



КОСМІЧНА НАУКА І ТЕХНОЛОГІЯ

НАЦІОНАЛЬНА
АКАДЕМІЯ
НАУК УКРАЇНИ

Том 27
2(129)
2021

SPACE SCIENCE AND TECHNOLOGY

НАУКОВО-ПРАКТИЧНИЙ ЖУРНАЛ + ЗАСНОВАНО В ЛЮТОМУ 1995 р. + ВИХОДИТЬ 6 РАЗІВ НА РІК + КИЇВ

ЗМІСТ

Динаміка та керування космічними апаратами

Печериця Л. Л., Сміла Т. Г. Вплив пропорцій орбітальних об'єктів простої форми на їхні аеродинамічні характеристики 3

Фоков О. А., Хорошилов С. В., Своробін Д. С. Відносний рух космічного апарата з аеродинамічним компенсатором у перпендикулярному до площини орбіти напрямку при безконтактному видаленні космічного сміття 15

Сафронов О. В., Сиротенко А. М., Семон Б. Й., Неділько О. М. Математична модель фюзеляжних коливань на трансзвукових швидкостях польоту 28

Дослідження Землі з космосу

Федоровський О. Д., Хижняк А. В., Філімонов В. Ю. Обґрунтування подвійного використання аерокосмічного геомоніторингу морського шельфу для пошуку покладів вуглеводнів і «освітлення» морської обстановки. 38

Фізика космосу та атмосфери

Luo Y., Guo Q., Zheng Y., Garmash K. P., Chernogor L. F., Shulga S. M. Ефекти геокоосмічної бурі 5–6 серпня 2019 р. 45

CONTENTS

Spacecraft Dynamics and Control

Pecheritsa L. L., Smelaya T. G. Proportions influence of simple shape orbital objects on their aerodynamic characteristics 3

Fokov A. A., Khoroshylov S. V., Svorobin D. S. Out-of-plane relative motion of a spacecraft with an aerodynamic compensator during contactless space debris removal 15

Safronov O. V., Syrotenko A. M., Semon B. Y., Nedilko O. M. Mathematical model of fuselage oscillations at transonic flight speeds. 28

Study of the Earth from Space

Fedorovskiy O. D., Khyzhniak A. V., Filimonov V. Yu. Justification of the dual-use of aerospace geomonitoring of the offshore shelf: Exploration of hydrocarbon deposits and “highlighting” the marine situation 38

Space and Atmospheric Physics

Luo Y., Guo Q., Zheng Y., Garmash K. P., Chernogor L. F., Shulga S. N. Geospace storm effects on August 5–6, 2019 45

Космічні матеріали і технології

Косторнов А. Г., Шаповал А. А., Шаповал І. В. Каркас-на теплопровідність пористих металевих матеріалів **70**

Науки про життя в космосі

Кордюм Є. Л., Бриков В. О. Рух статолітів в статоци-тах кореневого чохла в умовах реальної та моде-льованої мікрогравітації **78**

Соціогуманітарні аспекти космічних досліджень

Пилипчук О. Я., Стрелко О. Г., Пилипчук О. О. Ака-дем'як В. І. Вернадський про споконвічність життя у космосі (до 100-річчя праці «Початок і вічність життя») **85**

Space Materials and Technologies

Kostornov A. G., Shapoval A. A., Shapoval I. V. Skeletal heat conductivity of porous metal fiber materials **70**

Space Life Sciences

Kordyum E. L., Brykov V. O. Statoliths displacement in root statocytes in real and simulated microgravity. **78**

Social Sciences in Space Exploration

Pylypchuk O. Ya., Strelko O. H., Pylypchuk O. O. Acade-mician V. I. Vernadsky about the originality of life in space (To the 100th anniversary of his work “The Beginning and Eternity of Life”) **85**

На першій сторінці обкладинки — Юрій Гагарін. До 60-річчя першого польоту людини в космос. Спеціальний випуск конверта, підготовлений в ДП «Конструкторське бюро «Південне» ім. М. К. Янгеля»

Журнал «Космічна наука і технологія» включено до переліку наукових фахових видань України, в яких публікуються результати дисертаційних робіт на здобуття наукових ступенів доктора і кандидата фізико-математичних, технічних, біологічних, геологічних та юридичних наук

Відповідальний секретар редакції О.В. КЛИМЕНКО

Адреса редакції: 01030, Київ-30, вул. Володимирська, 54
тел./факс (044) 526-47-63, ел. пошта: reda@mao.kiev.ua
Веб-сайт: space-scitechnjournal.org.ua

Свідоцтво про реєстрацію КВ № 1232 від 2 лютого 1995 р.
Перереєстровано Міністерством юстиції України 21.11.2018 р.,
Свідоцтво серія КВ № 23700-13540 ПР

Підписано до друку 12.05.2021. Формат 84 × 108/16. Гарн. Ньютон.
Ум. друк. арк. 9,66. Обл.-вид. арк. 10,14. Тираж 100 прим. Зам. № 6293.

Оригінал-макет виготовлено і тираж віддруковано ВД «Академперіодика» НАН України
вул. Терещенківська, 4, м. Київ, 01024

Свідоцтво про внесення до Державного реєстру суб'єктів видавничої справи серії ДК № 544 від 27.07.2001 р.

