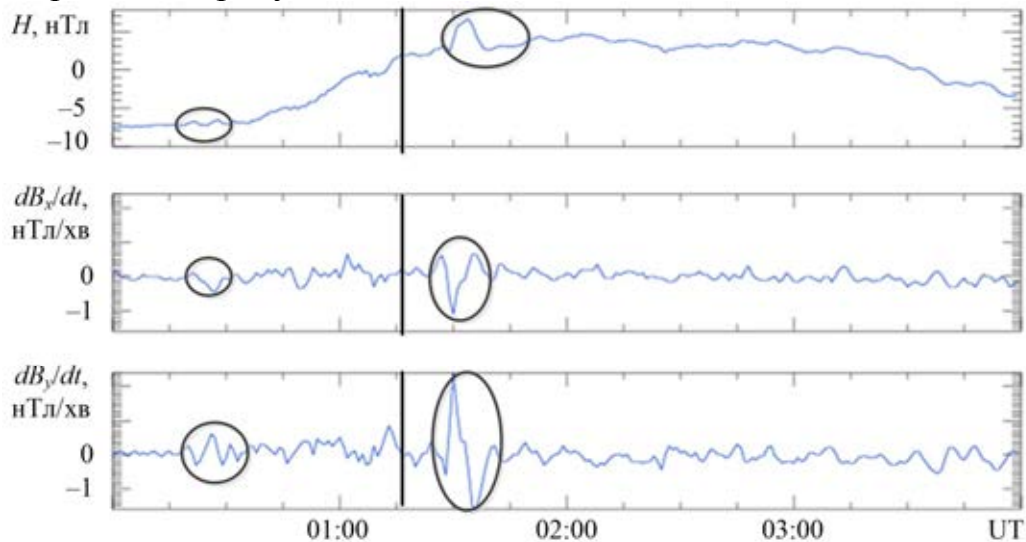


**Рис. 5.6.** Те саме, що й на рис. 5.1, для станції Новосибірськ.  
Відстань  $r = 2.919$  Мм

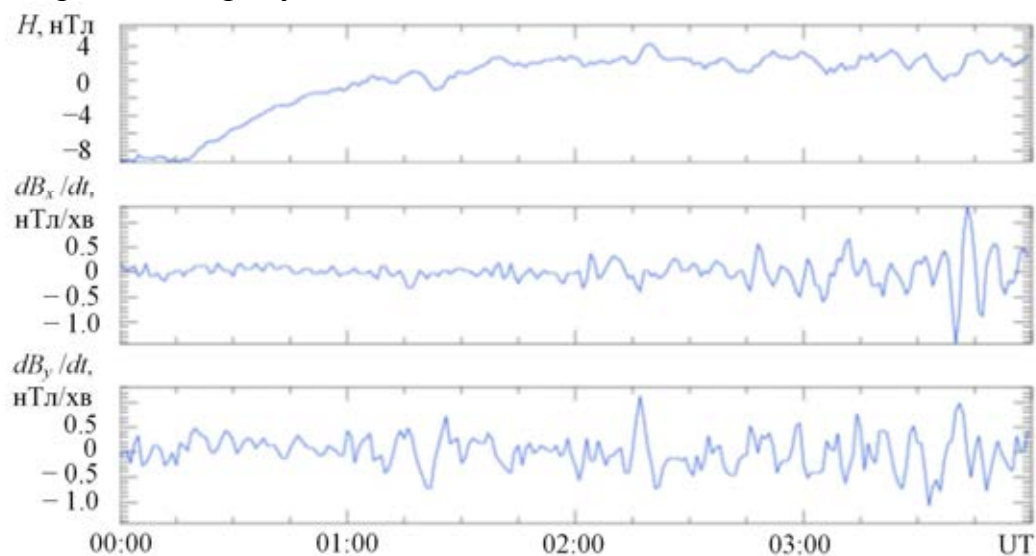
20 червня 2018 року, ст. Алма-Ата *а*



21 червня 2018 року, ст. Алма-Ата *б*



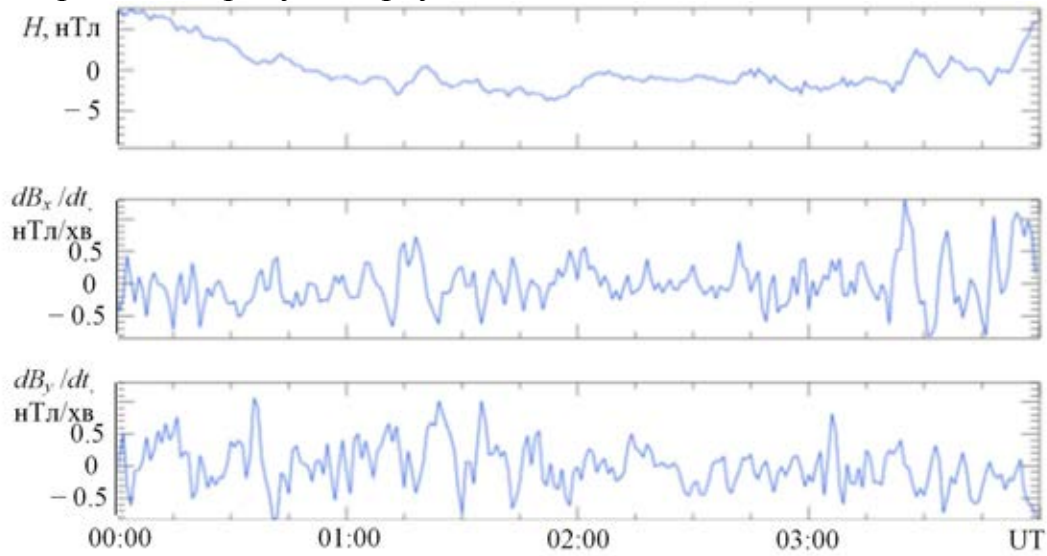
22 червня 2018 року, ст. Алма-Ата *в*



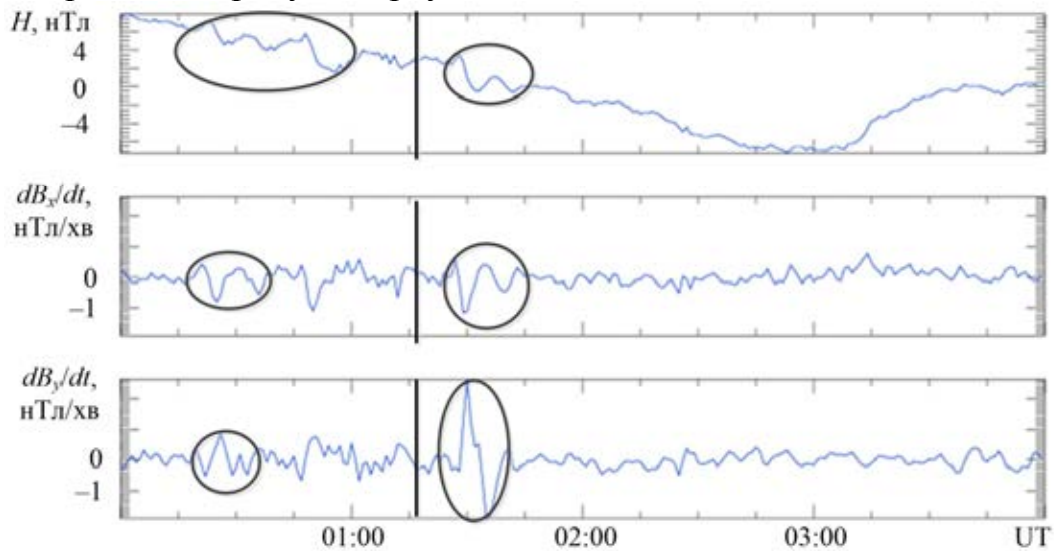
**Рис. 5.7.** Те саме, що й на рис. 5.1, для станції Алма-Ата.

Відстань  $r = 3.034$  Мм

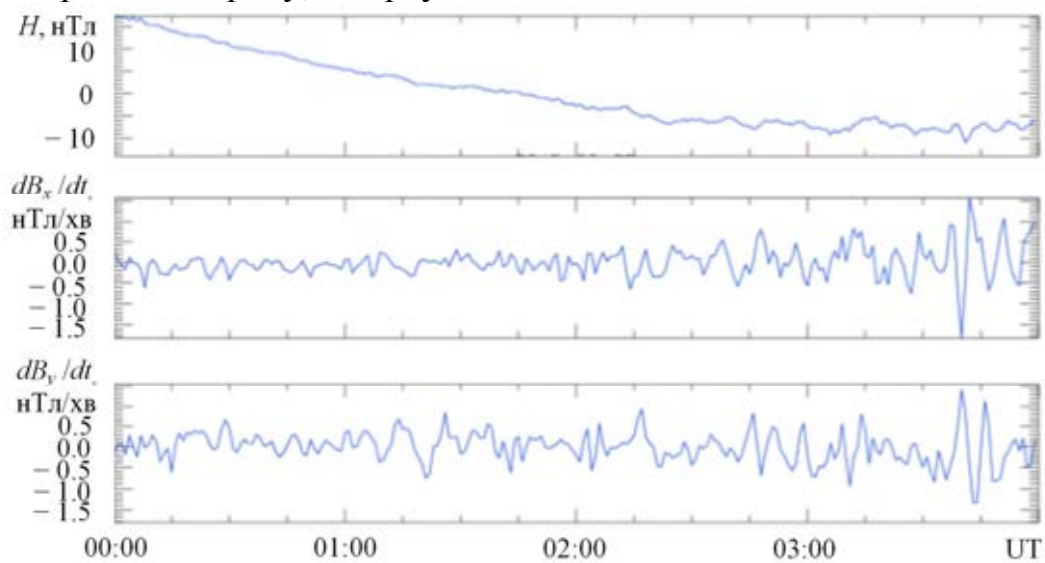
20 червня 2018 року, ст. Іркутськ *а*



21 червня 2018 року, ст. Іркутськ *б*



22 червня 2018 року, ст. Іркутськ *в*



**Рис. 5.8.** Те саме, що й на рис. 5.1, для станції Іркутськ. Відстань  $r = 4.324$  Мм

Таблиця 5.2

**Параметри магнітного ефекту при підльоті Липецького метеороїда**

| Обсерваторія    | Амплітуда збурення $\Delta H$ , нТл | Час упередження, хв | Тривалість збурення, хв |
|-----------------|-------------------------------------|---------------------|-------------------------|
| Київ            | 0.5                                 | 54 – 56             | 15 – 32                 |
| Борок           | 0.5                                 | 54 – 56             | 18 – 30                 |
| Санкт-Петербург | 0.5                                 | 54 – 56             | 24                      |
| Хель            | 0.5                                 | 54 – 56             | 29                      |
| Арті            | 0.5 – 1                             | 54 – 56             | 54                      |
| Новосибірськ    | 0.5 – 1                             | 54 – 56             | 29                      |
| Алма-Ата        | 0.5                                 | 56                  | 11                      |
| Іркутськ        | 1 – 1.5                             | 55 – 57             | 38                      |

**Обсерваторія Санкт-Петербург.** 20 і 22 червня 2018 року спостерігалися значні варіації рівня  $H$ -компоненти, їхня амплітуда досягала 1.5 і 1.1 нТл відповідно. Значення похідних флюктували в межах  $\pm 0.6$  і  $\pm 0.4$  нТл/хв відповідно (див. рис. 5.3а, в).

21 червня 2018 року в інтервалі часу 01:23 – 01:43 відмічалось спочатку збільшення на  $\sim 4$  нТл, а потім зменшення приблизно на 3 нТл рівня  $H$ -компоненти. Значення похідних при цьому змінювалися від 0.5 – 1.0 до  $-(1.7 - 2.0)$  нТл/хв (див. рис. 5.3б).

**Обсерваторія Хель.** 20 і 22 червня 2018 року рівень  $H$ -компоненти флюктуував у межах  $\pm 1$  і  $\pm 0.3$  нТл відповідно. Значення похідних змінювалися в межах  $\pm 0.5$  і  $\pm 0.3$  нТл/хв (див. рис. 5.4а, в).

21 червня 2018 року в інтервалі часу 01:24 – 01:40 реєструвалося спочатку збільшення рівня  $H$ -компоненти на  $\sim 2$  нТл, а потім її зменшення на таку саму величину. Значення похідних змінилися від 0.5 до  $-0.8$  нТл/хв і від 1.1 до  $-1.3$  нТл/хв відповідно (див. рис. 5.4б).

**Обсерваторія Арті.** 20 і 22 червня 2018 року рівень  $H$ -компоненти флюктуував у межах  $\pm 1$  і  $\pm 0.4$  нТл відповідно. Значення похідної  $dB_x/dt$  змінювалися від 0.5 до  $-0.4$  нТл/хв і від 0.2 до  $-0.2$  нТл/хв (див. рис. 5.5а, в).

21 червня 2018 року в інтервалі часу 01:24 – 01:37 рівень  $H$ -компоненти спочатку збільшився приблизно на 2 нТл, а потім зменшився на  $\sim 1.8$  нТл. Значення похідної  $dB_x/dt$  змінювалися в межах від 0.4 до  $-1.1$  нТл/хв (рис. 5.5б).

**Обсерваторія Новосибірськ.** 20 і 22 червня 2018 року варіації рівня  $H$ -компоненти не перевищували  $\pm 1$  нТл. Значення похідних змінювалися в межах від  $\pm 0.5$  до  $\pm 1.0$  нТл/хв (рис. 5.6а, в).

21 червня 2018 року в інтервалі часу 01:27 – 01:35 рівень  $H$ -компоненти спочатку збільшився на  $\sim 1$  нТл, а потім зменшився на стільки ж. При цьому для  $Z$ -компоненти амплітуда подібних варіацій становила  $\sim 2$  нТл. Флюктуації рівня похідних змінювалися в межах  $\pm 0.5$  і  $\pm 2$  нТл/хв відповідно (див. рис. 5.6б).

**Обсерваторія Алма-Ата.** 20 і 22 червня 2018 року амплітуда варіацій  $H$ -компоненти була  $\sim 1$  нТл. Значення похідної  $dB_x/dt$  змінювалися в межах  $\pm 0.4$  і  $\pm 0.2$  нТл/хв відповідно, водночас значення похідної  $dB_y/dt$  варіювали у межах  $\pm 0.8$  і  $\pm 0.5$  нТл/хв відповідно (див. рис. 5.7а, в).

21 червня 2018 року в інтервалі часу 01:27 – 01:52 амплітуда  $H$ -компоненти спочатку різко збільшилася на  $\sim 3$  нТл, а потім повільно (протягом 15 хв) зменшувалась. Максимальне зменшення становило 1 – 1.5 нТл. Значення похідної  $dB_x/dt$  змінювалися від 0.5 до  $-1.2$  нТл/хв, а значення похідної  $dB_y/dt$  – від 2.5 до  $-2$  нТл/хв (див. рис. 5.7б).

**Обсерваторія Іркутськ.** 20 і 22 червня 2018 року рівень варіацій  $H$ -компоненти варіював у межах  $\pm 2$  і  $\pm 1$  нТл. Амплітуда флуктуацій рівня похідної  $dB_x/dt$  не перевищувала  $\pm 0.6$  і  $\pm 0.3$  нТл/хв (див. рис. 5.8а, в).

21 червня 2018 року в інтервалі часу 01:29 – 01:45 спостерігалися знакозмінні варіації рівня  $H$ -компоненти, амплітуда яких досягала приблизно 1.1 нТл. Значення похідної  $dB_x/dt$  змінювалися від 0.3 до  $-1.2$  нТл/хв, а значення похідної  $dB_y/dt$  – від 2.6 до  $-2.2$  нТл/хв (див. рис. 5.8б).

Основні параметри магнітного ефекту, що послідував за вибухом Липецького метеороїда, наведено в табл. 5.1. З таблиці 5.1 видно, що час запізнювання  $\Delta t$  геомагнітного збурення збільшувався зі збільшенням відстані  $r$  між місцем вибуху метеороїда та обсерваторією. Амплітуда збурення мала тенденцію до зменшення зі збільшенням  $r$ . Тривалість ефекту практично не залежала від відстані та становила 15 – 20 хв.

## 5.4. РЕЗУЛЬТАТИ ТЕОРЕТИЧНИХ РОЗРАХУНКІВ

Розглянемо окремо магнітні ефекти, що спостерігалися при підльоті космічного тіла та після його вибуху.

### 5.4.1. Магнітний ефект магнітосфери

Перший магнітний ефект почав спостерігатися за 54 – 56 хв до вибуху метеороїда та тривав  $\sim 15$  – 20 хв. Механізм цього ефекту запропоновано у роботі автора [8, 9]. Він був описаний у пункті 4.5.1. Сутність механізму полягає у наступному. Вибухоподібне вторгнення космічного тіла з великим запасом кінетичної енергії призводить до витіснення геомагнітного поля. Область збурення являє собою своєрідний магнітний диполь, що генерує магнітне збурення.

### 5.4.2. Магнітний ефект іоносфери

Як і в пункті 5.4.2, магнітний ефект іоносфери визначається динамо-ефектом АГХ. При цьому амплітуда збурення дається співвідношенням:

$$\Delta B = \mu_0 e N v_w \Delta z.$$

В різних магнітних обсерваторіях значення  $N$  і  $v_w$  дещо відрізнялися. Для  $N \approx 6 \cdot 10^9 - 2 \cdot 10^{10} \text{ м}^{-3}$ ,  $\Delta z \approx 30 \text{ км}$ , та  $v_w \approx 30 \text{ м/с}$  маємо  $\Delta B \approx 1.1 - 3.6 \text{ нТл}$ . Це значення практично не відрізняється від значення, отриманого зі спостережень. Воно складало  $1 - 3.75 \text{ нТл}$  (див. табл. 5.1).

## 5.5. ОБГОВОРЕННЯ РЕЗУЛЬТАТІВ

Порівняння магнітних варіацій у день падіння Липецького метеороїда та в контрольні дні показує, що в інтервалі часу 00:20 – 01:00 і 01:20 – 01:40 у день падіння ці варіації відрізнялися від варіацій у контрольні дні. Зауважимо, що магнітне поле 20 червня 2018 року було ще збуреним бурею, що передувала. Тому в якості контрольної доби слід розглядати добу 22 червня 2018 року. Варіації магнітного поля у зазначених інтервалах часу 21 червня 2018 року мали двополярний характер, властивий вибуховим процесам. Крім того, величина збурень та похідних 21 червня 2018 року була суттєво більшою, ніж 22 червня 2018 року. Ці аргументи свідчать на користь того, що описані магнітні ефекти були пов'язані з Липецьким метеороїдом. Далі розглянемо інші аргументи, що свідчать на користь Липецького метеороїда.

### 5.5.1. Магнітний ефект магнітосфери

Вперше магнітний ефект магнітосфери великого метеороїда виявлено та пояснено у роботі [8, 9]. Швидкість і кінетична енергія Челябінського метеороїда становили  $18.5 \text{ км/с}$  і  $440 \text{ кт ТНТ}$ . Швидкість і кінетична енергія Липецького метеороїда були суттєво меншими –  $14.4 \text{ км/с}$  і  $2.8 \text{ кт ТНТ}$ . З цієї причини ефект магнітного диполя (ефект витіснення магнітного поля) міг виникнути за менших значень геомагнітного поля, тобто при більших значеннях  $L \approx 8 - 9$ . Для Челябінського метеороїда він спостерігався при  $L \approx 5 - 7$ . Більшим значенням  $L$  і меншим швидкостям відповідає більший час упередження

$$\Delta t = \frac{R_E (L - 1)}{v}. \quad (5.1)$$

При  $L = 8 - 9$  і  $v = 14.4 \text{ км/с}$  з (5.1) маємо  $\Delta t \approx 52 - 59 \text{ хв}$ , що близько до спостережуваних значень  $54 - 56 \text{ хв}$  (див. табл. 5.2).

Як вже зазначалося, витіснення магнітного поля еквівалентне появі магнітного диполя. Останній є джерелом електромагнітного імпульсу. За розрахунками магнітна компонента цього імпульсу біля поверхні Землі склала  $\sim 0.3 \text{ нТл}$ , що узгоджується з результатами спостережень –  $0.5 \text{ нТл}$  (див. табл. 5.2).

Оцінена тривалість магнітного імпульсу дорівнювала  $21 \text{ хв}$ , що також узгоджується з результатами спостережень –  $(25.4 \pm 3.1) \text{ хв}$  (див. табл. 5.2).

Таким чином, відповідність результатів моделювання магнітосферного ефекту Липецького метеороїда результатам спостереження свідчить про адекватність запропонованої моделі магнітосферного ефекту великих метеороїдів. Можна вважати встановленим, що магнітний ефект магнітосфери впевнено спостерігається при енергії метеороїда  $\sim 10^{13} \text{ Дж}$  ( $2.8 \text{ кт ТНТ}$ ).

### 5.5.2. Магнітний ефект іоносфери

Механізм магнітного ефекту, що спостерігався після вибуху метеороїда, є наступним. Ударна хвиля від вибуху, поширюючись вгору, викликає двополярні варіації тиску (фаза стиснення та фаза розрідження) на висотах іоносфери. На висотах динамо-області ( $z \approx 90 - 150$  км) виникають двополярні варіації концентрації електронів, а значить, і густини іоносферного струму. Варіації останньої призводять до генерації двополярних варіацій магнітного поля, що й спостерігалось у всіх обсерваторіях.

Для доведення ключової ролі ударної хвилі побудовано залежність часу запізнювання магнітного ефекту від відстані між місцем вибуху метеороїда та обсерваторією (рис. 5.9а). З рисунка 5.9а видно, що значення  $\Delta t$  збільшуються зі збільшенням  $r$ . Ця залежність описується рівнянням регресії

$$\Delta t = 1.717r + 6.509, \quad R^2 = 0.9806, \quad \sigma = 0.3570, \quad (5.2)$$

де  $\Delta t$  вимірюється у хвилинах, а  $r$  – у мегаметрах,  $R^2$  – коефіцієнт достовірності,  $\sigma$  – середньоквадратичне відхилення. З (5.2) випливає, що при  $r = 0$  маємо  $\Delta t_0 \approx 6.5$  хв. Інтервал часу  $\Delta t_0$  складається з часу  $\Delta t_1$  поширення ударної хвилі до динамо-області іоносфери та часу  $\Delta t_2$  становлення збурень  $N$ . Дійсно, при середніх значеннях  $\Delta z = z_d - z_e \approx 93$  км ( $z_d \approx 120$  км – висота середини динамо-області) і  $v_s \approx 0.3$  км/с маємо  $\Delta t \approx 4.4$  хв. Час  $\Delta t_2 = (2\alpha N)^{-1}$ , де  $\alpha \approx 2 \cdot 10^{-13} \text{ м}^3 \cdot \text{с}^{-1}$  – коефіцієнт рекомбінації електронів з молекулярними іонами. У ранковий час  $N \approx 1.7 \cdot 10^{10} \text{ м}^{-3}$ , а  $t_N \approx 1.6$  хв. При цьому  $\Delta t_0 = \Delta t_1 + \Delta t_2 \approx 6$  хв. Це значення досить близьке до  $\Delta t_0 \approx 6.5$  хв, отриманого з даних спостережень.

Зі співвідношення (5.2) випливає, що середня швидкість поширення магнітного збурення

$$v_m = \left( \frac{d\Delta t}{dr} \right)^{-1} \approx 9.7 \text{ км/с}.$$

Поглинання ударної хвилі на висотах іоносфери призводить до генерації атмосферних гравітаційних хвиль та повільного магнітного звуку. Ці хвилі, поширюючись майже в горизонтальному напрямку на відстані  $\sim 100 - 1000$  км, призводять до спостережуваного магнітного ефекту. З рівняння регресії (5.9) випливає, що швидкість поширення магнітних збурень становила  $\sim 9.7$  км/с. Такою була швидкість магнітного звуку, згенерованого ударною хвилею метеороїда. Зауважимо, що таку ж швидкість мають повільні МГД хвилі, детально вивчені в книзі [22].

Перенесення збурень зі швидкостями  $\sim 3 - 10$  км/с нами неодноразово спостерігалось після стартів ракет [23, 24].

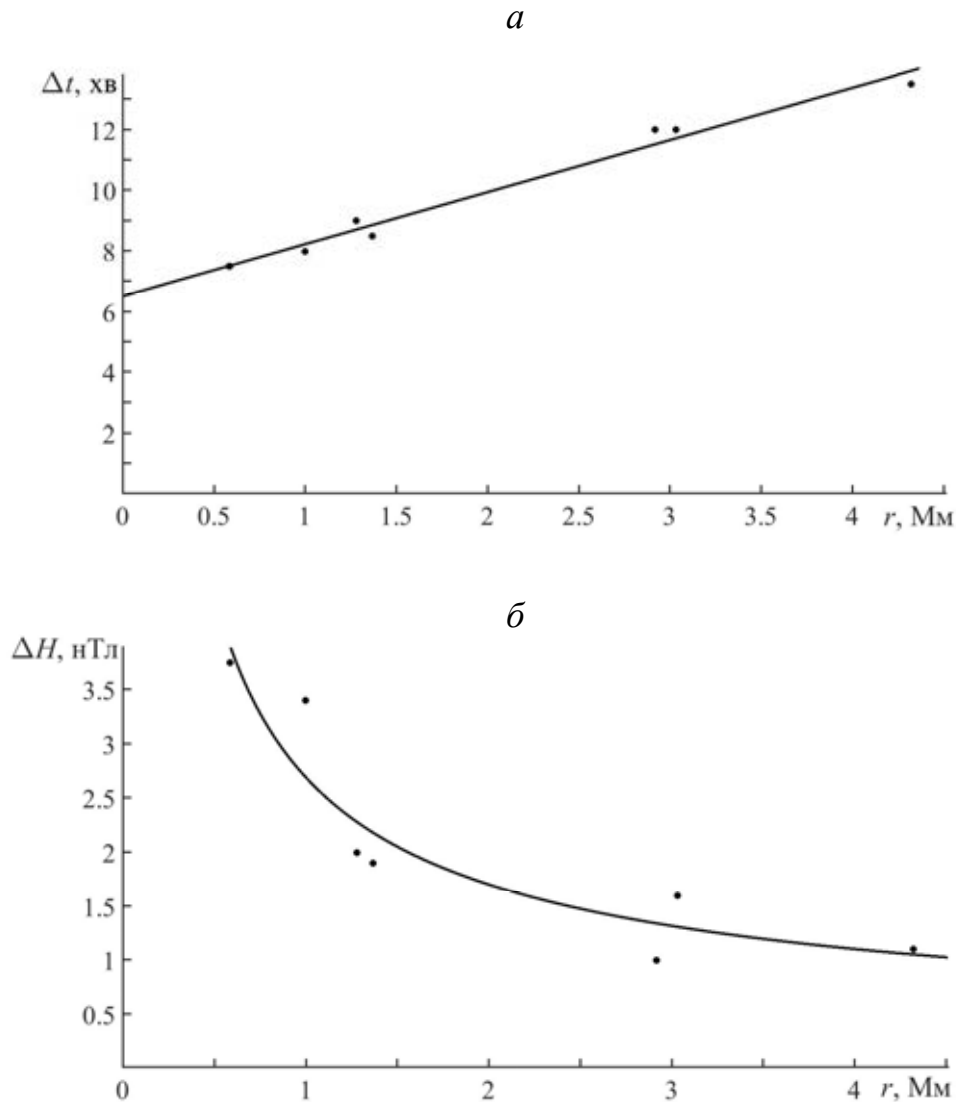
Залежність часу запізнювання магнітного ефекту від відстані однозначно свідчить про те, що ефект спричинений метеороїдом.

Іншим доказом причини походження магнітного ефекту є залежність амплітуди цього ефекту від відстані (рис. 5.9б). З рисунка 5.9б видно, що

спостерігається тенденція до зменшення амплітуди магнітного ефекту при віддаленні місця вибуху космічного тіла. Рівняння відповідної регресії має вигляд:

$$\Delta H = \frac{1.721}{\sqrt{r}} + \frac{0.973}{r}, \quad R^2 \approx 0.8722, \quad \sigma = 0.4206. \quad (5.3)$$

Тут  $\Delta H$  вимірюється в нТл, а  $r$  – у мегаметрах. При побудові регресії не враховувалося аномально мале значення амплітуди збурення магнітного поля в обсерваторії Київ.



**Рис. 5.9.** Залежність часу запізнювання (а) та амплітуди (б) варіацій збурень  $H$ -компоненти геомагнітного поля від відстані. Суцільними лініями показані регресії, що описуються наступними рівняннями:  $\Delta t = 1.717r + 6.509$ , коефіцієнт достовірності апроксимації  $R^2 = 0.9806$ , середньоквадратичне відхилення  $\sigma = 0.3570$  ( $\Delta t$  вимірюється у хв, а  $r$  – в Мм),  $\Delta H = \frac{1.721}{\sqrt{r}} + \frac{0.973}{r}$ ,  $R^2 \approx 0.8722$ ,  $\sigma = 0.4206$  ( $\Delta H$  вимірюється у нТл, а  $r$  – в Мм).

Залежність  $\Delta H(r)$  у вигляді (5.3) свідчить про те, що збурення магнітного поля викликані збуренням тиску  $\Delta p$  в атмосфері під впливом ударної хвилі від вибуху. Залежності  $\Delta p \sim r^{-1}$  і  $\Delta p \sim r^{-1/2}$  властиві сферичній та циліндричній (за рахунок хвилевідного поширення) розбіжностям фронту ударної хвилі. Внесок цих розбіжностей при  $r \sim 0.6 - 4$  Мм співставний.

Відповідність основних параметрів моделі (часу запізнювання, тривалості та амплітуди) магнітного ефекту параметрам, визначеним із даних спостережень, свідчить про адекватність запропонованої моделі.

## 5.6. ОСНОВНІ РЕЗУЛЬТАТИ

З використанням даних восьми магнітних обсерваторій проаналізовано варіації геомагнітного поля, що передували вибуху Липецького метеороїда, а також після вибуху та встановлено наступне.

1. Виявлено, що за 54 – 56 до вибуху метеороїда мало місце двополярне (фаза стиснення та розрідження) збурення магнітного поля з амплітудою  $\sim 0.5$  нТл, із середньою тривалістю  $\sim 25$  хв. Запропоновано модель цього магнітного ефекту. В основі моделі лежить витіснення геомагнітного поля з області пролітаючого в магнітосфері ( $L \approx 8 - 9$ ) метеороїда та генерація магнітного ефекту еквівалентним магнітним диполем. Результати модельних оцінок основних параметрів магнітного збурення добре відповідають результатам спостережень.

2. Виявлено, що з часом запізнювання, що змінюється від 7 – 8 до 13 – 14 хв при збільшенні відстані між місцем вибуху та обсерваторією від 0.584 до 4.324 Мм, виникало двополярне збурення геомагнітного поля, властиве вибуховим процесам, тривалістю 15 – 20 хв та амплітудою від  $\sim 4$  до  $\sim 1$  нТл для  $r \approx 0.584 - 4.324$  Мм відповідно. Запропоновано модель магнітного ефекту. В основі цієї моделі лежить збурення концентрації електронів та густини іоносферного струму на висотах динамо-області ударною хвилею, що виникла в результаті прольоту та вибуху метеороїда. Відповідність результатів моделювання результатам спостережень свідчить про адекватність моделі та метеороїдну природу магнітного ефекту.

3. Встановлено, що метеороїди з кінетичною енергією  $\sim 10^{13}$  Дж здатні викликати магнітний ефект у магнітосфері й іоносфері, що реєструється наземними магнітометрами.

### *Література до розділу 5*

1. The flux of small near-Earth objects colliding with the Earth / P. Brown, R. E. Spalding, D. O. ReVelle [et al.] // Nature. – 2002. – V. 420. – P. 294 – 296.
2. Черногор Л. Ф. Физика и экология катастроф / Л. Ф. Черногор. – Х.: ХНУ имени В. Н. Каразина, 2012. – 556 с.

3. Черногор Л. Ф. Возмущения в геокосмосе, сопровождавшие падение метеорита «Челябинск» / Л. Ф. Черногор, К. П. Гармаш // Радиофизика и электроника. – 2013. – Т. 4(18), № 3. – С. 47 – 54.
4. Черногор Л. Ф. Плазменные, электромагнитные и акустические эффекты метеорита «Челябинск» / Л. Ф. Черногор // Инженерная физика. – 2013. – № 8. – С. 23 – 40.
5. Черногор Л. Ф. Основные физические явления при пролете Челябинского космического тела // Астероиды и кометы. Челябинское событие и изучение падения метеорита в озеро Чебаркуль: Материалы международной научно-практической конференции (Чебаркуль 21–22 июня 2013 г.) / Науч. ред. В. А. Алексеев, А. В. Орлов, С. Г. Захаров, Е. В. Сюткина. – Челябинск: Край Ра, 2013. – С. 148 – 152.
6. Черногор Л. Ф. Эффекты Челябинского метеороида в геомагнитном поле / Л. Ф. Черногор // Геомагнетизм и аэрономия. – 2014. – Т. 54, № 5. – С. 658 – 669.
7. Chernogor L. F. Geomagnetic field effects of the Chelyabinsk meteoroid / L. F. Chernogor // Geomagnetism and Aeronomy. – 2014. – V. 54, №. 5. – P. 613 – 624.
8. Черногор Л. Ф. Эффекты в магнитосфере при подлете Челябинского метеороида / Л. Ф. Черногор // Геомагнетизм и аэрономия. – 2018. – Т. 58, № 2. – С. 267 – 280.
9. Chernogor L. F. Magnetospheric Effects during the Approach of the Chelyabinsk Meteoroid / L. F. Chernogor // Geomagnetism and Aeronomy. – 2018. – V. 58, № 2. – P. 252 – 265.
10. Черногор Л. Ф. Колебания геомагнитного поля, вызванные пролетом Витимского болида 24 сентября 2002 г. / Л. Ф. Черногор // Геомагнетизм и аэрономия. – 2011. – Т. 51, № 1. – С. 119 – 132.
11. Chernogor L. F. Oscillations of the Geomagnetic Field Caused by the Flight of Vitim Bolide on September 24, 2002 / L. F. Chernogor // Geomagnetism and Aeronomy. – 2011. – V. 51, № 1. – P. 116 – 130.
12. Катастрофические воздействия космических тел / Под ред. В. В. Адушкина и И. В. Немчинова. – М.: Академкнига, 2005. – 310 с.
13. Ковалев А. Т. Ионосферные и магнитосферные возмущения в результате падения небольших комет и астероидов / А. Т. Ковалев // Астрономический вестник. – 2006. – Т. 40, № 1. – С. 65 – 76.
14. Catastrophic Events Caused by Cosmic Objects / V. Adushkin, I. Nemchinov (Eds.) // Comprehensive overview of the threat posed by the impact of an asteroid or comet on Earth, 2008. – XI + 357 p.
15. Черногор Л. Ф. Магнито-ионосферные эффекты метеороидного плюма / Л. Ф. Черногор // Геомагнетизм и аэрономия. – 2018. – Т. 58, № 1. – С. 125 – 132.
16. Chernogor L. F. Magnetic and Ionospheric Effects of a Meteoroid Plume / L. F. Chernogor // Geomagnetism and Aeronomy. – 2018. – V. 58, № 1. – P. 119 – 126.
17. Черногор Л. Ф. Эффекты Липецкого метеороида в геомагнитном поле / Л. Ф. Черногор // Геомагнетизм и аэрономия. – 2020. – Т. 60, № 3. – С. 375 – 392.
18. Chernogor L. F. Effects of the Lipetsk Meteoroid in the Geomagnetic Field / L. F. Chernogor // Geomagnetism and Aeronomy. – 2020. – V. 60, № 3. – P. 355 – 372.

19. 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 – 151.
20. Lizunov G. Stressing of the magnetosphere by earthquakes / G. Lizunov // Adv. Space Res. – 2001. – V. 28, № 5. – P. 823 – 827.
21. Pogoreltsev A. I. Production of electromagnetic field disturbances due to the interaction between acoustic gravity waves and the ionospheric plasma / A. I. Pogoreltsev // Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics. – 1996. – V. 58, № 10. – P. 1125 – 1141.
22. Сорокин В. М. Физика медленных МГД-волн в ионосферной плазме / В. М. Сорокин, Г. В. Федорович. – М.: Энергоиздат, 1982. – 136 с.
23. Черногор Л. Ф. Радиофизические и геомагнитные эффекты стартов ракет / Л. Ф. Черногор. – Х.: ХНУ имени В. Н. Каразина, 2009. – 386 с.
24. 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, New York: CRC Press. Taylor & Francis Group, 2013. – 542 p.



## РОЗДІЛ 6

---

### *ЕФЕКТ АКУСТИКО-ГРАВІТАЦІЙНИХ ХВИЛЬ ЛИПЕЦЬКОГО МЕТЕОРОЇДА*

#### **6.1. ЗАГАЛЬНІ ВІДОМОСТІ**

Рух метеороїда в атмосфері призводить до генерації хвиль густини в широкому діапазоні частот: від акустичних частот  $\sim 1$  кГц до частот  $\sim 10^{-4} - 3 \cdot 10^{-3}$  Гц, що відповідають ВГХ [1]. Ще до вибуху космічного тіла в енергію акустичних  $E_{ac}$  і внутрішніх гравітаційних  $E_g$  хвиль перетворюється близько 1 і 0.2% кінетичної енергії метеороїда [2]. При  $E_k \approx 1.7 \cdot 10^{12}$  Дж маємо  $E_{ac} \approx 1.7 \cdot 10^{10}$  Дж,  $E_g \approx 3.4 \cdot 10^9$  Дж.

У роботі [3] за даними 10 інфразвукових станцій знайдено період інфразвукових коливань ( $5.38 \pm 2.95$  с), початкову енергію Липецького метеороїда (в роботі він називається метеоритом «Озерки») (0.3 – 8.8 кт ТНТ, середнє значення – 2.4 кт ТНТ), масу (10 – 380 т, середнє значення – 98 т) та розмір (1.8 – 6.6 м, середнє значення – 3.8 м). Ці значення досить близькі до значень, наведених у роботах [4, 5].

Мета цього розділу – теоретична оцінка параметрів акустичних, внутрішніх (атмосферних) гравітаційних хвиль, їх ефектів, а також аналіз результатів спостереження ефекту АГХ Липецького метеороїда.

Результати цього розділу опубліковані у роботах [6, 7].

#### **6.2. РЕЗУЛЬТАТИ ТЕОРЕТИЧНИХ РОЗРАХУНКІВ**

##### ***6.2.1. Генерація акустичних хвиль***

За нашими оцінками, під час вибуху Липецького космічного тіла в енергію ударної хвилі трансформувалося близько 80% його кінетичної енергії. Тоді  $E_{ac} \approx 10^{13}$  Дж. На досить великих віддаленнях від місця вибуху енергія вибухової ударної хвилі трансформується в енергію акустичних хвиль. Ефективній тривалості вибухової ударної хвилі в місці її генерації  $\tau_a \approx 12.5$  с та енергії  $E_{ac}$  відповідає середня потужність близько 800 ГВт.