<https://doi.org/10.15407/knit2021.02.003>
УДК 519.245:533.6.011.(55+8):532.582.3

Л. Л. ПЕЧЕРИЦЯ, старш. наук. співроб., канд. фіз.-мат. наук
ORCID.org/0000-0001-5896-1531
E-mail: larisa.peche@gmail.com
Т. Г. СМІЛА, наук. співроб.
E-mail: smelaya.t.g@nas.gov.ua

Інститут технічної механіки Національної академії наук України
і Державного космічного агентства України
вул. Лешко-Попеля 15, Дніпро, Україна, 49005

ВПЛИВ ПРОПОРЦІЙ ОРБІТАЛЬНИХ ОБ'ЄКТІВ ПРОСТОЇ ФОРМИ НА ЇХНІ АЕРОДИНАМІЧНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ

При розробці сучасних і перспективних зразків ракетно-космічної техніки зростає актуальність моделювання обтікання апаратів різної геометричної форми у перехідному режимі, що відповідає польоту в області верхніх шарів атмосфери і ближнього космосу. Розв'язання рівняння Больцмана, яке найбільш адекватно описує цей процес у рамках кінетичної теорії, все ще залишається складним завданням. Для розв'язання цього рівняння достатньо успішно застосовуються статистичні методи Монте-Карло. Прикладом такого методу може слугувати метод прямого статистичного моделювання, або менш поширений метод пробних частинок (МПЧ), що теж добре зарекомендував себе в розрідженій газовій динаміці.

Метою роботи є дослідження впливу геометричних пропорцій орбітальних об'єктів простої форми при некерованому спуску аж до щільних шарів атмосфери на їхні коефіцієнти лобового опору. Такими об'єктами можуть бути елементи космічного сміття або космічні апарати відповідних форм і пропорцій. Дослідження ґрунтувалися на результатах, отриманих за допомогою чисельного моделювання МПЧ на рівномірних прямокутних сітках.

Форма орбітальних об'єктів задавалася у вигляді кругового конуса, циліндра, прямокутного паралелепіпеда різних висот і сфери. Розрахунки провадилися в широкому діапазоні кутів атаки. Характерні розміри розглянутого класу тіл змінювалися у межах від 2 до 12 м. Згідно з даними стандартної атмосфери для таких характерних розмірів перехідний режим обтікання реалізується на висотах від 90 до 180 км. Встановлено, що розрахункові значення коефіцієнтів лобового опору у перехідному режимі задовільно узгоджуються з експериментальними даними і розрахунками по теорії локальної взаємодії, а на висоті 300 км відповідають контрольним вільномолекулярним значенням, отриманим за аналітичними формулами. Досліджено залежність коефіцієнтів лобового опору тіл розглянутих форм від кута атаки і висоти польоту. Показано вплив вибору характерної площі на діапазон значень результатів розрахунку.

Обчислення коефіцієнтів лобового опору розглянутого класу тіл при вході в щільні шари атмосфери за допомогою МПЧ проведено вперше. Задовільна відповідність отриманих результатів наявним експериментальним і розрахунковим даним підтверджує ефективність застосованого методу у перехідному режимі. Це дозволяє використовувати його у практичних розрахунках параметрів впливу зовнішнього середовища на космічні апарати в найбільш складних для дослідження інтервалах висот, що відповідають перехідному режиму обтікання.

Ключові слова: рівняння Больцмана, динаміка розрідженого газу, метод Монте-Карло, метод пробних частинок, вільномолекулярний і перехідний режими, чисельне моделювання, коефіцієнт лобового опору.

Цитування: Печериця Л. Л., Сміла Т. Г. Вплив пропорцій орбітальних об'єктів простої форми на їхні аеродинамічні характеристики. *Космічна наука і технологія*. 2021. 27, № 2 (129). С. 3—14. <https://doi.org/10.15407/knit2021.02.003>

ВСТУП

Прогрес в області авіаційно-космічної техніки в даний час і доступному для огляду майбутньому пов'язаний зі створенням апаратів для польоту у верхніх шарах атмосфери, що межують з ближнім космосом. Істотне скорочення відстані до Землі дозволяє значно підвищити ефективність супутників спостереження її поверхні. Тому ультранизькі навколосезні орбіти (УННО), що охоплюють висоти менше 300 км, мають переваги перед традиційними низькими орбітами. При зменшенні висоти польоту сили аеродинамічного опору зростають, відповідно вимоги до точності їхнього моделювання підвищуються. Для тіл зі складною геометрією прийнятну точність результатів можна забезпечити чисельним моделюванням фізики молекулярного потоку, наприклад на основі методу прямого моделювання, запропонованого в роботі [19]. Комп'ютерну реалізацію цього методу описано в роботах [20, 26]. Використання чисельних моделей [20, 26] у поєднанні з сурогатною моделлю [25] дозволило на УННО дослідити вплив форми тіла на його аеродинамічний опір [27]. Оптимізація геометричної форми апарата може вирішити проблему продовження часу його життя.

Крім того, в даний час увагу конструкторів сконцентровано на розробці й модернізації багаторазових транспортних космічних апаратів, які можуть здійснювати посадку на аеродром [23, 24]. Вирішення цієї проблеми передбачає створення апаратів, яким притаманні багатфункціональність, висока аеродинамічна якість в гіперзвуковому діапазоні, можливість бічного маневру і обмеження граничних теплових навантажень при спуску з орбіти, а також забезпечення їхньої стійкості і керованості для всіх режимів польоту. При виборі геометричних форм і пропорцій подібних апаратів багаторазового використання пріоритетними є їхні аеродинамічні характеристики [10, 11, 18].

При розрахунках аеродинамічних характеристик космічних апаратів на УННО, а також при зниженні висоти польоту багаторазових транспортних засобів і вході у щільні шари атмосфери одним з найбільш складних для досліджень є діапазон висот, що відповідає перехідній області

обтікання. Адекватний опис руху газу в усьому перехідному режимі можна отримати на основі кінетичної теорії, основним рівнянням якої є рівняння Больцмана [15]. Зважаючи на надзвичайну складність нелінійного оператора в правій частині, а також на велику кількість незалежних змінних, його розв'язування в загальному випадку аналітичними методами неможливе, а регулярними чисельними методами — вкрай складне. На теперішній час при вирішенні рівняння Больцмана широкого поширення набули методи статистичних випробувань або методи Монте-Карло. З методів статистичного моделювання руху розрідженого газу найбільш розвинені метод прямого статистичного моделювання [9] і метод пробних частинок (МПЧ) [22], який використовується в даній роботі.

МЕТОД ПРОБНИХ ЧАСТИНОК

Всі частинки, що моделюють рух молекул газу, в МПЧ підрозділяються на польові та пробні. Метод полягає у статистичному моделюванні блукання пробних частинок на тлі польових. Пробні молекули, що розігруються у межах розрахункової області відповідно до імовірнісного розподілу їхніх характеристик, відчувають зіткнення з обтічною перешкодою і польовими частинками, змінюючи при цьому як свою швидкість, так і характеристики поля. Розв'язання рівняння Больцмана досягається шляхом ітерацій.

Розрахункові алгоритми з реалізації МПЧ ґрунтуються на усередненні молекулярних ознак у відповідних комірках розрахункового поля у процесі блукання пробних частинок [8]. Як і для будь-якого статистичного методу, точність отриманих результатів залежить від кількості проведених випробувань (обсягу вибірки).

Визначення аеродинамічних характеристик (АДХ) обтічного тіла і окремих його елементів у МПЧ зводиться до розрахунку накопичуваних питомих навантажень при попаданні частинок на поверхню тіла з їхнім подальшим усередненням за кількістю траєкторій. Обчислення силового впливу на тіло зводиться до підсумовування і подальшого усереднення різниці швидкостей падаючих на тіло і відбитих від його поверхні молекул.

Найбільшого розвитку МПЧ набув при розрахунках вільномолекулярних течій, коли зіткненнями молекул можна знехтувати, а інтеграл зіткнень дорівнює нулю. Надалі МПЧ був розвинутий шляхом переходу до розрахунків на дворівневих ієрархічних сітках [17] і поширений на перехідну область аж до течій, близьких до континуальних (до чисел Кнудсена $Kn_\infty > 0.01$).

Вибір розрахункової сітки для МПЧ має велике значення, оскільки основною вимогою застосовності МПЧ є відповідність лінійних розмірів розрахункових комірок місцевій довжині вільного пробігу. Тестування МПЧ у тривимірній постановці на рівномірній розрахунковій сітці з досить дрібним кроком і зіставлення розрахункових значень коефіцієнта лобового опору з експериментальними даними, отриманими у перехідній області, було зроблено лише для сфери [8], хоча список аналогічних робіт для осесиметричного і плоского обтікань досить великий [3—7]. Тому був зроблений пошук експериментальних даних у перехідному режимі для коефіцієнтів лобового опору тіл простої форми різних видовжень під різноманітними кутами атаки. Знайдені дані порівнювалися з розрахунковими значеннями орбітальних об'єктів, отриманими МПЧ на рівномірній прямокутній сітці.

ПАРАМЕТРИ ЧИСЕЛЬНОГО ЕКСПЕРИМЕНТУ

Дослідження проводилися для сфери, кругового конуса, кругового циліндра і прямокутного паралелепіпеда з квадратною передньою гранню для різних режимів обтікання (від вільномолекулярного до близького до континуального). Геометричні пропорції обтічних тіл варіювалися за допомогою параметра $L/D = 1, 3, 6$, де L — довжина обтічного тіла, D — діаметр дна тіла обертання або довжина ребра квадратної грані прямокутного паралелепіпеда (значення залишалося незмінним: $D = 2$ м). Як характерний розмір L бралася довжина тіла, а для сфери — її діаметр.

Розрахункову область методу пробних частинок було обрано у вигляді прямокутного паралелепіпеда, що охоплює обтічне тіло і зони збурення газодинамічних параметрів в його околицях. На рис. 1 показано взаємне розташування тіла і розрахункової області (вісь абсцис якої вибира-

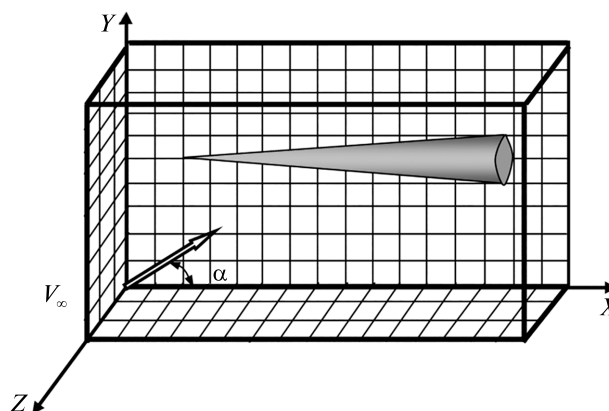


Рис. 1. Схематичне зображення положення обтічного тіла і вектора швидкості зустрічного потоку у тривимірній прямокутній розрахунковій області

лася співнапрявленою з віссю симетрії тіла), а також напрямком орієнтованого в площині XOY вектора швидкості V_∞ потоку, що набігає. Положення тіла фіксувалося, а напрямок V_∞ варіювався і задавався кутом атаки α . Розрахункова область розбивалася площинами, паралельними до її сторін, з кроком 5 см у всіх напрямках. На кожній з висот розрахунки провадилися для умов обтікання, отриманих згідно з даними стандартної атмосфери [12]. Температурне відношення становило $t_w = T_w / T_0 \ll 1$, де T_w — температура поверхні тіла, T_0 — температура гальмування.