Період акустичних хвиль  $T_{a0}$  з найбільшою амплітудою пов'язаний з енергією джерела  $E_e$  наступним співвідношенням [8 – 10]:

$$E_e = 2 \left( \frac{T_a}{T_{a0}} \right)^{3.34}, \quad T_{a0} \approx 5.92 \text{ с}, \quad (6.1)$$

де  $E_e$  виражається в кт ТНТ, а  $T_a$  – в с. Вважаючи  $E_e \approx 10^{13}$  Дж  $\approx 2.4$  кт ТНТ, з (6.1) отримуємо, що  $T_a \approx 6.3$  с.

Формула (6.1) є справедливою для приземних вибухів. У разі вибуху на висоті  $z_e$  співвідношення (6.1) спробуємо замінити наступним [11]:

$$E_e \frac{p(0)}{p(z_e)} = 2 \left( \frac{T_a}{T_{a0}} \right)^{3.34}, \quad (6.2)$$

де  $p(0) \approx 10^5$  Па,  $p(z_e) \approx 2.7 \cdot 10^3$  Па. Тоді з (6.2) отримуємо, що  $T_a \approx 2.9 T_{a0} \approx 18.5$  с.

На більші (аж на глобальні) відстані поширюються хвилі з максимальним періодом [12]:

$$T_{\max} \approx 4.3 T_a \approx 80 \text{ с} \approx 1.3 \text{ хв.}$$

В енергію хвиль з періодом  $T_a \approx T_{\max}$  переходить близько 10% енергії вибуху [12].

### 6.2.2. Генерація внутрішніх гравітаційних хвиль

ВГХ можуть генеруватися як прямим, так і непрямим способом. У першому випадку їх джерелом слугує рух космічного тіла і пов'язані з цим ударні хвилі (балістична та вибухова). Розмір збуреної ударними хвилями області атмосфери відносно невеликий (див. вище) і ефективність генерації ВГХ при цьому порівняно низька. Оцінки за формулами з роботи [2] дають  $E_g \approx 3.4 \cdot 10^9$  Дж, а  $\eta_g = E_g/E_{k0} \approx 0.2\%$ .

У другому випадку механізм генерації може бути наступним. Відносний надлишковий тиск у фронті ударної хвилі зі зростанням висоти збільшується (див. табл. 1.4). При  $\Delta p/p > 0.3$  спектр ударно-хвильового сигналу (інфразвуку) збагачується вищими гармоніками, які сильніше поглинаються, ніж основна гармоніка, виникає дисипація енергії акустичної хвилі та нагрівання атмосфери. Нагріта область атмосфери є джерелом вторинних ВГХ. Оцінимо її параметри.

З геометричних міркувань випливає, що нагріву інфразвуком область атмосфери з висоти вибуху метеороїда видно під кутом  $2\Delta\beta$ , де  $\Delta\beta$  дається співвідношенням

$$\cos \Delta\beta = \frac{z_1 - z_e}{z_2 - z_e}.$$

Тут  $z_1$  і  $z_2$  – висоти початку та закінчення нагрівання. При  $z_1 \approx 100$  км і  $z_2 \approx 150$  км маємо  $\Delta\beta \approx 54^\circ \approx 0.94$  рад. Горизонтальний радіус нагрітої області змінюється від  $R_1 = (z_1 - z_e)\text{tg}\Delta\beta \approx 100$  км до  $R_2 = (z_2 - z_e)\text{tg}\Delta\beta \approx 170$  км. При цьому довжина ВГХ  $\lambda$  змінюється від  $2R_1$  до  $2R_2$ , тобто в межах 200 – 340 км. При середній швидкості звуку  $v_s \approx 400 - 450$  м/с на висотах 100 – 150 км маємо для періоду ВГХ  $T \approx 7.4 - 14.2$  хв відповідно.

Енергію вторинної ВГХ можна оцінити з наступного міркування:

$$E_g = \eta_1 \eta_2 \eta_3 \eta_4 E_{k0},$$

де  $\eta_1 \approx 0.6$  – частка енергії  $E_{k0}$ , що перетворюється в енергію інфразвуку,  $\eta_2 = \Delta\Omega/4\pi \approx 0.20$  – частка енергії в тілесному куті

$$\Delta\Omega = \frac{\Delta S_\Omega}{(z_2 - z_e)^2} = 2\pi \frac{z_2 - z_1}{z_2 - z_e} \approx 0.81\pi,$$

$\eta_3$  – частка енергії інфразвуку, що поглинається шаром атмосфери завтовшки  $z_2 - z_1$ ,  $\eta_4$  – частка поглиненої енергії інфразвуку, що перетворюється на енергію ВГХ. Тут  $\Delta S_\Omega = 2\pi(z_2 - z_e)(z_2 - z_1)$  – площа верхньої частини кульового сегмента радіусом  $(z_2 - z_e)$  і заввишки  $(z_2 - z_1)$ . Вважаючи  $\eta_3 \approx 0.5$ ,  $\eta_4 \approx 1$ , отримаємо, що  $\eta_1 \eta_2 \eta_3 \eta_4 \approx 0.06$ , а  $E_g \approx 7 \cdot 10^{11}$  Дж.

Далі оцінимо теплову енергію  $E_T$  у нагрітому об'ємі:

$$E_T = \int_V \varepsilon_T dV = \int_V C \rho_0 T_0 dV,$$

де  $\varepsilon_T = C \rho_0 T_0$  – густина теплової енергії незбуреного повітря,  $T_0 \approx 210$  К – незбурена температура атмосфери на висоті  $z_1 \approx 100$  км,  $\rho_0 \approx 10^{-6}$  кг/м<sup>3</sup> – густина атмосфери на висоті  $z_1$ ,  $C \approx 10^3$  Дж/(кг·К) – питома теплоємність повітря при постійному тиску. Оцінка  $E_T$  має вигляд:

$$E_T \approx C \rho_0(z_1) T_0(z_1) \pi R_1^2 H.$$

При  $R_1 \approx 100$  км,  $H \approx 7$  км маємо  $E_T \approx 4.9 \cdot 10^{13}$  Дж. Тоді відносне збурення температури

$$\frac{\Delta T}{T_0} \approx \frac{E_g}{E_T} \approx 1.4 \cdot 10^{-2}.$$

На висотах 120 і 150 км значення  $\Delta T/T_0$  порядку 10 і 100% відповідно. При цьому відносний тиск у ВГХ такого ж порядку. Враховуючи, що ВГХ каналюється в хвилеводі на висотах  $\sim 100 - 200$  км, відносна амплітуда ВГХ залишається досить великою ( $\sim 3 - 30\%$ ) на відстанях близько 1000 км.

Значення питомої хвильової енергії  $\varepsilon_w$  і теплової енергії  $\varepsilon_T$  наведено в табл. 6.1.

Таблиця 6.1

**Висотні залежності температури, густини атмосфери,  
а також теплової та хвильової енергії**

| $z$ , км | $\rho_0$ , кг/м <sup>3</sup> | $T_0$ , К | $\varepsilon_T$ , Дж/м <sup>3</sup> | $\varepsilon_w$ , Дж/м <sup>3</sup> | $\varepsilon_w/\varepsilon_T$ |
|----------|------------------------------|-----------|-------------------------------------|-------------------------------------|-------------------------------|
| 100      | $10^{-6}$                    | 300       | 0.30                                | $1.3 \cdot 10^{-2}$                 | $4.3 \cdot 10^{-2}$           |
| 120      | $10^{-7}$                    | 310       | $3.1 \cdot 10^{-2}$                 | $10^{-2}$                           | 0.3                           |
| 150      | $10^{-8}$                    | 350       | $3.5 \cdot 10^{-3}$                 | $3.1 \cdot 10^{-2}$                 | 8.9                           |

Тут

$$\varepsilon_w = \frac{\Delta p^2}{\rho_0 v_s^2} = \gamma \frac{\Delta p^2}{p_0}.$$

Зрозуміло, що нагрів атмосфери інфразвуком вище 150 км неможливий через його поглинання в діапазоні висот 100 – 150 км.

### 6.3. РЕЗУЛЬТАТИ СПОСТЕРЕЖЕНЬ

#### 6.3.1. Загальні відомості про інфразвукові станції

Основні відомості про 10 інфразвукових станцій СТВТО [3], що зареєстрували інфразвукові сигнали, та характеристики цих сигналів наведено в табл. 6.2 і 6.3. Схему розташування станцій показано на рис. 6.1. З рис. 6.1 видно, що більшість станцій знаходиться західніше, а одна станція – східніше від місця вибуху Липецького метеороїда. Таке розташування станцій дозволяє простежити залежність характеристик інфразвуку від азимута.

З табл. 6.2 і 6.3 видно, що віддалення інфразвукових станцій від джерела інфразвуку змінювалося від 0.53 до 8.66 Мм, час запізнювання 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 азимута – від  $-2.7^\circ$  до  $3.1^\circ$ . Зауважимо, що лише на одній станції I53US (Fairbanks, США) смуга пропускання фільтра  $\Delta f$  була меншою за смугу частот інфразвукового сигналу.



**Рис. 6.1.** Схема розташування інфразвукових станцій відносно місця вибуху метеороїда

Таблиця 6.2

**Загальні відомості про інфразвукові станції та характеристики  
інфразвукових сигналів**

| Станція | Розташування станції (координати)                          | Відстань до джерела (Мм) | Смуга фільтра (Гц) | Діапазон періодів (с) | Істинний азимут (град) | Спостережуваний азимут (град) | Флуктуації азимута (град) |
|---------|------------------------------------------------------------|--------------------------|--------------------|-----------------------|------------------------|-------------------------------|---------------------------|
| I43RU   | Дубни, Росія<br>(56.7°N, 37.3°E)                           | 0.53                     | 0.05 – 6           | 0.17 – 20             | 176.0                  | 173.30                        | –2.70                     |
| I26DE   | Freiung,<br>Німеччина<br>(48.9°N, 13.7°E)                  | 1.74                     | 0.15 – 6           | 0.17 – 6.63           | 69.4                   | 68.1                          | –1.30                     |
| I37NO   | Bardufoss,<br>Норвегія<br>(69.1°N, 18.6°E)                 | 2.16                     | 0.02 – 6           | 0.17 – 50             | 142.4                  | 139.90                        | –2.50                     |
| I48TN   | Kesra, Туніс<br>(35.8°N, 9.3°E)                            | 2.88                     | 0.035 – 6          | 0.17 – 28.6           | 42.5                   | 40.5                          | –2.00                     |
| I18DK   | Qaanaaq,<br>Гренландія<br>(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,<br>Португалія<br>(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<br>(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<br>(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,<br>Канада<br>(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<br>(48.3°N, 117.1°W)                          | 8.66                     | 0.06 – 1.08        | 0.93 – 16.67          | 15.6                   | 13.10                         | –2.50                     |

З табл. 6.3 випливає, що аномально низькі тривалості інфразвукового сигналу (1.38 хв) зареєстровані на станції I53US (Fairbanks, США). У той самий час аномально велика тривалість сигналу (40.55 хв) спостерігалася на станції 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 азимута спостерігалися на станціях I43RU (Дубни, Росія) та I42PT (Azores, Португалія), де вони становили –2.7 і 3.1° відповідно.

### 6.3.2. Результати статистичного аналізу

**Час запізнювання сигналу.** Час запізнювання сигналу  $\Delta t$  розраховувався як різниця між моментами часу приходу переднього фронту цугу коливань інфразвукового сигналу та часу вторгнення метеороїда до атмосфери Землі.

Таблиця 6.3

#### Основні відомості про характеристики інфразвукових сигналів

| Станція | Час запізнювання (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                                                |                                                                       |

Залежність часу запізнювання від горизонтальної відстані  $r$  між місцем спалаху метеороїда та місцем розташування інфразвукової станції показано на рис. 6.2. З рис. 6.2 видно, що при збільшенні  $r$  збільшувався час запізнювання  $\Delta t$ .

Середня швидкість приходу інфразвукового сигналу для всіх трас оцінюється за наступною формулою:

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

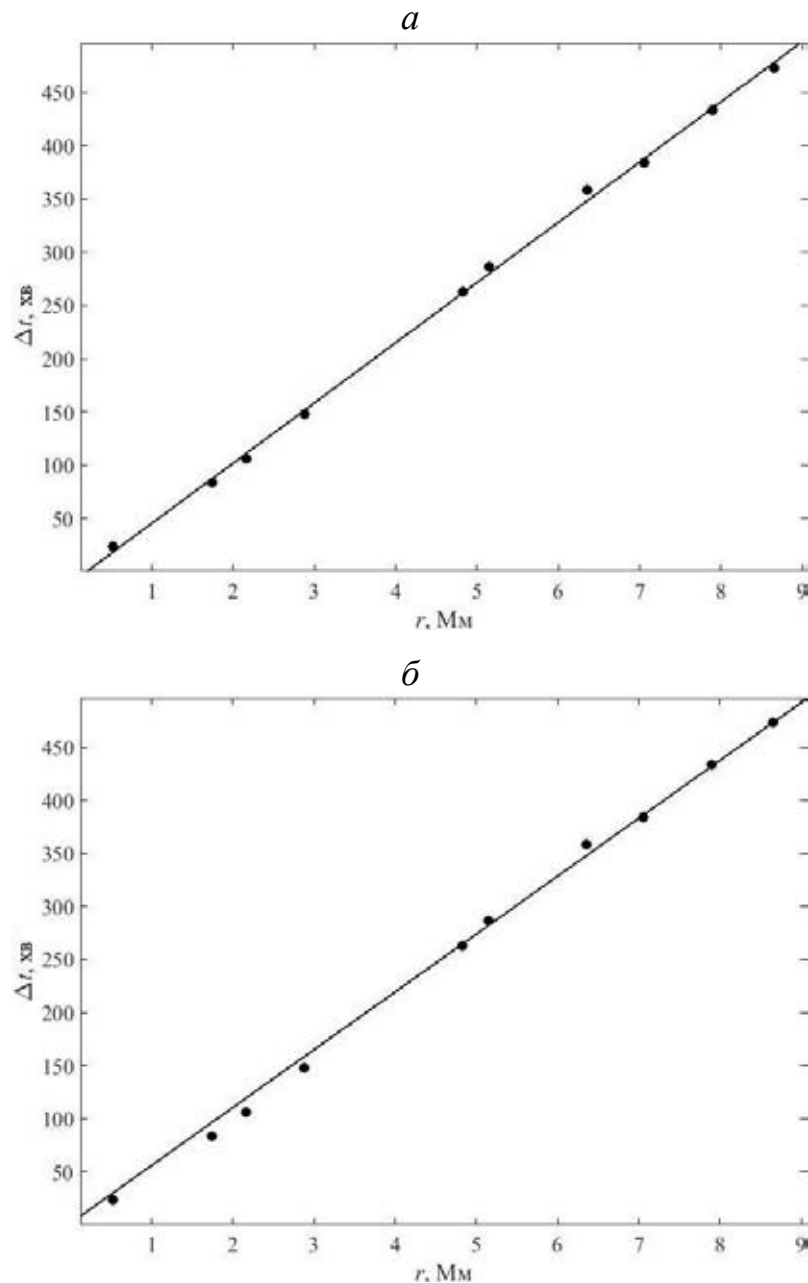
Кореляційне поле « $\Delta t - r$ » апроксимувалося наступними регресіями:

$$\Delta t = 54.78r, \quad R \approx 0.9987, \quad \sigma = 7.93 \text{ хв}, \quad (6.3)$$

$$\Delta t = 54.54r + 1.4, \quad R \approx 0.9985, \quad \sigma = 8.48 \text{ хв}, \quad (6.4)$$

де  $\Delta t$  вимірюється в хв,  $r$  – в Мм,  $R$  – коефіцієнт достовірності апроксимації,  $\sigma$  – середньоквадратичне відхилення апроксимації.

Оцінки  $\bar{v}$  за співвідношеннями (6.3) і (6.4) дають 304.2 та 305.4 м/с відповідно.



**Рис. 6.2.** Залежність часу запізнювання 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

**Швидкість приходу сигналу.** Кореляційне поле « $v - r$ » показано на рис. 6.3. З рис. 6.3 можна бачити, що спостерігається тенденція до зменшення швидкості приходу інфразвукового сигналу при збільшенні відстані  $r$ . Залежність  $v(r)$  апроксимовано трьома регресіями:

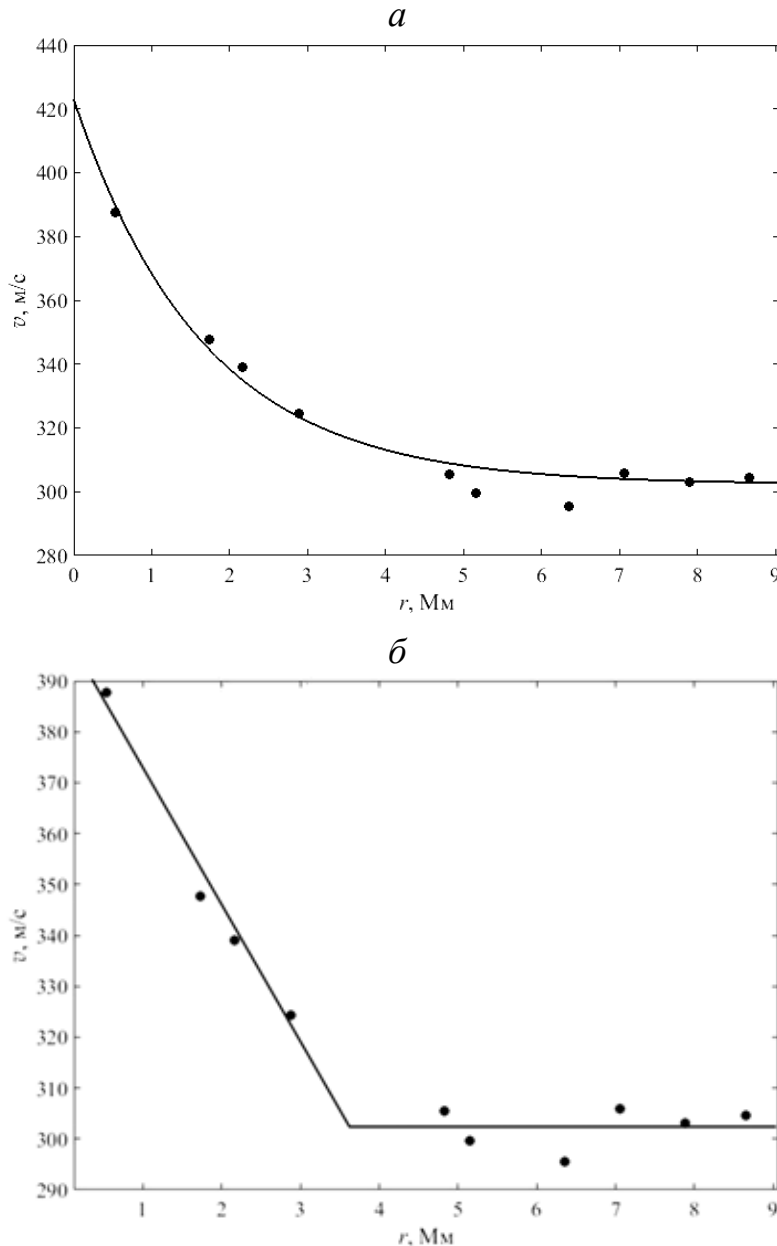
$$v = 120.60 \exp(-0.6032r) + 302.3, \quad R \approx 0.9850, \quad \sigma = 5.04 \text{ м/с}, \quad (6.5)$$

$$v = -27.33r + 399.60, \quad R \approx 0.9908, \quad \sigma = 4.50 \text{ м/с}, \quad r \leq 4.5 \text{ Мм}, \quad (6.6)$$

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

$$v = 2.507r^2 - 32.03r + 399, \quad R \approx 0.9899, \quad \sigma = 4.68 \text{ м/с.} \quad (6.7)$$

Тут  $v$  вимірюється в м/с, а  $r$  – в Мм.