Однією з найскладніших для досліджень є область висоти польоту, де відношення довжини вільного пробігу молекул у незбуреному потоці до характерного розміру тіла ($\lambda_\infty / L = Kn_\infty$ — число Кнудсена) є величиною порядку одиниці. Режим обтікання, при якому аеродинамічні і теплові характеристики вже відрізняються від вільномолекулярних значень, але ще не підкоряються залежностям, характерним для режиму континуального обтікання, є перехідним. З достатнім ступенем точності можна вважати, що перехідному режиму обтікання відповідає діапазон зміни числа Кнудсена $0.01 \leq Kn_\infty \leq 10$. Для літального апарата з характерним розміром $2 \leq L \leq 12$ згідно з даними стандартної атмосфери перехідний режим реалізується на висотах від 90 до 180 км. Що більше значення L , то вище розпочинається перехідний режим: для $L = 2$ м він

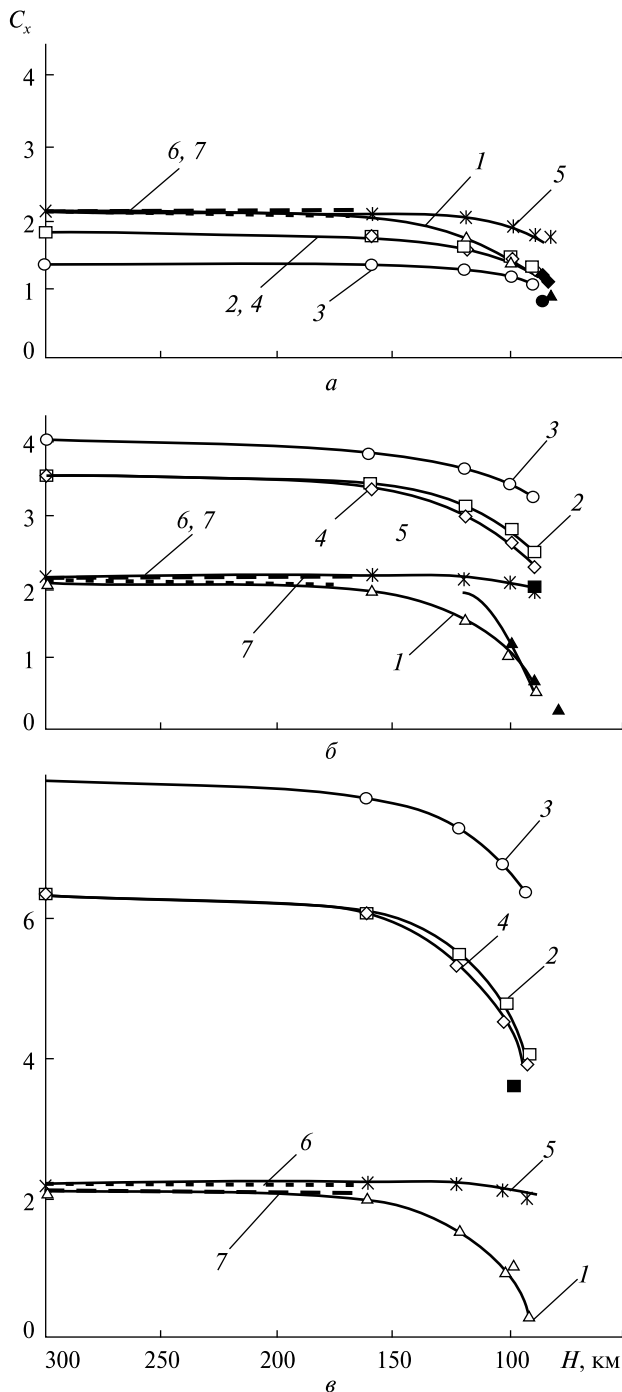


Рис. 2. Графік залежності коефіцієнтів лобового опору C_x кругового конуса від висоти польоту H для різних видо- вжень конуса: *а* — $L/D = 1$, *б* — $L/D = 3$, *в* — $L/D = 6$) і кутів атаки ($\alpha = 0^\circ$ — крива 1, трикутники; $\alpha = 45^\circ$ — крива 2, квадратики; $\alpha = 90^\circ$ — крива 3, кружки; $\alpha = 135^\circ$ — крива 4, ромбики; $\alpha = 180^\circ$ — крива 5, зірочки). Світлі значки і криві — розрахункові значення МПЧ, одиничні чорні значки тієї ж форми — дані експериментів [14] і [13]; жирна суцільна крива — результати розрахунків [1] за методикою [2] при $\alpha = 0^\circ$; жирні прямі 6 і 7 з короткими і довгими штрихами — вільномолекулярні межі для диска і конуса, отримані за аналітичними формулами [16]

реалізується на висотах від 150 до 90 км, а при $L = 12$ м — від 180 до 100 км.

Значення числа Рейнольдса Re_{0L} розрахову- валися за формулою [16]:

$$Re_{0L} = \frac{Re_{\infty L} C_*}{M_\infty^2 (\gamma - 1) / 2},$$

$$Re_{\infty L} = \frac{\sqrt{\gamma \pi} / 2 M_\infty}{Kn_{\infty L}},$$

$$C_* = \frac{\mu(T_\infty)}{\mu(T_0)} \cdot \frac{T_0}{T_\infty},$$

де μ — коефіцієнт в'язкості, γ — показник аді- абати, T_0 — температура гальмування, M_∞ , T_∞ , $Kn_{\infty L}$, $Re_{\infty L}$ — відповідно число Маха, темпе- ратура, число Кнудсена і число Рейнольдса Re_{0L} зустрічного потоку на розрахунковій висоті.

У табл. 1 приведено залежності значень числа Рейнольдса від висоти польоту H і характерного розміру L . Видно, що розраховані значення Re_{0L} змінюються в широких межах: від 0.01 на вели- ких висотах до більш ніж 1000 при спуску на ви- соту 80 км.

На рис. 2 і 3 світлими значками і кривими по- казано отримані за допомогою МПЧ графіки за- лежності коефіцієнтів лобового опору кругового конуса, циліндра і прямокутного паралелепіпеда різних видовжень в залежності від висоти польоту.

Таблиця 1. Залежність значень числа Рейнольдса Re_{0L} від висоти польоту H і характерного розміру L

H , км	Re_{0L}		
	$L = 2$ м	$L = 6$ м	$L = 12$ м
300	0.01	0.03	0.06
160	0.05	0.14	0.28
120	0.74	2.23	4.46
110	2.40	7.10	14.20
100	13.00	31.10	78.00
90	74.00	223.00	447.00
80	416.00	1250.00	2490.00

Для конуса видовження $L/D = 1, 3, 6$ відповідають кутам конусності $\theta_k = 27^\circ, 10^\circ, 5^\circ$. Результати розрахунків C_x при різних θ_k показані на рис. 2 для кутів атаки $\alpha = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ, 135^\circ, 180^\circ$.

На висоті 300 км при розглянутих кутах атаки розрахункові значення МПЧ коефіцієнта лобового опору конуса лежать у межах від 1.4 до 8. Для кутів атаки $\alpha = 0$ та 180° (назустріч потоку орієнтоване вістря конуса або його дно) значення $C_x \approx 2.1$ і не залежать від видовження L/D . В обох випадках результати розрахунків відповідають вільномолекулярним значенням, отриманим за аналітичними формулами [16] для дифузного відбиття молекул від поверхні диска (пряма 7):

$$C_x = \frac{2}{\sqrt{\pi}S} \exp(-S^2 \sin^2 \beta) + 2 \sin \beta \left(1 + \frac{1}{2S^2} \right) \operatorname{erf}(S \sin \beta) + \frac{\sqrt{\pi}}{S} \sqrt{\frac{T_w}{T_\infty}} \sin^2 \beta$$

і обтічного під нульовим кутом атаки конуса (пряма 6):

$$C_x = \left(\frac{1}{\sqrt{\pi}S \sin \theta_k} + \frac{1}{2S^2} \sqrt{\frac{T_w}{T_\infty}} \right) \exp(-S^2 \sin^2 \theta) + \left(1 + \frac{1}{2S^2} + \frac{\sqrt{\pi}}{2S} \sin \theta_k \sqrt{\frac{T_w}{T_\infty}} \right) [1 + \operatorname{erf}(S \sin \theta_k)] - C_0,$$

де $S = V_\infty / \sqrt{2RT_\infty}$ — швидкісний параметр, R — газова постійна, T_w — температура поверхні тіла, T_∞ — температура зустрічного потоку, β — кут між вектором швидкості зустрічного потоку V_∞ і площиною пластини (при нульовому куті атаки $\beta = 90^\circ$), θ_k — кут піврозхилу конуса, C_0 — внесок основи конуса в опір конуса:

$$C_0 = \frac{2}{\sqrt{\pi}S} \exp(-S^2) - \left(1 + \frac{1}{2S^2} \right) (1 - \operatorname{erf}(S)) + \frac{1}{2S^2} \sqrt{\frac{T_w}{T_\infty}} \{ \sqrt{\pi}S [1 - \operatorname{erf}(S)] - \exp(-S^2) \}.$$

Для кутів атаки конуса $\alpha = 45^\circ, 90^\circ$ і 135° що більше співвідношення L/D , то вище C_x , причому при збільшенні видовження тіла найшвидше збільшення коефіцієнта C_x характерне для поперечного обтікання ($\alpha = 90^\circ$).

При подальшому зниженні і вході у щільні шари атмосфери відбувається відрив потоку і зменшення C_x . При фіксованій довжині конуса

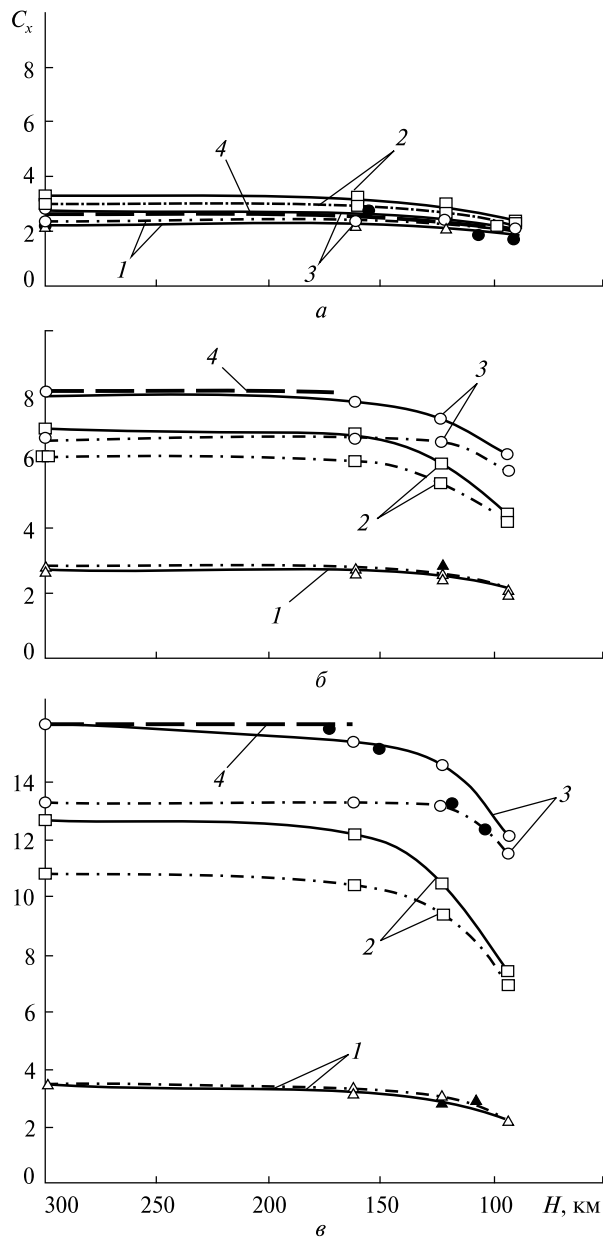


Рис. 3. Графік залежності коефіцієнтів лобового опору C_x кругового циліндра (суцільні криві) і прямокутного паралелепіпеда (штрих-пунктирні криві) від висоти польоту H для різних видовжень ($a - L/D = 1, b - L/D = 3, v - L/D = 6$) і кутів атаки ($\alpha = 0^\circ$ — криві 1, трикутники; $\alpha = 45^\circ$ — криві 2, квадратики; $\alpha = 90^\circ$ — криві 3, кружки). Марковані криві відповідають розрахунковим значенням МПЧ; одиничні чорні маркери — експериментальним даним [14] і [16] для кругового циліндра; жирні штрихові прямі 4 — вільномолекулярні межі для нескінченного поперечно обтічного циліндра, отримані за аналітичними формулами [16]