**Рис. 6.3.** 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  $r \leq 4.5$  Мм) і  $v = 302.30$ ,  $\sigma \approx 4.03$  м/с (для великих відстаней  $r > 4.5$  Мм)

**Тривалість сигналу.** Залежність тривалості інфразвукового сигналу  $\Delta T$  від відстані  $r$  наведено на рис. 6.4. З рис. 6.4 видно, що має місце значний розкид точок. Ця обставина серйозно ускладнює вибір апроксимуючої залежності

$\Delta T(r)$ . В якості такої обрані лінійна та квадратична залежності. Рівняння регресій мають вигляд:

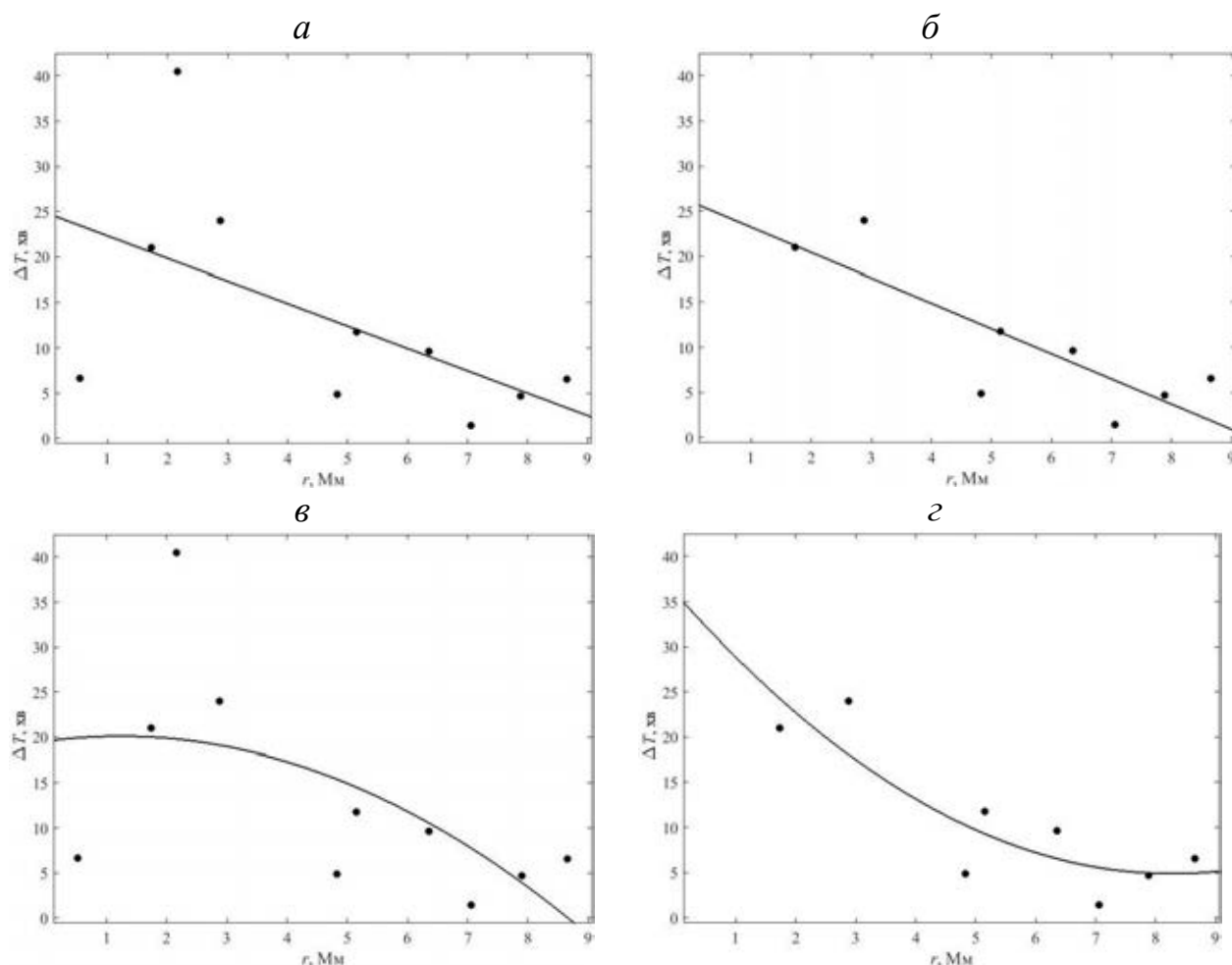
$$\Delta T = -2.475r + 24.79, \quad R \approx 0.5734, \quad \sigma = 10.48 \text{ хв}, \quad (6.8)$$

$$\Delta T = 2.792r + 26.02, \quad R \approx 0.829, \quad \sigma = 4.89 \text{ хв}, \quad (6.9)$$

$$\Delta T = -0.3646r^2 + 0.9007r + 19.55, \quad R \approx 0.6011, \quad \sigma = 10.92 \text{ хв}, \quad (6.10)$$

$$\Delta T = 0.4533r^2 - 7.498r + 35.89, \quad R \approx 0.8729, \quad \sigma = 4.67 \text{ хв}, \quad (6.11)$$

де  $\Delta T$  вимірюється у хв, а  $r$  – в Мм.



**Рис. 6.4.** 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)

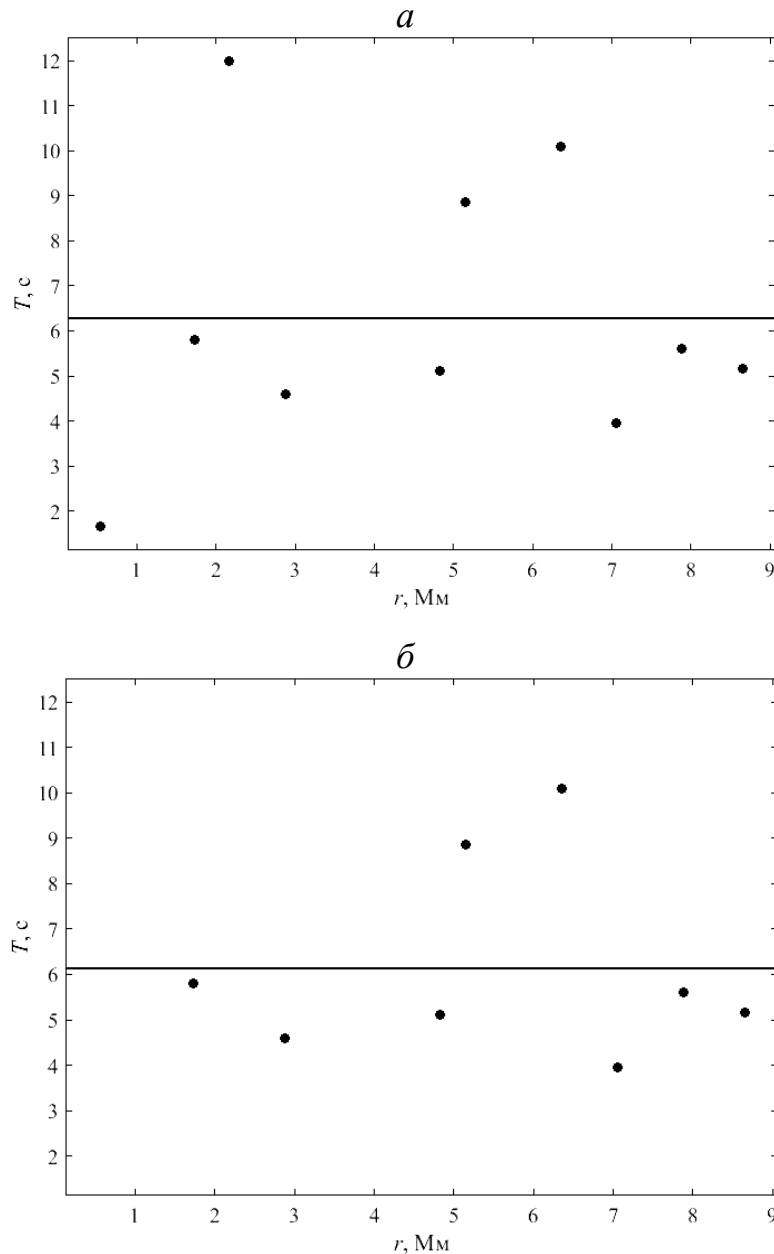
**Період коливань.** Кореляційне поле « $T - r$ » наведено на рис. 6.5. Можна бачити, що має місце дуже значний розкид точок: період змінювався на різних інфразвукових станціях від 1.65 до 12.00 с. Це не могло не позначитися на

виборі відповідної регресії. Найбільш розумним виявилось припущення, що  $T(r) = \text{const}$ . Рівняння регресії при використанні 10 і 8 точок мають вигляд:

$$T = 6.280 \pm 0.983, \quad \sigma \approx 3.11 \text{ с}, \quad (6.12)$$

$$T = 6.144 \pm 0.764, \quad \sigma \approx 2.16 \text{ с}, \quad (6.13)$$

де  $T$  вимірюється в с.

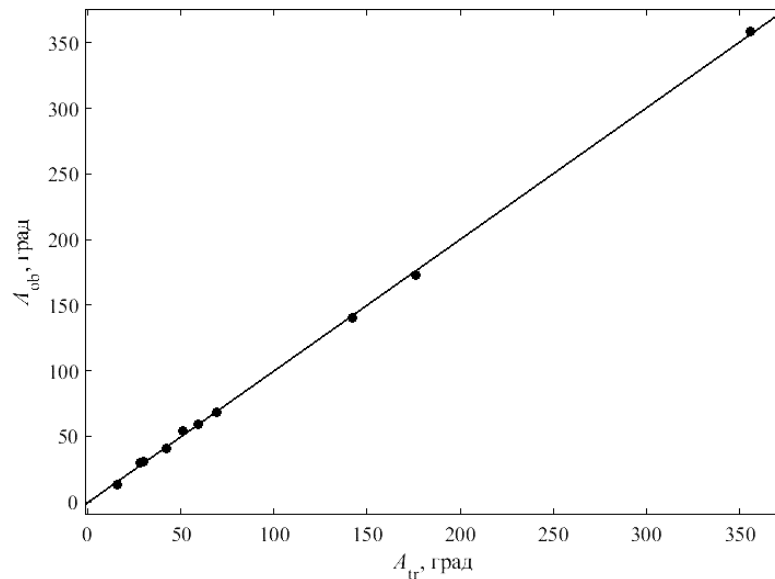


**Рис. 6.5.** Залежність періоду інфразвукового сигналу, згенерованого Липецьким метеороїдом, від відстані. Апроксимація: а – за 10 точками  $T = 6.28 \text{ с}$ ,  $\sigma \approx 3.11 \text{ с}$ , оцінка похибки середнього значення  $\pm 0.98 \text{ с}$ ; б – за 8 точками  $T = 6.144 \text{ с}$ ,  $\sigma \approx 2.16 \text{ с}$ , оцінка похибки середнього значення  $\pm 0.76 \text{ с}$

**Азимут.** Знання координат місця спалаху метеороїда та місця розташування інфразвукової станції дозволяє розрахувати істинний азимут  $A_{\text{tr}}$ , який помітно відрізняється від спостережуваного  $A_{\text{ob}}$ . Кореляційне поле

« $A_{ob} - A_{tr}$ » наведено на рис. 6.6. З рис. 6.6 можна бачити, що розкид точок незначний, рівняння регресії добре апроксимується лінійною залежністю:

$$A_{ob} = 1.004A_{tr} - 0.6943, \quad R = 0.9998, \quad \sigma = 2.31^\circ, \quad (6.14)$$



**Рис. 6.6.** Залежність спостережуваного азимута кута приходу інфразвукового сигналу від істинного азимута. Апроксимація лінійним законом

$$A_{ob} = 1.004A_{tr} - 0.6943, \quad R \approx 0.9998, \quad \sigma \approx 2.31^\circ$$

де  $A_{ob}$  і  $A_{tr}$  вимірюються у градусах.

**Флуктуації азимута.** Кореляційне поле « $\Delta A - r$ », де  $\Delta A = A_{ob} - A_{tr}$ , наведено на рис. 6.7. Видно, що має місце значний розкид точок. Рівняння лінійної регресії, побудованої за даними 10 станцій, має вигляд:

$$\Delta A = 0.4142r - 2.286, \quad R \approx 0.5235, \quad \sigma \approx 2.00^\circ, \quad (6.15)$$

$\Delta A$  вимірюється у градусах, а  $r$  – у Мм.

Якщо ж виключити станції I56US (Newport, США) та I42PT (Azores, Португалія), то рівняння регресії набуде вигляду:

$$\Delta A = 0.68r - 3.328, \quad R \approx 0.9402, \quad \sigma \approx 0.73^\circ. \quad (6.16)$$

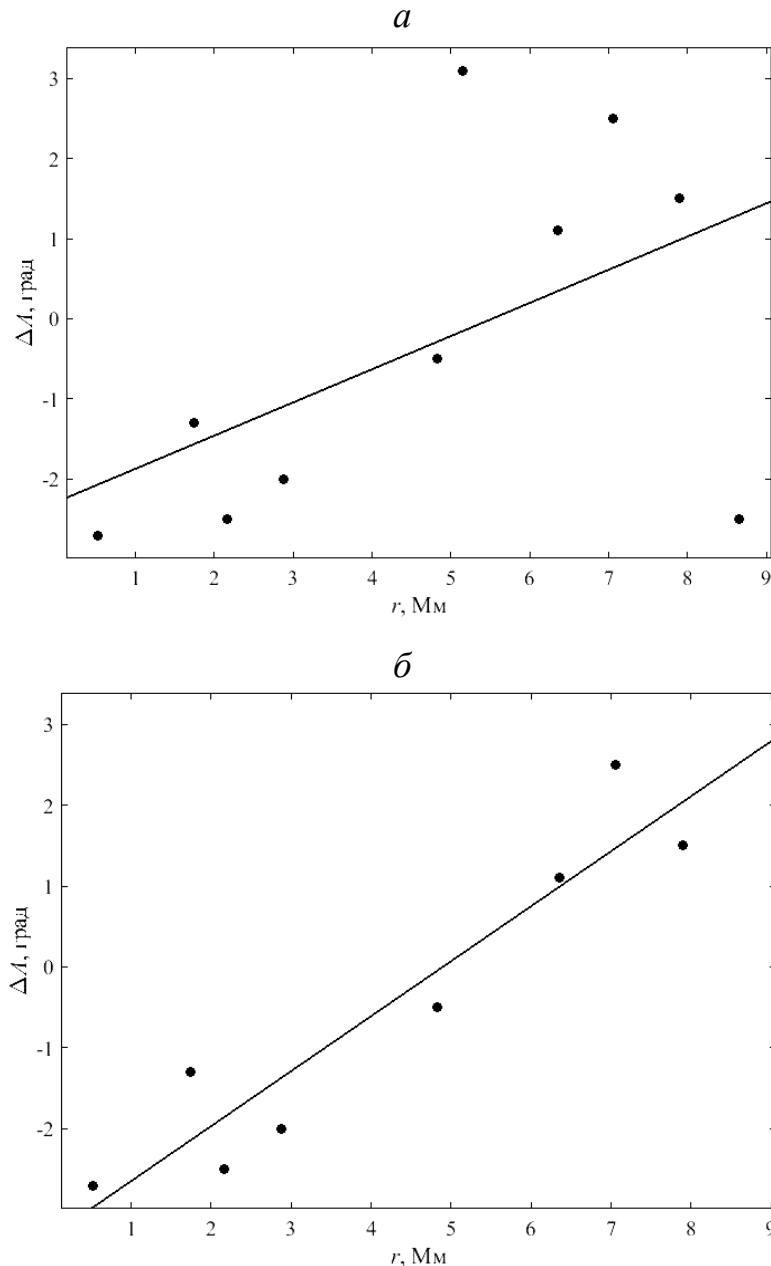
Зауважимо, що кореляційне поле « $|\Delta A| - r$ » має значний розкид точок і не допускає розумної апроксимації.

**Залежність швидкості від азимута.** Кореляційне поле « $v - \sin A_{tr}$ » наведено на рис. 6.8. З рис. 6.8 можна бачити, що має місце значний розкид точок, що ускладнює вибір апроксимуючого співвідношення. Для лінійної регресії, побудованої за 9 (крім I43RU) та 8 (крім I43RU та I17CI) інфразвуковими станціями, справедливі наступні співвідношення:

$$v = 24.53 \sin A_{tr} + 300.2, \quad R = 0.4139, \quad \sigma = 18.10 \text{ м/с}, \quad (6.17)$$

$$v = 31.24 \sin A_{tr} + 299.1, \quad R = 0.5311, \quad \sigma = 17.42 \text{ м/с}, \quad (6.18)$$

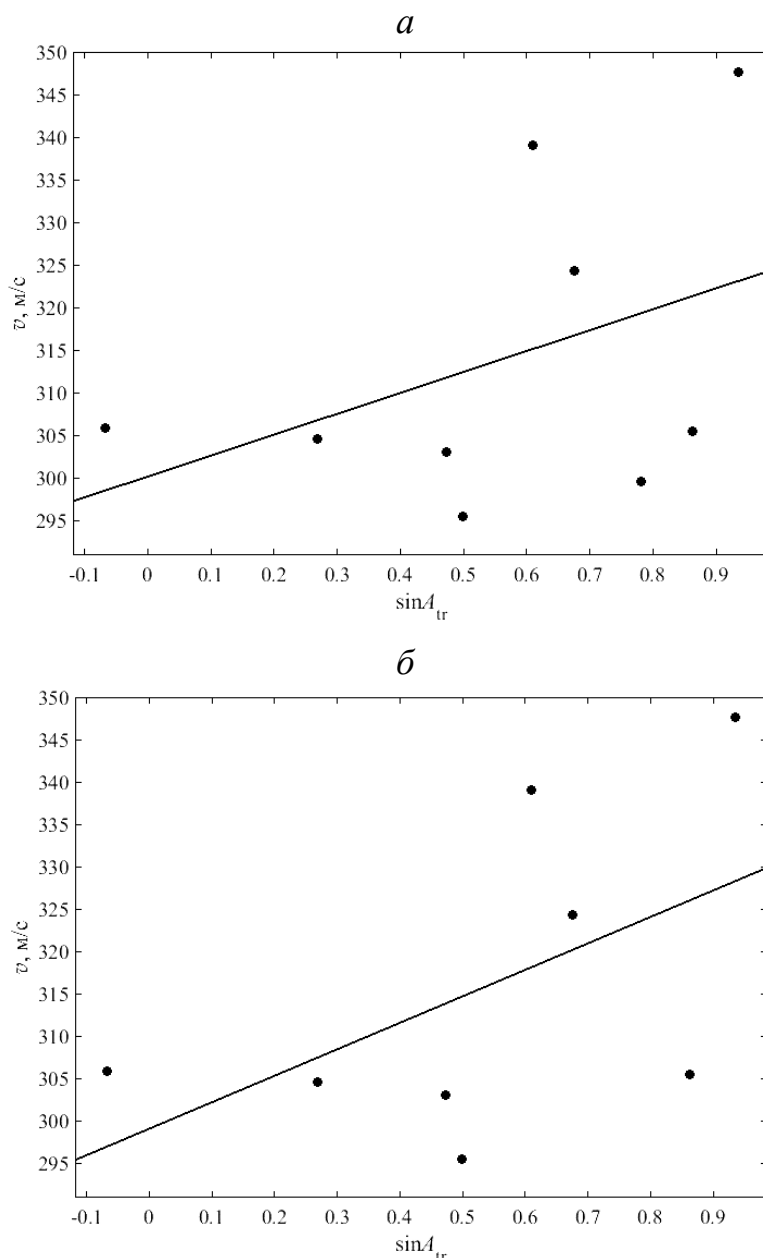
де азимут вимірюється у градусах, а швидкість – у м/с.