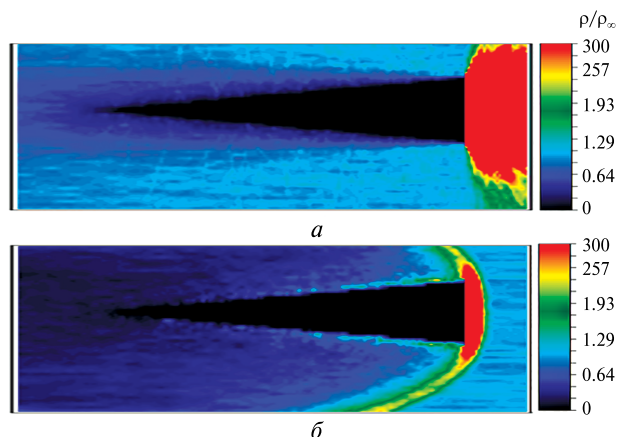


Рис. 4. Поля безрозмірної щільності ρ/ρ_∞ кругового конуса з видовженням $L/D = 6$ при куті атаки $\alpha = 180^\circ$: а — на висоті $H = 300$ км, б — на висоті $H = 90$ км

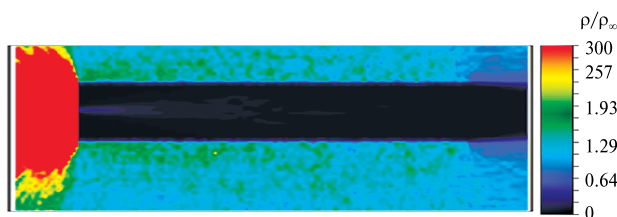


Рис. 5. Поле безрозмірної щільності ρ/ρ_∞ кругового циліндра з видовженням $L/D = 6$ при куті атаки $\alpha = 0^\circ$ на висоті $H = 300$ км

на висоті 90 км найменші падіння C_x (до 10 % від вільномолекулярних значень) спостерігаються під кутом атаки $\alpha = 180^\circ$ (до потоку повернуто дно конуса, див. криві 5 на рис. 2). Найбільше падіння коефіцієнта лобового опору (порівняно з вільномолекулярним значенням) спостерігається при зниженні під кутом атаки $\alpha = 0^\circ$. Наприклад, при зниженні конуса з видовженням $L/D = 6$ значення C_x зменшується на 84 % (крива 1 на рис. 2, в).

Звертає на себе увагу той факт, що під кутом атаки $\alpha = 180^\circ$ вплив довжини конуса на всіх висотах незначний (криві 5 на рис. 2). Пояснюється це тим, що при вільномолекулярній течії молекули зустрічного потоку майже не залітають у тінюву частину конуса, тому його довжина практично не впливає на значення коефіцієнта лобового опору. Низьку концентрацію молекул з боку конічної частини обтічного тіла при

$\alpha = 180^\circ$, $L/D = 6$, $H = 300$ км підтверджують поля безрозмірної щільності ρ/ρ_∞ на рис. 4, а. При вході в щільні шари атмосфери кількість молекул, що потрапляють в дальню хвостову частину конуса незначна через ударну хвилю, що утворилася перед дном конуса. Поля ρ/ρ_∞ на висоті $H = 90$ км показані на рис. 4, б.

Для циліндра і прямокутного паралелепіпеда розрахунки велися для трьох кутів атаки: $\alpha = 0$, 45° і 90° (рис. 3). Обтікання під кутами атаки $\alpha = 135^\circ$ і 180° аналогічні обтіканням при $\alpha = 45^\circ$ і 0° . Найменші значення C_x циліндра і паралелепіпеда для всіх режимів досягаються при їхньому поздовжньому розташуванні відносно зустрічного потоку (незалежно від видовження, див. криві 1 і 4 на рис. 3).

Прямокутний паралелепіпед при $L/D = 1$ є кубом, тому газодинамічні характеристики при $\alpha = 0$ та 90° ідентичні, а коефіцієнти лобового опору близькі з точністю до похибок розрахунку (криві 4 і 6 на рис. 3, а).

Граничні вільномолекулярні значення C_x при поперечному обтіканні нескінченних циліндрів, отримані за аналітичними формулами [16] для дифузного відбиття, показані на рис. 3 за допомогою штрихових прямих 4. Розрахункові криві коефіцієнта лобового опору циліндра на висоті $H = 300$ км при $\alpha = 90^\circ$ відповідають вищевказаним вільномолекулярним значенням (прямим 4).

На відміну від обтікання конуса, при поздовжньому ($\alpha = 0$) обтіканні циліндра і паралелепіпеда на висоті 300 км залежність коефіцієнта лобового опору від довжини тіла стає більш помітною (криві 1 при $H = 300$ км на рис. 3). Збільшення довжини у шість разів призводить до збільшення вільномолекулярного значення C_x від 2.27 до 3.45.

Вплив видовжень циліндра і паралелепіпеда пояснюється відбиттям частинок від їхньої хвостової частини, яке для конуса було практично відсутнє. Попадання молекул на всю бічну поверхню циліндра з видовженням $L/D = 6$ при $\alpha = 0^\circ$ і $H = 300$ км наочно ілюструє поле розподілу ρ/ρ_∞ у площині його симетрії (рис. 5).