**Рис. 6.7.** Залежність флуктуацій азимута від відстані. Апроксимація лінійним законом: *а* – за 10 точками:  $\Delta A = 0.4142r - 2.286$ ,  $R \approx 0.5235$ ,  $\sigma \approx 2.00^\circ$ ; *б* – за 8 точками:  $\Delta A = 0.68r - 3.328$ ,  $R \approx 0.9402$ ,  $\sigma \approx 0.73^\circ$  (без станцій Azores і Newport)

## 6.4. ОБГОВОРЕННЯ РЕЗУЛЬТАТІВ

**Час запізнювання сигналу.** Як і слід було очікувати, час запізнювання сигналу зі збільшенням відстані  $r$  збільшується практично за лінійним законом. Обидві регресії (6.3) і (6.4) є задовільними, але перевагу слід віддати залежності (6.4), 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 під час вибуху метеороїда, а час  $\Delta t_0$  – близький до часу поширення цієї хвилі до поверхні Землі.



**Рис. 6.8.** Залежність швидкості приходу інфразвукового сигналу, згенерованого Липецьким космічним тілом, від синуса істинного азимута. Апроксимація лінійним законом: а – за 9 точками,  $v = 24.53 \sin A_{tr} + 300.2$ ,  $R_d \approx 0.4139$ ,  $\sigma \approx 18.10$  м/с (без станції Дубни); б – за 8 точками,  $v = 31.24 \sin A_{tr} + 299.1$ ,  $R_d \approx 0.5311$ ,  $\sigma \approx 17.42$  м/с (без станцій Дубни та Azores)

Додамо, що залежність (6.4) досить близька до залежностей  $\Delta t(r)$ , які отримані у роботах [13 – 15]. Близькі також значення швидкості  $\bar{v}$ : 304 – 305 м/с у цій роботі і 291 м/с, а також 297 м/с у роботах [13 – 15]. Відмінність у  $\bar{v}$  обумовлена тим, що у нашому випадку  $r_{\max} \approx 8.66$  Мм, а у [15]  $r_{\max} \approx 15$  Мм і в [13, 14]  $r_{\max} \approx 17.5$  Мм. Певну роль також грають флуктуаційні ефекти.

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

Апроксимації (6.5) і (6.6) є задовільними, але не цілком фізичними. Залежність (6.6) показує, що при  $r > 4.5$  Мм швидкість слабо залежить від відстані, вона більше залежить від стану атмосфери на трасі поширення.

Регресія (6.7) також не є фізичною. При  $r \approx 6.4$  Мм має місце мінімум швидкості  $v_{\min} \approx 297$  м/с.

Зауважимо, що для Індонезійського [13, 14] та Челябінського [15] метеороїдів для  $r < 5$  Мм також спостерігалось зменшення швидкості приходу. При  $r > 5$  Мм значення  $v$  флюктували в околиці 290 і 295 м/с відповідно.

**Тривалість сигналу.** Залежність тривалості сигналу від відстані залежить від низки факторів: від багатомодовості сигналу, численних перевідбиттів сигналу в атмосферних хвилеводах, дисперсійного розпливання хвильового пакету, згенерованого метеороїдом, від відношення сигнал/шум, а також від різної пропускної здатності хвилеводів, викликаній різним ослабленням спектральних складових. Дисперсійне розпливання суттєво для ширококутових, точніше надширококутових інфразвукових сигналів. Таким був сигнал від Челябінського метеороїда, для нього діапазон періодів становив  $\sim 10 - 100$  с [15]. Зменшення відношення сигнал/шум неминуче призводить до вдаваного вкорочення сигналу. Названі фактори здатні послаблювати один одного. Для Челябінського метеороїда скоріше переважало дисперсійне розпливання та залежність  $\Delta T(r)$  для 10 станцій була зростаючою [15]. При різниці фазових швидкостей складових сигналу, що досягає 20 м/с, та  $r = 10$  Мм маємо дисперсійне подовження, що дорівнює 35 хв.

Для Індонезійського метеороїда залежність  $\Delta T(r)$  була спадною [13, 14]. Діапазон періодів становив 5 – 25 с, середнє значення  $\bar{T} \approx 13 - 14$  с. При цьому відмінність у фазових швидкостях різних складових не перевищувала  $\Delta v = 10$  м/с, а дисперсійне уширення при  $r = 10$  Мм не перевищувало 18 хв.

У разі Липецького метеороїда при  $T \approx 2 - 14$  с,  $\bar{T} \approx 6$  с,  $\Delta v \approx 8$  м/с маємо для дисперсійного подовження значення, що дорівнює близько 7 – 11 хв для  $r = 5 - 8$  Мм.

Як бачимо, дисперсійне подовження для всіх трьох метеороїдів могло бути суттєвим. Для Індонезійського та Липецького метеороїдів воно, однак, частково компенсувалося перерахованими вище протидіючими факторами. Зрештою для цих двох метеороїдів залежність  $\Delta T(r)$  була спадною.

Залежності (6.8) і (6.10) слід визнати незадовільними. Залежності (6.9) і (6.11) практично рівноцінні.

**Період коливань.** Відсутність яскраво вираженої залежності  $T(r)$  свідчить про те, що період основного коливання на трасах різної протяжності та орієнтації залишається майже постійним і дається співвідношеннями (6.12) і (6.13), 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  $T(r) = \text{const}$ .

Використовуючи співвідношення з роботи [16] для енергії інфразвукового джерела, справедливого при  $E/2 < 100$  кт ТНТ, можна за значенням періоду оцінити  $E$ :

$$\lg \frac{E}{2} = 3.34 \lg T - 2.58. \quad (6.19)$$

При  $T = 6.28 \pm 0.98$  с з (6.19) маємо  $E = 2.43^{+1.52}_{-1.05}$  кт ТНТ. Якщо ж  $T = 6.14 \pm 0.76$  с, то з (6.19) 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) [17].

**Азимут.** Між спостережуваним  $A_{об}$  та істинним  $A_{тр}$  значеннями азимута існує сильний статистичний зв'язок, виражений лінійною регресією (6.14). Подібна залежність мала місце і для Індонезійського метеороїда [13, 14].

**Флуктуації азимута.** Через суттєву відмінність у напрямках поширення інфразвукового сигналу та в довжинах траси мали місце знакозмінні флуктуації  $\Delta A$ . Для Липецького метеороїда спостерігалася тенденція до збільшення  $\Delta A$  при збільшенні  $r$  (див. співвідношення (6.15) і (6.16)). Середнє значення  $\overline{\Delta A} = 1.9 \pm 2.1^\circ$ . Для Індонезійського метеороїда  $\overline{\Delta A} = 3.1 \pm 11.7^\circ$ . Якщо ж виключити з розгляду інфразвукові станції I39PW ( $\Delta A = 34^\circ$ ) та I56US ( $\Delta A = 29^\circ$ ), то для Індонезійського метеороїда  $\overline{\Delta A} = 0.2 \pm 3.5^\circ$ .

**Залежність швидкості від азимута.** Залежність швидкості приходу інфразвукового сигналу від  $\sin A_{тр}$  дається співвідношеннями (6.17) і (6.18). Причиною виникнення такої залежності є вплив тропосферно-стратосферно-термосферного вітру. Швидкість приходу  $v$  пов'язана зі швидкістю вітру  $w$  наступним співвідношенням [13, 14]:

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

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

$$v = v' + w \cos(270^\circ - A) = v' - w \sin A, \quad (6.20)$$

$$v = v' + w \cos(90^\circ - A) = v' + w \sin A. \quad (6.21)$$

З (6.20) і (6.21) можна отримати також наслідки. Для станцій, розміщених на схід від джерела інфразвуку,  $A > 180^\circ$ ,  $\sin A < 0$  і  $v > v'$ , тобто наявність вітру збільшує  $v'$ . При тому самому розташуванні та східному вітрі  $v < v'$ . При східному вітрі для станцій, розташованих на захід від джерела інфразвуку,  $A < 180^\circ$ ,  $\sin A > 0$  і  $v > v'$ . При аналогічному розташуванні, але західному вітрі  $v < v'$ .

Таким чином, маючи регресійні залежності (6.17) і (6.18), а також співвідношення (6.20) і (6.21), можна оцінити середню швидкість атмосферного вітру та істинну швидкість приходу сигналу, яка була б за відсутності вітру.

Для Липецького метеороїда у припущенні, що влітку переважає східний вітер, з порівняння (6.17), (6.18) з (6.20) отримаємо, що  $w \approx 25 - 31$  м/с, а  $v' \approx 299 - 300$  м/с. Ці значення видаються цілком прийнятними.

## 6.5. СЕЙСМІЧНИЙ ЕФЕКТ

Сейсмічний ефект спричинений дією повітряної ударної хвилі.

Біля поверхні Землі густина акустичної енергії та її густина потоку дорівнюють:

$$\varepsilon_{ac} = \frac{\Delta p^2}{\rho_0 v_s^2},$$

$$\Pi_{ac} = \varepsilon_{ac} v_s = \frac{\Delta p^2}{\rho_0 v_s}.$$

Вважаючи  $\Delta p = 140$  Па і  $\rho_0 = 1.3$  кг/м<sup>3</sup>, отримаємо  $\Pi_{ac} \approx 50$  Дж/м<sup>2</sup>·с. При площі впливу ударної хвилі  $S_a \approx 1000$  км<sup>2</sup> і тривалості впливу  $\Delta \tau_a \approx 50$  с маємо оцінку енергії ударної хвилі, що викликає землетрус біля поверхні Землі,  $E_{ac} \approx 2.5 \cdot 10^{12}$  Дж. В енергію сейсмічних хвиль  $E_{sw}$  переходить близько  $10^{-5}$  енергії ударної хвилі від приземного вибуху (див., наприклад, [8, 9]). При цьому  $E_{sw} \approx 2.5 \cdot 10^7$  Дж. Такому значенню  $E_{sw}$  відповідає магнітуда землетрусу  $M_{eq}$ , що дається наступним співвідношенням (див., наприклад, [8, 9]):

$$\lg E_{sw} = 4.8 + 1.5 M_{eq}.$$

Звідси  $M_{eq} \approx 1.7$ . Землетрус із такою магнітудою слабо відчувається людиною. Додамо, що сейсмічні виміри, виконані на українських сейсмічних станціях, дали  $M_{eq} \approx 1.5 - 2$ .

## 6.6. ОСНОВНІ РЕЗУЛЬТАТИ

1. Запропоновано механізм генерації вторинних ВГХ та оцінено його ефективність. Помітні збурення від вибуху та вторинних процесів поширювалися по горизонталі на відстань щонайменше тисячі кілометрів. За оцінками, період вторинних ВГХ становив 7 – 14 хв, а відносна амплітуда – 1 – 10%.

2. Наведено аналіз часових залежностей тиску в інфразвуковій хвилі, згенерованій протягом падіння 21 червня 2018 року Липецького метеороїда.

3. Час запізнювання інфразвукового сигналу збільшувався зі збільшенням горизонтальної відстані від епіцентру вибуху метеороїда до станцій за лінійним законом. При цьому середня за всіма трасами швидкість приходу сигналу була близька до 304 – 305 м/с.

4. Швидкість приходу інфразвукового сигналу зі збільшенням відстані спочатку досить швидко спадала, а на відстанях 4.5 – 8.66 Мм флукутувала біля значення 302 м/с.

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

6. Середні значення періодів інфразвукового сигналу, які не залежать від відстані та оцінені за різними регресіями, становили  $6.28 \pm 0.98$  і  $6.14 \pm 0.76$  с.

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

8. Апроксимація швидкості приходу інфразвукового сигналу від синуса азимутального кута показала, що скориговане значення швидкості приходу сигналу становило близько 300 м/с, а середнє значення тропосферно-стратосферного вітру було близько 25 – 31 м/с.

9. Аналіз кореляційних полів показав, що існує стійкий статистичний зв'язок між спостережуваним та істинним азимутами джерела інфразвуку. Зазначено, що мала місце тенденція до підвищення рівня флуктуацій азимута зі збільшенням відстані.

### *Література до розділу 6*

1. Госсард Э. Э. Волны в атмосфере / Э. Э. Госсард, У. Х. Хук. – М.: Мир, 1978. – 532 с.
2. Голицын Г. С. Излучение акустико-гравитационных волн при движении метеоров в атмосфере / Г. С. Голицын, Г. И. Григорьев, В. П. Докучаев // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. – 1977. – Т. 13, № 9. – С. 926 – 936.
3. 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. – V. 179, № 104715.
4. Черногор Л. Ф. Физические эффекты Липецкого метеороида. 1 / Л. Ф. Черногор // Кинематика и физика небесных тел. – 2019. – Т. 35, №4. – С. 37 – 59.
5. Chernogor L. F. Physical Effects of the Lipetsk Meteoroid: 1 / L. F. Chernogor // Kinematics and Physics of Celestial Bodies. – 2019. – V. 35, № 4. – P. 174 – 188.
6. Чорногор Л. Ф. Характеристики інфразвукового сигналу, згенерованого Липецьким метеороїдом: результати статистичного аналізу / Л. Ф. Чорногор, М. Б. Шевелєв // Кінематика і фізика небесних тіл. – 2020. – Т. 36, № 4. – С. 58 – 71.
7. 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. – V. 36, № 4. – P. 186 – 194.
8. Катастрофические воздействия космических тел / Под ред. В. В. Адушкина, И. В. Немчинова. – М.: Академкнига, 2005. – 310 с.
9. Catastrophic Events Caused by Cosmic Objects / V. Adushkin, I. Nemchinov (Eds.) // Comprehensive overview of the threat posed by the impact of an asteroid or comet on Earth, 2008. – XI + 357 p.

10. Infrasound monitoring for atmospheric studies / A. Le Pichon, E. Blanc, A. Nauchecorne (Eds.). – Dordrecht Heidelberg London New York: Springer, 2010. – 734 p.
11. Черногор Л. Ф. Плазменные, электромагнитные и акустические эффекты метеорита «Челябинск» / Л. Ф. Черногор // Инженерная физика. – 2013. – № 8. – С. 23 – 40.
12. Черногор Л. Ф. Физика и экология катастроф / Л. Ф. Черногор. – Х.: ХНУ имени В. Н. Каразина, 2012. – 556 с.
13. Черногор Л. Ф. Параметры инфразвукового сигнала, сгенерированного метеороидом над Индонезией 8 октября 2009 г. / Л. Ф. Черногор, Н. Б. Шевелев // Кинематика и физика небесных тел. – 2018. – Т. 34, № 3. – С. 59 – 75.
14. 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. – V. 34, № 3. – P. 147 – 160.
15. 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.
16. 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. – V. 822, Iss. 1. – P. 284 – 302.
17. Center for Near Earth Object Studies [Электронный ресурс]. Режим доступа: <https://cneos.jpl.nasa.gov/> Дата обращения: 12.03.2019.



## РОЗДІЛ 7

---

### *ІОНОСФЕРНІ ЕФЕКТИ ЛИПЕЦЬКОГО МЕТЕОРОЇДА*

#### 7.1. ЗАГАЛЬНІ ВІДОМОСТІ

Іоносферні ефекти, що супроводжували падіння на Землю великих (розмір  $\sim 1 - 10$  м) космічних тіл, мало вивчені. Фактично дослідники мають у своєму розпорядженні одну подію – падіння Челябінського метеороїда [1 – 6]. Метеороїд вторгся до атмосфери Землі 15 лютого 2013 року. Його розмір був близько 18 м, початкова швидкість – близько 18.5 км/с, початкова кінетична енергія – близько 440 кт ТНТ.

Іоносферні ефекти Челябінського метеороїда вивчалися низкою авторів [7 – 29]. У роботах [7, 8] повідомляється, що метеороїд викликав збурення в іоносфері, а в роботі [9] їхня наявність не виявлена. Потрібно було залучення як інших методів діагностики, так і інших методів обробки даних спостережень. Певною мірою це зробили автори інших робіт [10 – 29]. У цих роботах обговорюються іоносферні ефекти, що послідували за прольотом і вибухом Челябінського метеороїда. Вимірювання виконані різними радіофізичними методами та на різних висотах. З робіт [7, 8, 10 – 29] випливає, що метеороїд викликав помітні ефекти в іоносфері.

У роботах [11, 19, 20] за даними GPS-приймачів описано поведінку іоносфери після вибуху Челябінського метеороїда.

У роботах [10, 11] також проаналізовано іоносферні ефекти Челябінського метеороїда.

Автори [12] описали збурення в іоносфері, що послідували за вибухом Челябінського космічного тіла, та помилки позиціонування наземного навігаційного приймача.

Авторами [13, 14, 24, 25, 28, 29] виявлені та пояснені квазіперіодичні й аперіодичні збурення в нижній іоносфері.

Іонозондові спостереження дозволили виявити прояви АГХ із періодом 75 – 135 хв на відстанях до 3000 км [24 – 27].

Авторами [14] описані результати GPS-спостережень іоносферних квазіперіодичних збурень, що послідували за падінням Челябінського метеороїда.

Не всі збурення, що спостерігалися різними авторами, вдалося пояснити. Тому не здаються до кінця переконливими аргументи на користь того, що

збурення, які спостерігалися за допомогою десятка іонозондів європейського та азіатського регіонів Росії, викликані вибухом Челябінського космічного тіла. Можливо, що частина виявлених збурень генерувалася під час руху тіла на термосферно-мезосферних висотах. Не виключаються і прояви невідомого механізму генерації довготривалих (до 9 годин) іоносферних збурень [7, 15].

Тому актуальною задачею є вивчення можливих збурень в іоносфері, спричинених падінням інших космічних тіл.

Метою цього розділу є виклад результатів теоретичних розрахунків і спостереження іоносферних збурень, що послідували за падінням метеороїда метричного розміру в центрі європейської частини Росії.

Основні результати опубліковані у роботах автора [30 – 33].

## 7.2. РЕЗУЛЬТАТИ ТЕОРЕТИЧНИХ РОЗРАХУНКІВ

Вплив на іоносферу може здійснюватися кількома каналами. По-перше, через потік нагрітої речовини вздовж плазмового пюму. По-друге, за допомогою ударної хвилі. По-третє, на іоносферу має вплив електромагнітне випромінювання, що генерується слідом (див. вище). По-четверте, за рахунок механізму іонізації молекул NO, описаного у роботі [34].

### 7.2.1. Ефект іонізованого сліду

Ефекти плазмового пюму в іоносфері при падінні Липецького тіла були, швидше за все, невеликими через малість критерію  $\alpha_p = E_k(z_e)/p_0 H^3$  (відносна малість енергії вибуху). Якщо плазмовий пюм все ж таки виникав, то плазмовий слід простягався за висотою не більше ніж на 7 – 8 км.

Результати розрахунку початкової лінійної  $\alpha_i(0)$  та об'ємної концентрації електронів  $N(0)$  за співвідношеннями, наведеними, наприклад, у роботах [4, 5, 30, 31],

$$\alpha_i(0) = \frac{\beta_i}{M_m} \frac{C_h}{2Q} \rho v^2 S,$$

$$N(0) = \frac{\beta_i}{M_m} \frac{C_h}{2Q} \rho v^2$$

викладено в табл. 7.1. У цій таблиці також перераховані часи становлення концентрації електронів за рахунок амбіполярної дифузії  $t_D$ , прилипання електронів до молекул кисню та рекомбінації з метеорними іонами:

$$t_D = \frac{d^2}{D},$$

$$t_{N10} = \left( k_{a0} N_0^2 [\text{O}_2] \right)^{-1},$$

$$t_{N20} = \left( \alpha_{a0} N(0) \right)^{-1},$$

де  $D$  – коефіцієнт амбіполярної дифузії. Для простоти вважалося, що  $T \approx T_0$  і  $\rho \approx \rho_0$ .

Таблиця 7.1

**Висотні залежності основних параметрів атмосфери та іоносфери**

| $z$ ,<br>км | $\rho$ , кг/м <sup>3</sup> | $T_0$ , К | $N[O_2]$ ,<br>м <sup>-3</sup> | $k_{a0}$ ,<br>10 <sup>-42</sup> ,<br>м <sup>6</sup> ·с <sup>-1</sup> | $\alpha_i(0)$ ,<br>м <sup>-1</sup> | $N(0)$ ,<br>м <sup>-3</sup> | $D$ ,<br>м <sup>2</sup> ·с <sup>-1</sup> | $t_{N1}$ , с        | $t_{N2}$ , с        | $t_D$ , с           |
|-------------|----------------------------|-----------|-------------------------------|----------------------------------------------------------------------|------------------------------------|-----------------------------|------------------------------------------|---------------------|---------------------|---------------------|
| 300         | $2.1 \cdot 10^{-10}$       |           |                               |                                                                      | $3.9 \cdot 10^{14}$                | $3.1 \cdot 10^{13}$         | $1.6 \cdot 10^4$                         |                     | $3.2 \cdot 10^4$    | $10^{-3}$           |
| 200         | $2.1 \cdot 10^{-9}$        |           |                               |                                                                      | $3.9 \cdot 10^{15}$                | $3.1 \cdot 10^{14}$         | $1.7 \cdot 10^3$                         |                     | $3.2 \cdot 10^3$    | $9.4 \cdot 10^{-3}$ |
| 150         | $2.1 \cdot 10^{-8}$        |           |                               |                                                                      | $3.9 \cdot 10^{16}$                | $3.1 \cdot 10^{15}$         | 76                                       |                     | $3.2 \cdot 10^2$    | 0.2                 |
| 120         | $2.1 \cdot 10^{-7}$        |           |                               |                                                                      | $3.9 \cdot 10^{17}$                | $3.1 \cdot 10^{16}$         | 30                                       |                     | 32                  | 0.5                 |
| 100         | $2.1 \cdot 10^{-6}$        |           |                               |                                                                      | $3.9 \cdot 10^{18}$                | $3.1 \cdot 10^{17}$         | 12                                       |                     | 3.2                 | 1.3                 |
| 90          | $8 \cdot 10^{-6}$          |           |                               |                                                                      | $1.5 \cdot 10^{19}$                | $1.2 \cdot 10^{18}$         | 3.5                                      |                     | 0.8                 | 4.6                 |
| 80          | $3 \cdot 10^{-5}$          | 220       | $6.2 \cdot 10^{19}$           | 1.26                                                                 | $5.5 \cdot 10^{19}$                | $4.4 \cdot 10^{18}$         | 1                                        | 206                 | 0.2                 | 16                  |
| 70          | $1.1 \cdot 10^{-4}$        | 230       | $4.2 \cdot 10^{20}$           | 1.34                                                                 | $7.0 \cdot 10^{20}$                | $1.6 \cdot 10^{19}$         | 0.3                                      | 4.2                 | $6.3 \cdot 10^{-2}$ | 53                  |
| 60          | $4.4 \cdot 10^{-4}$        | 240       | $1.4 \cdot 10^{21}$           | 1.44                                                                 | $8.2 \cdot 10^{20}$                | $6.5 \cdot 10^{19}$         | 0.1                                      | 0.35                | $1.5 \cdot 10^{-2}$ | 160                 |
| 50          | $1.7 \cdot 10^{-3}$        | 250       | $4.6 \cdot 10^{21}$           | 1.52                                                                 | $3.1 \cdot 10^{21}$                | $2.5 \cdot 10^{20}$         | 0.03                                     | 0.03                | $4 \cdot 10^{-3}$   | 533                 |
| 40          | $6.3 \cdot 10^{-3}$        | 240       | $1.7 \cdot 10^{22}$           | 1.44                                                                 | $1.2 \cdot 10^{22}$                | $9.3 \cdot 10^{20}$         | 0.01                                     | $2.4 \cdot 10^{-3}$ | $2.4 \cdot 10^{-3}$ | 1600                |

З табл. 7.1 видно, що на висотах  $z > 100$  км іонізаційний слід релаксує переважно за рахунок амбіполярної дифузії. Процес прилипання несуттєвий на всіх висотах. У діапазоні висот 40 – 90 км  $N$  релаксує в основному за рахунок рекомбінації.

Розглянемо дещо докладніше вплив ударної хвилі та електромагнітного випромінювання.

**7.2.2. Іоносферний ефект ударної хвилі**

Ударна хвиля призводить до рухомого фронту підвищеної концентрації електронів  $N$ . Відносне збурення останньої  $\delta_N$  можна оцінити за відносним збуренням тиску  $\delta_p = \Delta p/p_0$ . При грубій оцінці  $\delta_N \approx \delta_p$ . Результати розрахунку  $\delta_p$  на іоносферних висотах наведено в табл. 1.4 у роботах [35, 36]. Над епіцентром вибуху слід було очікувати значень  $\delta_N \approx 0.1 - 1$ .

Рух ударної хвилі є джерелом рухомих іоносферних збурень у діапазоні АГХ (див. пункт 6.2.2).

**7.2.3. Ефект електромагнітного імпульсу**

Генерація іонізованим слідом електромагнітного імпульсу достатньої інтенсивності може призводити до збурення іоносфери та пробою атмосфери. При  $(2\pi f)^2 \ll \nu_e^2$  напруженість електричного поля пробою дається наступним співвідношенням (див., наприклад, [37]):

$$E_{cr}(z) = E_{cr}(0)e^{-z/H},$$

де  $E_{cr}(0) = 3 \text{ МВ/м}$ . Час пробою при  $E \approx E_{cr}$  дається таким виразом [37]:

$$\tau_{cr} = \tau_{cr}(0)e^{z/H}.$$

Тут  $\tau_{cr}(0) = 0.02 \text{ мкс}$ .

Результати розрахунку  $E_{cr}$  і  $\tau_{cr}$  наведено в табл. 7.2. Для пробою атмосфери на висотах 95 – 105 км (вище поле імпульсу не проникає через відбиття на межі іоносфери) потрібно  $E_{cr} \approx 5 - 1 \text{ В/м}$  відповідно. Оскільки при  $r \approx 50 \text{ км}$   $E \approx 2 - 10 \text{ В/м}$ , то  $E \geq E_{cr}$  і пробій електромагнітним імпульсом був можливий.

Таблиця 7.2

### Параметри, що описують пробій атмосфери

| $z, \text{ км}$ | $v_{en0}, \text{ с}^{-1}$ | $E_{cr}, \text{ В/м}$ | $\tau_{cr}, 10^{-3} \text{ с}$ | $t_{Te}, 10^{-3} \text{ с}$ |
|-----------------|---------------------------|-----------------------|--------------------------------|-----------------------------|
| 80              | $2 \cdot 10^6$            | 30                    | 2                              | 0.07 – 0.11                 |
| 85              | $1.1 \cdot 10^6$          | 17                    | 1.2                            | 0.08 – 0.12                 |
| 90              | $6.3 \cdot 10^5$          | 9                     | 7                              | 0.09 – 0.14                 |
| 95              | $3.5 \cdot 10^5$          | 5                     | 12                             | 0.38 – 0.68                 |
| 100             | $2 \cdot 10^5$            | 3                     | 20                             | 1.7                         |
| 105             | $1.1 \cdot 10^5$          | 1                     | 34                             | 3                           |

Крім пробою атмосфери в нижній частині іоносфери ( $z \approx 80 - 100 \text{ км}$ ), відбувається нагрів електронів, зміна коефіцієнта прилипання  $\beta_a(T_e)$  та зменшення коефіцієнта рекомбінації  $\alpha_r(T_e)$  електронів з іонами  $\text{NO}^+$  і  $\text{O}_2^+$  [30, 38, 39]. Час становлення процесу рекомбінації значно перевищує тривалість електромагнітного імпульсу, і тому порушення іонізаційно-рекомбінаційного процесу помітної ролі не грають.

Нагрів електронів стає суттєвим при  $E \geq E_p$ , де в гіротропній іоносфері при квазіпоздовжньому поширенні радіохвилі

$$E_{pl}^2 = \frac{3kT_{e0}m\delta_{en}(\omega_B^2 + v_{en}^2)}{e^2}.$$

Тут  $E_{pl}$  – плазмове поле [30, 38, 39],  $T_{e0}$  – температура електронів у незбуреній плазмі,  $\omega_B \approx 8.5 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$  – гірочастота електронів, точніше її «поздовжня» складова. Важливо, що у нижній іоносфері  $E_p \approx 0.3 \text{ В/м}$ , тобто  $E_p \ll E \approx 2 - 10 \text{ В/м}$ . Це означає, що нагрів електронів біля межі іоносфери був значним.

Нагрів електронів описується наступною системою рівнянь (див., наприклад, [39]):

$$\frac{d\theta}{dt} + \delta_{en}(\theta)v_{en}(\theta)(\theta - 1) = \frac{E^2}{E_{pl}^2} A(\theta)\delta_0 v_{en}(\theta), \quad (7.1)$$

$$\frac{dE}{dz} + \frac{\omega}{c} \kappa(\theta, z) E = 0, \quad (7.2)$$

де  $\theta = T_e/T_{e0}$ ,  $\delta_{en}(\theta) = \delta_{en0}(\theta^{-4/3} + 0.014\theta + 2^{(\theta-45)/5})$ ,  $v_{en}(\theta) = v_{en0}\theta^{5/6}$ ,  
 $A(\theta) = \frac{\omega_B^2 + v_{en0}^2}{\omega_B^2 + v_{en}^2(\theta)}$ ,  $\omega_B = 2\pi f$  – кругова частота радіовипромінювання,

$\kappa$  – показник поглинання радіовипромінювання. Результати числового розв'язання системи (7.1), (7.2) при  $E(z_e) = 11 - 33$  кВ/м наведено в табл. 7.2. З таблиці видно, що поблизу нижньої межі іоносфери значення  $\theta$  становлять 10 – 40.

Значний нагрів електронів на межі іоносфери призводить до збільшення  $v_{en}(T_e) \approx v_{en}(T_{e0})(T_e/T_{e0})^{5/6}$  [32, 33], а значить, до збільшення показника заломлення плазми з горизонтальним розміром у сотні кілометрів. Таке утворення може слугувати фокусуючою лінзою для радіовипромінювання у широкому діапазоні частот.

#### 7.2.4. Генерація альвенівського імпульсу та МГД хвиль

Будь-яка зміна провідності іоносферної плазми призводить до варіацій параметрів квазістаціонарних іоносферно-магнітосферних струмових систем [40]. Зокрема різка зміна провідності плазми на межі іоносфери внаслідок збурення  $v_{en}$  і  $N$  призводить до генерації альвенівського імпульсу. За оцінками, при прольоті Липецького тіла амплітуда імпульсу була  $\sim 0.1 - 1$  мВ/м. Як відомо, альвенівська хвиля поширюється вздовж магнітної силової лінії, досягаючи магнітосфери та магнітоспряженої області.

Нестационарний плазмовий слід метеороїда, взаємодіючи з геомагнітним полем, також є джерелом МГД хвиль, які можуть поширюватися в іоносфері та магнітосфері. Внаслідок взаємодії цих хвиль з високоенергійними електронами радіаційного поясу Землі можуть виникнути висипання електронів у атмосферу та її додаткова іонізація [41 – 47].

Так могли виникнути канали впливу Липецького метеороїда на магнітосферу.

#### 7.2.5. Можливість фотоіонізації

У роботах [34, 48] оцінюється можливість фотоіонізації молекул NO при прольоті Челябінського метеороїда. Справа в тому, що ці молекули мають низький потенціал іонізації, а їх концентрація в Е-області іоносфери може досягати  $(1 - 3) \cdot 10^{14} \text{ м}^{-3}$ . За оцінками авторів [48, 49] на висоті 105 км міг виникнути іонізований слід із концентрацією  $\Delta N$  до  $2 \cdot 10^{10} \text{ м}^{-3}$  завдовжки близько 100 км. Для порівняння вкажемо, що вночі фонове значення  $N_0 \approx (0.3 - 1) \cdot 10^{10} \text{ м}^{-3}$ . Тоді  $\Delta N/N_0 \approx 6.7 - 2$ . Враховуючи, що енергія Липецького метеороїда була приблизно на два порядки менша за енергію Челябінського космічного тіла, величина додаткової іонізації навряд чи перевищувала  $\sim 10^8 \text{ м}^{-3}$ . У цьому випадку  $\Delta N/N_0 \approx 0.3 - 1\%$  і ефект фотоіонізації практичного значення не мав, а отже, і не генерувалися пов'язані з ним нестійкості [34, 48].

### 7.3. ЗАСОБИ ТА МЕТОДИ

Радар, призначений для доплерівського зондування іоносфери, розташований поблизу м. Харків [49]. Основні параметри радара, що випромінює радіоімпульси вертикально вгору, наступні: діапазон частот  $f = 1 - 24$  МГц, імпульсна потужність радіопередавального пристрою – 1 кВт, тривалість імпульсу  $\tau \approx 500$  мкс, частота повторення імпульсів – 100 Гц, смуга пропускання фільтра радіоприймального пристрою – 10 Гц. Антенна система являє собою вертикальний ромб із коефіцієнтом підсилення  $G \approx 1 - 10$  залежно від частоти хвилі. Відношення сигнал/завада  $q$  досягає  $10^5 - 10^6$  у нічний час та  $10^3 - 10^4$  у денний час доби. Радар спряжений із персональним комп'ютером, утворюючи програмно-апаратний комплекс, який веде вимірювання та попередню обробку сигналу в реальному масштабі часу. Висотна довжина відбитого сигналу суттєво перевищує  $ct/2 \approx 75$  км. Тому використовується стробування за висотою з дискретністю  $\Delta z = 75$  км у діапазоні діючих висот 75 – 450 км. Сигнал биттів коливань опорного генератора та відбитого сигналу в цифровому вигляді (частота опитування – 10 Гц) записувався на носій інформації, а потім за допомогою перетворення Фур'є обчислювалися доплерівські спектри (ДС) в діапазоні можливих доплерівських зміщень від  $-2.5$  до  $+2.5$  Гц на інтервалі часу 60 с (розрізнення за частотою  $\sim 17$  мГц). Похибка оцінки доплерівського зміщення частоти (ДЗЧ)  $f_d$  становить  $\sim 10^{-3}$  Гц при типовому значенні  $q$ .

Для загального контролю за станом іоносфери використовувався іонозонд, що розташований поряд із радаром доплерівського зондування. Частота реєстрації іонограм – 1 іонограма за 5 хв.

### 7.4. РЕЗУЛЬТАТИ СПОСТЕРЕЖЕНЬ

Часові варіації ДС у контрольну добу з 19 на 20 червня 2018 року на частотах 3.2 і 4.2 МГц наведено на рис. 7.1. З рис. 7.1 видно, що протягом усього часу мали місце як аперіодичні, так і квазіперіодичні варіації ДС. Після 01:00 постійна складова ДЗЧ  $\overline{f_d}$  стала позитивною, причому її значення становило близько 0.36 і 0.46 Гц на частотах 3.2 і 4.2 МГц відповідно. При  $\overline{f_d} > 0$  відбувається опускання області відбиття радіохвилі. Максимальна швидкість опускання становила близько 16 м/с. За 3.5 години область відбиття радіохвиль опустилася вниз приблизно на 100 км. Тривалі квазіперіодичні процеси в інтервалі часу, наведеному на рис. 7.2, були відсутні. Епізодично ДС ставали дифузними.

Напередодні та в день падіння Липецького метеороїда з 21:00 20 червня 2018 року до 00:30 21 червня 2018 року ДС були дифузними (рис. 7.2). Ранкове опускання висоти відбиття радіохвилі почалося близько 01:00 і тривало до 04:30. Приблизно з 00:55 і до 01:27 спостерігався квазіперіодичний процес з періодом  $T \approx 14$  хв і амплітудою близько 0.11 і 0.19 Гц на частотах 3.2

і 4.2 МГц відповідно. В інтервалі часу 01:27 – 01:48 мав місце розвал ДС, квазіперіодичні варіації виявилися зруйнованими. Приблизно після 01:48 спостерігалися квазіперіодичні зміни ДЗЧ. Період коливань ДЗЧ на частоті 4.2 МГц поступово збільшувався від 10 до 20 хв. Амплітуда коливань була близько 0.11 і 0.19 Гц на частотах 3.2 і 4.2 МГц відповідно. Квазіперіодичний процес тривав близько 2 годин.

У контрольний день 22 червня 2018 року відмічалися як квазіперіодичні, так і аперіодичні варіації ДЗЧ (рис. 7.3). Розвал спектрів в інтервалі часу 01:00 – 02:00 був відсутній. Після 02:05 на частоті 3.2 МГц з'явилося квазіперіодичне коливання, яке тривало близько 80 хв. На частоті 4.2 МГц у цей час періодичний процес був відсутній. З 02:20 до 03:20 спостерігалось роздвоєння ДС, що свідчить про наявність двох відбитих променів.

Таким чином, у день падіння Липецького метеороїда спостерігалось два ефекти: з часом запізнювання  $\Delta t_1 \approx 11$  хв розвал ДС і з часом запізнювання 33 і 31 хв на частотах 3.2 і 4.2 МГц відповідно поява тривалого ( $\sim 2$  годин) квазіперіодичного процесу.

## 7.5. ФІЗИЧНІ МЕХАНІЗМИ ЕФЕКТІВ

Час запізнювання першого ефекту, тобто розвалу ДС, становив близько 11 хв. Це наводить на думку, що ефект викликаний поширенням ударної хвилі від вибуху метеороїда до висот іоносфери.

Результати розрахунку висотної залежності надлишкового тиску  $\Delta p$  в ударній хвилі та її тривалості  $\Delta T$  наведено в табл. 4.2. При цьому використовувалися співвідношення для  $\Delta p/p$  і  $\Delta T$  з роботи [50]. Розрахунки проводилися без урахування дисипації ударної хвилі. З табл. 4.2 видно, що на висотах  $z \geq 100$  км  $\Delta p/p > 0.3$ . Це означає, що ударна хвиля ефективно поглинається, нагріваючи середовище. Атмосфера при цьому турбулізується, виникають неоднорідності концентрації електронів, які призводять до розвалу ДС.