Зі зменшенням висоти польоту починає реалізовуватися перехідний режим обтікання, і значення коефіцієнта лобового опору істотно змен-

шуються при всіх кутах атаки: під час спуску до 90 км значення C_x можуть зменшитися на 50 % порівняно із вільномолекулярним значенням. Вхід у щільні шари атмосфери супроводжується утворенням перед тілом ударної хвилі. Внаслідок цього при $\alpha = 0^\circ$ різко зменшується кількість молекул, які потрапляють на бічну поверхню тіла, що в свою чергу нівелює залежність C_x від видовження тіла (на висоті 90 км і значення C_x для різних видовжень близькі одне до одного).

На кожній з висот, що більше видовження циліндра і паралелепіпеда, то вище значення C_x (при фіксованому куті атаки).

ВИБІР ХАРАКТЕРНОЇ ПЛОЩІ

На всіх вищенаведених рисунках значення коефіцієнта лобового опору віднесені до площі дна $\pi D^2/4$ для тіл обертання і до D^2 для паралелепіпеда. Використання єдиного значення характерної площі розносить розрахункові криві на різні рівні і полегшує їхнє порівняння для різних значень кутів атаки і висот польоту. Якщо ж як характерну площу використовувати $S_x = S_\perp$, де S_\perp — площа проекції тіла на площину, перпендикулярну до V_∞ , то діапазон розкиду значень C_x значно звужується. На рис. 6 показано графіки C_x конуса (рис. 6, а), циліндра (суцільні криві на рис. 6, б) і паралелепіпеда (штрихові криві на рис. 6, б) з видовженнями $L/D = 6$. Маркери кривих відповідають тим же кутам обтікання, що і на рис. 2 і 3. На висоті 300 км значення C_x для всіх розглянутих орієнтацій конуса і для орієнтацій $\alpha = 45^\circ$ і 90° циліндра і паралелепіпеда лежать у межах від 2.1 до 2.3. При спуску до висоти 90 км значення C_x змінюються від 1 до 1.8. Слід зазначити, що при $S_x = S_\perp$ і аналогічних умовах обтікання коефіцієнти лобового опору циліндра і паралелепіпеда досить близькі один до одного, але при цьому криві C_x паралелепіпеда лежать трохи вище (на відміну від графіків, де за S_x бралася площа дна).

При розрахунках значення площі S_\perp обчислювалося статистично з точністю до розмірів розрахункових комірок. У табл. 2 наведено значення S_\perp для конуса і циліндра в залежності від видовження і кута атаки.

Використання $S_x = S_\perp$ означає облік всієї поверхні тіла, яка бере участь у потраплянні та

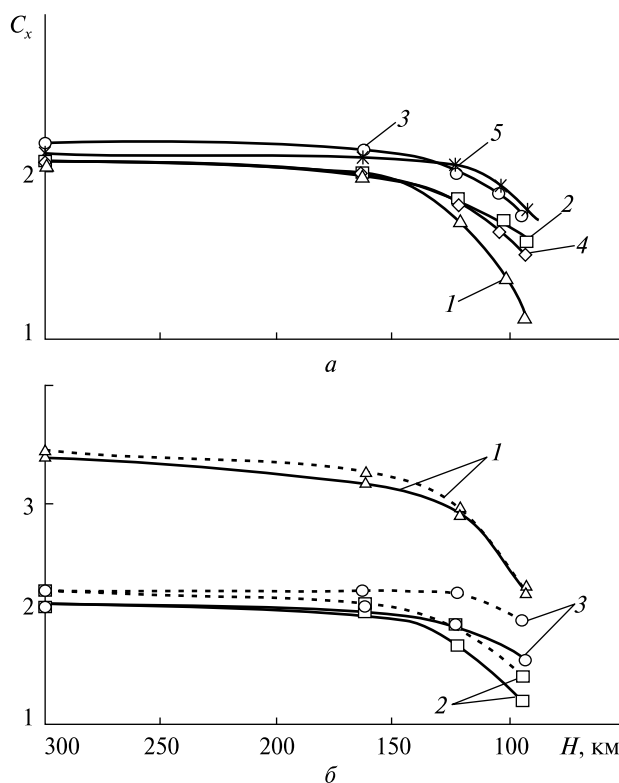


Рис. 6. Розрахункові залежності коефіцієнтів лобового опору C_x (характерний розмір $S_x = S_\perp$) від висоти польоту H для деяких тіл простої форми з видовженнями $L/D = 6$ (а — для конуса, б — для циліндра і паралелепіпеда: суцільні і пунктирні криві відповідно) при різних кутах атаки α ($\alpha = 0^\circ$ — криві 1, трикутники; $\alpha = 45^\circ$ — криві 2, квадратики; $\alpha = 90^\circ$ — криві 3, кружки; $\alpha = 135^\circ$ — крива 4, ромбики; $\alpha = 180^\circ$ — крива 5, зірочки)

Таблиця 2. Залежність площ проекцій конуса і циліндра на площину S_\perp , перпендикулярну до V_∞ , від видовження і кута атаки

Форма тіла	L/D	S_\perp, m^2				
		$\alpha = 0^\circ$	$\alpha = 45^\circ$	$\alpha = 90^\circ$	$\alpha = 135^\circ$	$\alpha = 180^\circ$
Конус	1	3.14	2.7	1.97	2.70	3.14
	3	3.14	5.41	5.98	5.41	3.14
	6	3.14	9.65	12.00	9.64	3.14
Циліндр	1	3.14	5.04	4.00	—	—
	3	3.14	10.73	12.06	—	—
	6	3.14	19.22	24.12	—	—

відбитті молекул зустрічного потоку. У разі обтікання циліндра під нульовим кутом атаки коефіцієнт C_x збільшується зі збільшенням довжини циліндра за рахунок відбиття частинок від його хвостової частини. Що довший циліндр, то більший внесок таких частинок. Через те що в цьому випадку розрахункове значення S_{\perp} дорівнює площі дна та істотно менше від значення фактичної «освітленої» площі циліндра, то при його поздовжньому обтіканні криві C_x лежать істотно вище інших. Аналогічна ситуація відбувається і в разі поздовжнього обтікання паралелепіпеда.