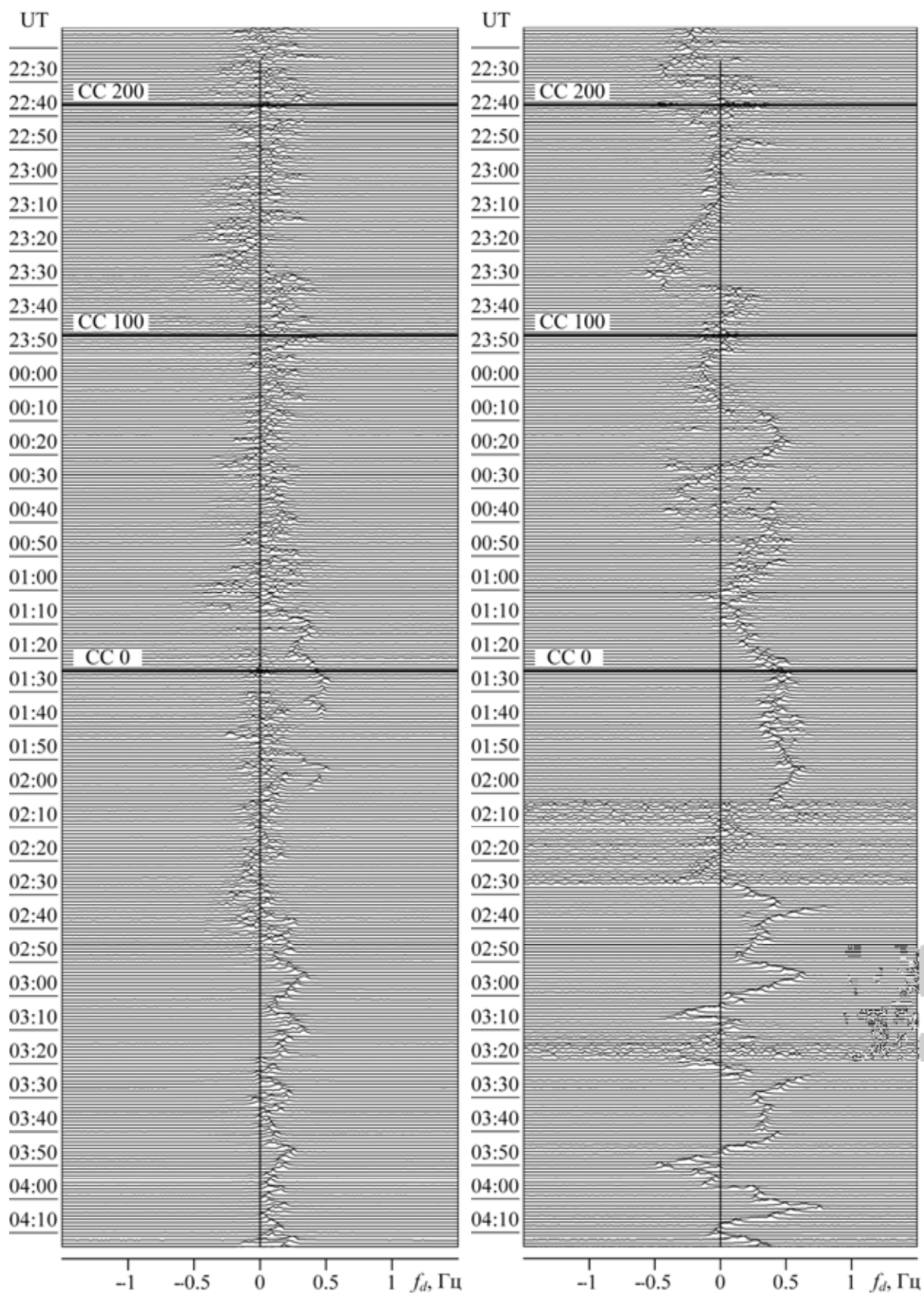
Нагрітий об'єм атмосфери стає джерелом атмосферних гравітаційних хвиль (АГХ). Їхні параметри оцінені в підрозділі 6.7.2.

Значення питомої хвильової енергії  $\varepsilon_w$  та теплової енергії  $\varepsilon_T$  наведені в табл. 6.1. Тут

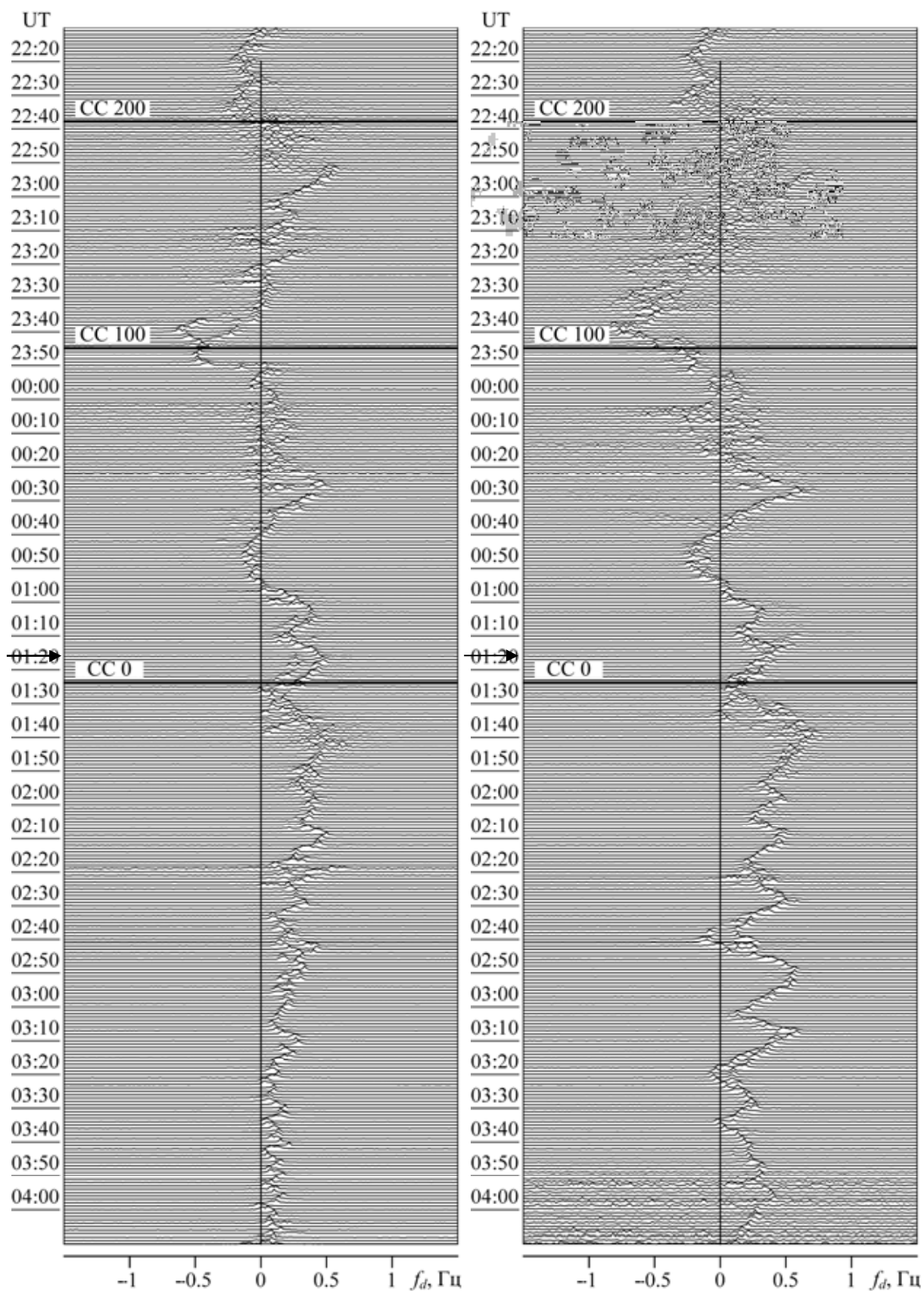
$$\varepsilon_w = \frac{\Delta p^2}{\rho_0 v_s^2} = \gamma \frac{\Delta p^2}{p_0},$$

$\Delta p$  – надлишковий тиск у АГХ,  $\rho_0$  і  $p_0$  – густина і тиск у незбуреній атмосфері,  $v_s$  – швидкість звуку,  $\gamma = 1.4$  – показник адіабати.

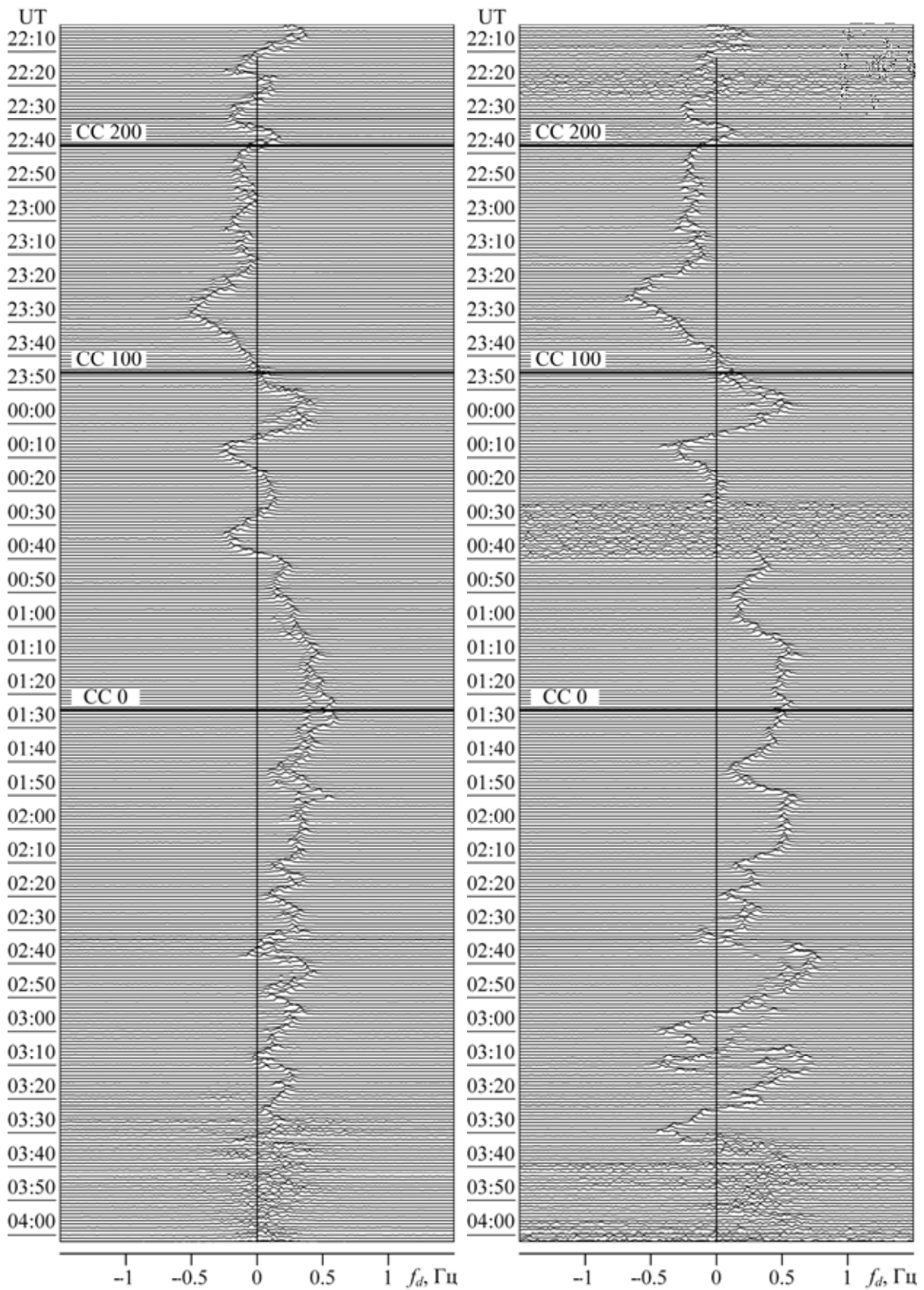
Зрозуміло, що нагрів атмосфери інфразвуком вище 150 км неможливий через його поглинання в діапазоні висот 100 – 150 км. З табл. 6.2 видно, що при  $z > 120$  км,  $\varepsilon_w / \varepsilon_T > 0.3$ . Це означає, що вище 120 км ефективно генеруються АГХ.



**Рис. 7.1.** Часові варіації доплерівських спектрів на частотах 3.2 МГц (ліва панель) і 4.2 МГц (права панель) у ніч з 19 на 20 червня 2018 року. Тут і надалі горизонтальними лініями показані моменти часу сходу Сонця на висотах 200, 100 та 0 км



**Рис. 7.2.** Часові варіації доплерівських спектрів на частотах 3.2 МГц (ліва панель) і 4.2 МГц (права панель) у ніч з 20 на 21 червня 2018 року. Стрілкою показано момент вибуху метеороїда



**Рис. 7.3.** Часові варіації доплерівських спектрів на частотах 3.2 МГц (ліва панель) і 4.2 МГц (права панель) у ніч з 21 на 22 червня 2018 року

Час запізнювання  $\Delta t_1 \approx 11$  хв початку розвалу ДС складається з двох частин: часу поширення ударної хвилі від висоти вибуху до висоти відбиття радіохвиль, обчисленої за даними іонозонду (близько 250 і 270 км для частот 3.2 і 4.2 МГц відповідно), і часу становлення атмосферно-іоносферних процесів, що впливають на розвал ДС.

Тривалість  $\Delta T_1 \approx 21$  хв процесу розвалу ДС визначається тривалістю ударно-хвильового впливу. За нашими оцінками, на висотах 100 – 120 км вона становить близько 14 – 17 хв (див. табл. 7.3). На більших висотах вона має бути ще більшою.

Час запізнювання  $\Delta t_2 \approx 32$  хв визначається швидкістю руху АГХ у горизонтальному напрямку

$$v = \frac{r}{\Delta t_2 - \Delta t_1}.$$

Тут  $r$  – відстань від епіцентру вибуху до обсерваторії.

При  $r \approx 360$  км,  $\Delta t_2 \approx 33$  хв ( $f = 3.2$  МГц) і  $\Delta t_2 - \Delta t_1 = 22$  хв маємо  $v_1 \approx 273$  м/с. Для  $f = 4.2$  МГц,  $\Delta t_2 \approx 31$  хв, а  $v_2 \approx 300$  м/с. Такі швидкості та періоди  $T \approx 10 - 20$  хв властиві АГХ [51, 52]. Відмінність значень  $\Delta t_2$  та швидкостей для різних частот свідчить про те, що хвильовий процес справді викликаний вибухом метеороїда. Радіохвиля з більшою частотою відбивається на більшій висоті, де швидкість АГХ більша.

Таким чином, фізичні механізми обох ефектів одержують своє пояснення.

## 7.6. ОБГОВОРЕННЯ РЕЗУЛЬТАТІВ

Аналіз часових варіацій ДС у день падіння Липецького метеороїда та у два сусідні дні дозволив виявити два ефекти. Перший з них полягає у розвалі ДС приблизно через 11 хв після вибуху метеороїда. Час запізнювання та тривалість ефекту пов'язані з поширенням і впливом на середовище ударної хвилі від вибуху.

Другий ефект являє собою квазіперіодичні варіації ДЗЧ з періодом  $T \approx 10 - 20$  хв. Часи запізнювання  $\Delta t_2$ , рівні 33 і 31 хв, вказують на те, що швидкість поширення хвилі в горизонтальному напрямку була близько 273 і 300 м/с. Таку швидкість і періоди мають АГХ (див., наприклад, [51, 52]). Ці хвилі є вторинними. Вони згенеровані внаслідок поглинання у діапазоні висот  $\sim 100 - 150$  км ударної хвилі від вибуху метеороїда.

Розглянемо квазіперіодичні варіації ДСЧ, що мають амплітуду  $f_{d1} = 0.11$  Гц і  $f_{d2} = 0.19$  Гц на частотах  $f_1 = 3.2$  МГц і  $f_2 = 4.2$  МГц. Якби обидві хвилі відбивалися на одній і тій самій висоті, то

$$\tilde{f}_{d2} = f_{d1} f_2 / f_1 \approx 0.14 \text{ Гц.}$$

При цьому  $f_{d2} / \tilde{f}_{d2} = 1.36$ . Збільшення  $f_{d2}$  у порівнянні з  $\tilde{f}_{d2}$  обумовлено збільшенням відносної амплітуди збурень концентрації електронів зі збільшенням висоти. Справді, на висотах  $z \leq 200 - 250$  км

$$\delta_N(z) \approx \delta_N(z_0) e^{(z-z_0)/2H}. \quad (7.3)$$

До цього слід додати, що при вертикальному зондуванні

$$f_d = \frac{4\pi L}{cT} f \delta_N, \quad (7.4)$$

де  $L$  – характерний висотний масштаб, який визначає товщину шару іоносфери, що дає внесок у ДЗЧ,  $c$  – швидкість світла,  $T$  – період коливання,  $\delta_N = \Delta N/N_0$ . При  $\delta_N(z)/\delta_N(z_0) = 1.36$  і  $H \approx 35$  км маємо  $\Delta z = z - z_0 \approx 21$  км. Це означає, що радіохвиля з частотою  $f_2 = 4.2$  МГц відбивалася приблизно на 21 км вище, ніж радіохвиля з  $f_1 = 3.2$  МГц. За даними іонозонду, висоти відбиття становили близько 250 і 270 км для частот 3.2 і 4.2 МГц. Зі співвідношення (7.4) при  $f_{d1} = 0.11$  Гц,  $f_1 = 3.2$  МГц,  $L \approx 30$  км і  $T \approx 10$  хв маємо  $\delta_N \approx 1.6\%$ .

Таким чином, відмінності у характері варіацій ДС у день падіння Липецького метеороїда від характеру варіацій у контрольні дні та наявність адекватних механізмів виникнення виявлених ефектів свідчать на користь того, що ці ефекти спричинені вибухом космічного тіла.

## 7.7. ОСНОВНІ РЕЗУЛЬТАТИ

1. Вибух Липецького метеороїда призвів до двох ефектів: розвалу ДС та генерації квазіперіодичних варіацій ДЗЧ.

2. Перший ефект мав час запізнювання близько 11 хв і тривалість 21 хв. Ефект викликаний поширенням і дисипацією ударної хвилі на іоносферних висотах.

3. Другий ефект мав час запізнювання близько 31 – 33 хв, тривалість – близько 2 годин і період – 10 – 20 хв. Причиною цього ефекту є генерація та поширення вздовж іоносфери АГХ, породженої дисипацією енергії ударної хвилі в атмосфері над місцем вибуху метеороїда.

4. Запропоновано та обґрунтовано механізми генерації обох ефектів.

5. Показано, що метеороїди з кінетичною енергією  $\sim 10^{13}$  Дж здатні викликати ефекти, що реєструються в іоносфері на віддаленнях у сотні кілометрів від місця вибуху.

### *Література до розділу 7*

1. Астрономический вестник. – 2013. – Т. 47, № 4. (Тематический выпуск).
2. Chelyabinsk airburst, damage assessment, meteorite recovery, and characterization / О. Р. Popova, P. Jenniskens, V. Emelyanenko [et al.] // Science. – 2013. – V. 342. – P. 1069 – 1073.
3. Supplementary materials for Chelyabinsk airburst, damage assessment, meteorite, and characterization. / О. Р. Popova, P. Jenniskens, V. Emelyanenko [et al.] // Science. – 2013. – V. 342. [Електронний ресурс]. Режим доступу: [www.sciencemag.org/cgi/content/full/science.1242642/DC1](http://www.sciencemag.org/cgi/content/full/science.1242642/DC1).
4. Черногор Л. Ф. Плазменные, электромагнитные и акустические эффекты метеорита «Челябинск» / Л. Ф. Черногор // Инженерная физика. – 2013. – № 8. – С. 23 – 40.
5. Chernogor L. F. The physical effects associated with Chelyabinsk meteorite's passage / L. F. Chernogor, V. T. Rozumenko // Problems of Atomic Science and Technology. – 2013. – V. 86, № 4. – P. 136 – 139.

6. Челябинский суперболид / Под ред. Н. Н. Горькавого, А. Е. Дудорова. – Челябинск: Изд-во Челябинского университета, 2016. – 223 с.
7. Ионосферные эффекты, стимулированные Челябинским метеоритом / Г. В. Гивишвили, Л. Н. Лещенко, В. В. Алпатов и [др.] // *Астрономический вестник*. – 2013. – Т. 47, № 4. – С. 304 – 311.
8. Челябинский метеороид: отклик ионосферы по измерениям GPS / М. Б. Гохберг, Е. В. Ольшанская, Г. М. Стеблов и [др.] // *Доклады Академии наук*. – 2013. – Т. 452, № 2. – С. 208 – 212.
9. Данилкин Н. П. К вопросу о состоянии ионосферы после пролета Челябинского метеороида / Н. П. Данилкин, С. В. Журавлев, В. Б. Лапшин // *Гелиогеофизические исследования*. – 2013. – № 5. – С. 54 – 59.
10. Кузьмичева М. Ю. Глобальные ионосферные эффекты, вызванные Челябинским событием 15.02.2013 г. / М. Ю. Кузьмичева, Т. В. Лосева // *Динамические процессы в геосферах: сб. науч. тр. ИДГ РАН*. – М.: ГЕОС, 2013. – С. 32 – 40.
11. Кузьмичева М. Ю. Ионосферный эффект Челябинского события / М. Ю. Кузьмичева, Т. В. Лосева, А. Н. Ляхов // *Динамические процессы в геосферах: сб. науч. тр. ИДГ РАН*. – 2014. – Вып. 5. – С. 86 – 95.
12. Тертышников А. В. Региональные возмущения ионосферы и ошибки позиционирования наземного навигационного приёмника при взрыве Челябинского (Чебаркульского) метеороида 15.02.2013 г. / А. В. Тертышников, В. В. Алпатов, Я. В. Глухов, Д. В. Давиденко // *Результаты исследований геофизических рисков // Гелиогеофизические исследования*. – 2013. – Вып. 5. – С. 65 – 73.
13. Черногор Л. Ф. Возмущения в геокосмосе, сопровождавшие падение метеорита «Челябинск» / Л. Ф. Черногор, К. П. Гармаш // *Радиофизика и радиоастрономия*. – 2013. – Т. 18, № 3. – С. 231 – 243.
14. Спутниковые наблюдения ионосферных возмущений, последовавших за падением Челябинского метеорита / Л. Ф. Черногор, Ю. Б. Милованов, В. Н. Федоренко, А. М. Цымбал // *Космічна наука і технологія*. – 2013. – Т. 19, № 6. – С. 38 – 46.
15. Ионосферные эффекты, стимулированные Челябинским метеоритом / Г. В. Гивишвили, Л. Н. Лещенко, В. В. Алпатов и [др.] // *Метеорит Челябинск – год на Земле: материалы Всероссийской научной конференции / Под ред. Н. А. Антипина*. – Челябинск: Каменный пояс, 2014. – С. 108 – 117.
16. Калихман А. Д. Ионосферные возмущения, вызванные падением Челябинского метеорита / А. Д. Калихман, А. В. Тащилин, Б. О. Вугмейстер // *Труды XXIV Всероссийской научной конференции. Распространение радиоволн. Т. I. РРВ-24, Иркутск, 29 июня – 5 июля 2014 г. Научный редактор Куркин В. И.* – 2014. – С. 179 – 181.
17. Вариации параметров ОНЧ-радиосигналов на трассах, проходящих в пределах первых зон Френеля через область взрыва Челябинского метеороида 15.02.2013 / В. И. Козлов, В. А. Муллаяров, А. А. Корсаков и др. // *Труды XXIV Всероссийской научной конференции. Распространение радиоволн. Т. I. РРВ-24, Иркутск, 29 июня – 5 июля 2014 г. Научный редактор Куркин В. И.* – 2014. – С. 245 – 248.
18. Кутелев К. А. Среднемасштабные волновые возмущения в F-слое ионосферы в течение двух часов после падения метеорита Челябинск по наблюдениям радара ЕКВ / К. А. Кутелев, О. И. Бернгардт // *Метеорит Челябинск – год на Земле: Материалы Всероссийской научной конференции / Под ред. Н. А. Антипина*. – Челябинск: Каменный пояс, 2014. – С. 171 – 181.

19. Поведение ионосферы во время взрыва Челябинского метеорита / Н. П. Первалова, А. С. Жупитяева, Н. В. Шестаков, Ю. В. Ясюкевич, С. В. Воейков // Секция В. Физика околоземного космического пространства. – БШФФ. – 2013. – С. 133 – 137.
20. Вариации полного электронного содержания в ионосфере во время падения и взрыва Челябинского метеороида / Н. П. Первалова, Н. В. Шестаков, А. С. Жупитяева и [др.] // Метеорит Челябинск – год на Земле: Материалы Всероссийской научной конференции / Под ред. Н. А. Антипина. – Челябинск: Каменный пояс, 2014. – С. 182 – 190.
21. Ионосферный отклик на взрыв Челябинского метеороида по данным ионозондов азиатской части России / К. Г. Ратовский, Ю. А. Белинская, О. А. Кусонский, А. Е. Степанов // Труды XXIV Всероссийской научной конференции. Распространение радиоволн. Т. I. РРВ-24, Иркутск, 29 июня – 5 июля 2014 г. Научный редактор Куркин В. И. – 2014. – С. 288 – 291.
22. Ружин Ю. Я. Отклик ионосферы на вторжение и взрыв Южноуральского суперболида / Ю. Я. Ружин, В. Д. Кузнецов, В. М. Смирнов // Геомагнетизм и аэрномия. – 2014. – Т. 54, № 5. – С. 646 – 657.
23. Поведение полярной ионосферы после взрыва Челябинского метеорита / В. Д. Терещенко, В. А. Терещенко, О. Ф. Оглоблина, С. М. Черняков // Труды XXIV Всероссийской научной конференции. Распространение радиоволн. Т. II. РРВ-24, Иркутск, 29 июня – 5 июля 2014 г. Научный редактор Куркин В. И. – 2014. – С. 5 – 8.
24. Черногор Л. Ф. Ионосферные возмущения, сопровождавшие пролет Челябинского тела / Л. Ф. Черногор, В. В. Барабаш // Кинематика и физика небесных тел. – 2014. – Т. 30, № 3. – С. 27 – 42.
25. Chernogor L. F. Ionosphere disturbances accompanying the flight of the Chelyabinsk body / L. F. Chernogor, V. V. Barabash // Kinematics and Physics of Celestial Bodies. – 2014. – V. 30, № 3. – P. 126 – 136.
26. Черногор Л. Ф. Эффекты Челябинского метеороида в ионосфере / Л. Ф. Черногор // Геомагнетизм и аэрномия. – 2015. – Т. 55, № 3. – С. 370 – 385.
27. Chernogor L. F. Ionospheric effects of the Chelyabinsk meteoroid / L. F. Chernogor // Geomagnetism and Aeronomy. – 2015. – V. 55, № 3 – P. 353 – 368.
28. Черногор Л. Ф. Возмущения в нижней ионосфере, сопровождавшие падение Челябинского космического тела / Л. Ф. Черногор // Космические исследования. – 2017. – Т. 55, № 5. – С. 342 – 352.
29. Chernogor L. F. Disturbance in the Lower Ionosphere That Accompanied the Reentry of the Chelyabinsk Cosmic Body / L. F. Chernogor // Cosmic Research. – 2017. – V. 55. – № 5. – P. 323 – 332.
30. Черногор Л. Ф. Физические эффекты Липецкого метеороида. 3 / Л. Ф. Черногор // Кинематика и физика небесных тел. – 2019. – Т. 35, № 6. – С. 34 – 61.
31. Chernogor L. F. Physical Effects of the Lipetsk Meteoroid: 3 / L. F. Chernogor // Kinematics and Physics of Celestial Bodies. – 2019. – V. 35, № 6. – P. 271 – 285.
32. Черногор Л. Ф. Ионосферные эффекты Липецкого метеороида / Л. Ф. Черногор // Геомагнетизм и аэрномия. – 2020. – Т. 60, № 1. – С. 83 – 92.
33. Chernogor L. F. Ionospheric Effects of the Lipetsk Meteoroid / L. F. Chernogor // Geomagnetism and Aeronomy. – 2020. – V. 60, № 1. – P. 80 – 89.
34. Электромагнитные эффекты, генерируемые в ионосфере Земли при падении метеороида / И. Х. Ковалева, А. Г. Ковалев, О. П. Попова и [др.] // Динамические процессы в геосферах. Выпуск 5. Геофизические эффекты падения Челябинского

- метеороїда: сборник научных трудов ИДГ РАН. Специальный выпуск. – М.: ГЕОС, 2014. – С. 26 – 48.
35. Черногор Л. Ф. Физические эффекты Липецкого метеороида. 1 / Л. Ф. Черногор // Кинематика и физика небесных тел. – 2019. – Т. 35, №4. – С. 37 – 59.
  36. Chernogor L. F. Physical Effects of the Lipetsk Meteoroid: 1 / L. F. Chernogor // Kinematics and Physics of Celestial Bodies. – 2019. – V. 35, № 4. – P. 174 – 188.
  37. Борисов Н. Д. Искусственная ионизированная область в атмосфере / Н. Д. Борисов, А. В. Гуревич, Г. М. Милих. – М.: ИЗМИРАН, 1985. – 184 с.
  38. Гуревич А. В. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере / А. В. Гуревич, А. Б. Шварцбург. – М.: Физ.-мат. изд-во, 1973. – 272 с.
  39. Черногор Л. Ф. Физика мощного радиоизлучения в геокосмосе / Л. Ф. Черногор. – Х.: ХНУ имени В. Н. Каразина, 2014. – 448 с.
  40. Ляцкий В. Б. Токовые системы магнитосферно-ионосферных возмущений / В. Б. Ляцкий. – Л.: Наука, 1978. – 199 с.
  41. 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.
  42. Черногор Л. Ф. Земля – атмосфера – ионосфера – магнитосфера как открытая динамическая нелинейная физическая система. 2 / Л. Ф. Черногор // Нелинейный мир. – 2007. – Т. 5, № 4. – С. 225 – 246.
  43. Черногор Л. Ф. О нелинейности в природе и науке: Монография / Л. Ф. Черногор. – Х.: ХНУ имени В. Н. Каразина, 2008. – 528 с.
  44. Черногор Л. Ф. Физика и экология катастроф / Л. Ф. Черногор. – Х.: ХНУ имени В. Н. Каразина, 2012. – 556 с.
  45. Черногор Л. Ф. Физические эффекты солнечных затмений в атмосфере и геокосмосе / Л. Ф. Черногор. – Х.: ХНУ имени В. Н. Каразина, 2013. – 480 с.
  46. Chernogor L. F. The physical effects associated with Chelyabinsk meteorite's passage / L. F. Chernogor, V. T. Rozumenko // Problems of Atomic Science and Technology. – 2013. – V. 86, № 4. – P. 136 – 139.
  47. Zalyubovsky I. I. The Earth – Atmosphere – Geospace System: Main Properties, Processes and Phenomena / I. I. Zalyubovsky, L. F. Chernogor, V. T. Rozumenko // Space Research in Ukraine. 2006 – 2008. – Kyiv, 2008. – P. 19 – 29.
  48. Электромагнитные эффекты, генерируемые в ионосфере Земли при падении метеороида / И. Х. Ковалева, А. Г. Ковалев, С. И. Попель, О. П. Попова // Триггерные эффекты в геосистемах: Материалы Всероссийского семинара-совещания / Под ред. В. В. Адушкина, Г. Г. Кочеряна. ИДГ РАН. – М.: ГЕОС, 2013. – С. 41 – 50.
  49. Радиофизическая обсерватория Харьковского национального университета имени В. Н. Каразина – средство для мониторинга ионосферы в космических экспериментах / Л. Ф. Черногор, К. П. Гармаш, В. А. Поднос, О. Ф. Тырнов // Космический проект «Ионосат-Микро». – К.: Академперіодика, 2013. – С. 160 – 182.
  50. Infrasound monitoring for atmospheric studies / A. Le Pichon, E. Blanc, A. Hauchecorne (Eds.). – Dordrecht Heidelberg London NewYork: Springer, 2010. – 734 p.
  51. Госсард Э. Э. Волны в атмосфере / Э. Э. Госсард, У. Х. Хук. – М.: Мир, 1978. – 532 с.
  52. Григорьев Г. И. Акустико-гравитационные волны в атмосфере Земли / Г. И. Григорьев // Изв. вузов. Радиофизика. – 1999. – Т. 42, № 1. – С. 3 – 25.



## ВИСНОВКИ

На початку ХХ-го століття земляни не підозрювали про загрозу з космосу. На світогляд землян не вплинула навіть катастрофа, викликана Тунгуським космічним тілом. Небезпеку почали усвідомлювати наприкінці ХХ-го століття. Падіння Челябінського метеороїда 15 лютого 2013 року над густонаселеним мегаполісом, добре задокументовані його фізичні ефекти та наслідки змусили по-новому поглянути на загрозу з космосу. Незважаючи на це, земляни, як і раніше, залишаються беззахисними відносно астероїдно-кометної загрози. Існують каталоги тільки для найбільших (розміром більше 1 км) астероїдів. У той же час реальну загрозу становлять космічні тіла з розміром від приблизно 10 м і більше. При падінні таких тіл може постраждати населений пункт, мегаполіс, країна, континент і навіть уся Земна куля. На щастя, чим більший розмір космічного тіла, тим менша ймовірність його зіткнення із Землею.

Поки що людство не здатне прогнозувати вторгнення космічних тіл з розміром  $\sim 10 - 100$  м, а саме вони становлять найбільшу небезпеку для Землі. Підтвердженням цього було падіння Камчатського (Берингоморського) метеороїда 18 грудня 2018 року. Його слід виявили багато місяців потому. При тому, що його енергія була еквівалентна енергії 14 «хіросим» і становила 173 кт ТНТ. Наслідки падіння цього космічного тіла над містом могли бути порівняні з наслідками від Челябінського метеороїда з енергією 440 кт ТНТ.

Кінетична енергія Липецького метеороїда була набагато «скромнішою» – близько 2.8 кт ТНТ. Він не був небезпечним для землян. Тим не менш, ця подія представляла значний науковий та практичний інтерес. У монографії автором були промодельовані й оцінені кількісно основні фізичні ефекти у системі Земля – атмосфера – іоносфера – магнітосфера, а також проаналізовано результати спостереження інфразвукового, геомагнітного та атмосферно-іоносферного ефектів. Підтверджено сформульовану автором парадигму про доцільність і необхідність системного підходу до утворення Земля – атмосфера – іоносфера – магнітосфера.

Вивчення всього комплексу фізичних ефектів дозволило краще зрозуміти взаємозв'язок процесів у згаданій системі при падінні на Землю досить великих космічних тіл. Автор сподівається, що цьому сприятиме розроблена в цій монографії методологія комплексного аналізу великої сукупності фізичних процесів у системі Земля – атмосфера – іоносфера – магнітосфера, викликаних вторгненням на нашу планету масивних високоенергетичних космічних тіл.

Автор висловлює глибоку подяку резензентам монографії академіку НАН України О. О. Коноваленку та професору Д. Ф. Лупішку. Автор також вдячний своїм колегам-співавторам за трудомісткі дослідження ефектів Липецького метеороїда, а також Марії Голуб, Євгену Жданку та Микиті Шевелеву за допомогу в оформленні монографії.

Робота виконана за фінансової підтримки Національного фонду досліджень України, проект 2020.02/0015 «Теоретичні та експериментальні дослідження глобальних збурень природного і техногенного походження в системі Земля – атмосфера – іоносфера». Робота також частково підтримувалась у рамках держбюджетної НДР, заданої МОН України (номери держреєстрації 0121U109881 і 0122U001476).

1804

Харківський національний  
університет імені В. Н. Каразіна

2023



**В. Н. Каразін**

(1 7 7 3 – 1 8 4 2 pp.) –

«український Ломоносов». Заснував у м. Харків перший класичний (модерний) університет на українських землях. Відомий український природознавець. Його наукові праці, присвячені метеорології, атмосферній електриці, астрономії, хімії, агрономії та іншим розділам природознавства значно випередили свій час. Вперше вказав на можливість і спосіб керування погодою.

В. Н. Каразін – «... естествоиспытатель, подавший первым мысль о возможности сделать из Метеорологии науку точную... Почетный член двух Университетов, Московского и Харьковского, член разных ученых обществ, русских и иностранных».



Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна – один з найстаріших університетів Східної Європи. Заснований у 1803 році, створений у 1804 році, відкритий 17 (29) січня 1805 року.

Харківський університет став другим університетом у Російській імперії (після Московського університету, відкритого в 1755 році).

Харківський університет старший за Варшавський університет (1818 рік), Київський університет (1834 рік), Лондонський університет (1836 рік), Санкт-Петербурзький університет (1819 рік) та багато інших.

З історією Харківського університету пов'язані імена трьох лауреатів Нобелівської премії: С. Кузнеця, Л. Ландау, І. Мечникова, а також таких всесвітньо відомих вчених, як історик Д. Багалій, лінгвіст О. Потебня, астроном М. Барабашов, фізико-хімік М. Бекетов, математики О. Ляпунов, В. Марченко, О. Погорелов, В. Стеклов, радіофізики С. Брауде, Л. Литвиненко, Д. Рожанський, А. Слуцкін, О. Усиков, В. Шестопапов, В. Яковенко, фізики О. Ахієзер, В. Бар'яхтар, Б. Веркин, О. Галкин, К. Синельников, І. І. Залюбовський та ін.

Сьогодні в університеті 21 факультет, де навчається близько 15 тис. студентів за більше ніж 60 спеціальностями та 80 спеціалізаціями, працює понад 2 тис. викладачів і наукових співробітників, серед яких понад 320 докторів наук, близько 900 кандидатів наук, 20 академіків і членів-кореспондентів НАН України, понад 50 лауреатів Державних премій.

З 1974 року є членом Міжнародної Асоціації Університетів.

Факультет радіофізики, біомедичної електроніки та комп'ютерних систем – один з провідних факультетів університету. У січні 2022 року йому виповнилося 70 років. Серед викладачів факультету 6 академіків та 1 член-кореспондент НАН України, 18 докторів наук і професорів, 20 лауреатів Державних премій.

**ДЛЯ НОТАТОК**

Наукове видання

**Чорногор** Леонід Феоктистович

# **ФІЗИЧНІ ЕФЕКТИ ЛИПЕЦЬКОГО МЕТЕОРОЇДА**

Монографія

Коректор *О. В. Анцибора*

Комп'ютерне верстання *М. Ю. Голуб, Н. О. Ваніна*

Макет обкладинки *Н. Є. Пруднік*

Формат 60x84/16. Ум. друк. арк. 9,59. Наклад 100 пр. Зам. № 129/22.

Видавець і виготовлювач

Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна,

61022, м. Харків, майдан Свободи, 4.

Свідоцтво суб'єкта видавничої справи ДК № 3367 від 13.01.09

Видавництво ХНУ імені В. Н. Каразіна

Тел. 705-24-32