ПОРІВНЯННЯ РЕЗУЛЬТАТІВ РОЗРАХУНКУ З ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИМИ ДАНИМИ

Порівняння отриманих за допомогою МПЧ результатів розрахунку коефіцієнта лобового опору тіл обраних геометричних форм і пропорцій з експериментальними даними виявилось досить великою проблемою через нестачу останніх. Зі збільшенням числа Рейнольдса спостерігається тенденція до зближення значень C_x в експериментах, що проводилися для різних значень температурного фактора t_w , вплив якого найбільш сильний у вільномолекулярному і близькому до нього режимах обтікання. Тому на висотах, менших за 100 км, можливе порівняння розрахункових даних МПЧ з наведеними у роботі [14] результатами експериментів з визначення аеродинамічних характеристик неохолоджуваних тіл простої форми ($t_w = 1$) у перехідній області при гіперзвукових швидкостях потоку, що проводилися у вакуумній аеродинамічній трубі ЦАГІ.

На рис. 2, а темними значками показано експериментальні дані [14] для конуса з кутом піврозхилу $\theta_k = 30^\circ$ при кутах атаки $\alpha = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ, 135^\circ, 180^\circ$ і числі Рейнольдса $Re_{0L} = 97$ ($H \approx 85$ км). Форма значків відповідає формі світлих значків, що представляють відповідні розрахункові дані МПЧ при $\theta_k = 27^\circ$ ($L/D = 1$).

На рис. 2, б нанесено дані [14] для конуса з кутом $\theta_k = 10^\circ$ ($L/D = 3$) при кутах атаки $\alpha = 0^\circ$ і 45° та $Re_{0L} = 162$ ($H = 90$ км). Там же наведено результати експерименту [13] при поздовжньому обтіканні ($\alpha = 0^\circ$) охолоджуваного конуса ($t_w = 0.1$) з кутом піврозхилу $\theta_k = 10^\circ$ ($L/D = 3$) при великих числах Рейнольдса $Re_{0L} = 10^3$ ($H \approx 80$ км)

і $Re_{0L} \cdot t_w^{-1} = 100$ (звідки $Re_{0L} = 62.5$, $H \approx 100$ км). Результати експериментів при кутах атаки $\alpha = 0^\circ$ і 45° позначені темними трикутниками і квадратами. На цьому ж рисунку для $\alpha = 0^\circ$ жирною кривою позначено розраховані в роботі [1] значення C_x у широкому діапазоні режимів обтікання ($1 \leq Re_{0L} \leq 10^4$) для охолоджуваного конуса ($t_w = 0.25$) при його гіперзвуковому обтіканні ($M_\infty = 10$) за методикою, основою на теорії локальної взаємодії [2].

На рис. 2, в аналогічними маркерами для кутів атаки $\alpha = 0^\circ$ і 45° позначено дані експерименту [14], проведеного для тонкого конуса з $\theta_k = 5^\circ$ ($L/D = 6$) при числі Рейнольдса $Re_{0L} = 162$, що відповідає висоті $H \approx 95$ км.

На рис. 3, б темним трикутником показані дані експерименту [14] для поздовжнього обтікання циліндра ($\alpha = 0^\circ$) з видовженням $L/D = 3$ при числі Рейнольдса $Re_{0L} = 13$, що відповідає $H \approx 115$ км. Аналогічно для $\alpha = 0^\circ$ на рис. 3, в позначені дані [14] при $L/D = 6$, $Re_{0L} = 162$ ($H \approx 90$ км).

У роботі [16] наведено дані серії експериментів залежності відносного коефіцієнта лобового опору $C_D = (C_x - C_{x0}) / (C_{x\infty} - C_{x0})$ (C_x і $C_{x\infty}$ — континуальне і вільномолекулярне значення) від числа Кнудсена Kn_∞ при гіперзвуковому поперечному обтіканні циліндра у перехідній області. Перераховані за цими даними значення C_x у залежності від висоти H позначено на рис. 3 темними кружечками і підлягають порівнянню з кривою 3, отриманою за допомогою МПЧ при $\alpha = 90^\circ$. Експериментальні дані [16] показують, що при $Kn_\infty = 0.01$ (для розглянутих видовжень це відповідає діапазону висот $90 \text{ км} \leq H \leq 100 \text{ км}$) практично досягається континуальна межа значень C_x .

Як показує порівняння результатів МПЧ з наявними експериментальними і розрахунковими даними, на великих висотах спостерігається повна відповідність між МПЧ і отриманими аналітично вільномолекулярними межами, а на низьких висотах результати МПЧ задовільно узгоджуються з даними експериментів і розрахунками згідно теорії локальної взаємодії. Найбільші відмінності розрахункових даних від експериментальних спостерігаються при поздовжньому обтіканні конуса під нульовим кутом атаки в режи-

мі, близькому до континуального, де на висоті 90 км похибка обчислень досягає 30 %.

Як зазначалося вище, при розрахунках крок розбиття рівномірної прямокутної сітки по кожному з напрямків становив $\Delta = 5$ см для всіх висот. Основна вимога до розрахункової сітки у МПЧ полягає в тому, щоб лінійні розміри комірок не перевершували місцеву довжину вільного пробігу λ . Оскільки зменшення висоти H призводить до зменшення довжини вільного пробігу, то на низьких висотах потрібне більше подібнення РС.

Дослідження впливу кроку розбиття сітки на значення коефіцієнта лобового опору було зроблено на прикладі обтікання сфери. Значення C_x сфери на великих висотах для $\Delta = 10, 5, 2.5$ см (криві 1, 2, 3 на рис. 7) відповідають отриманій аналітично в роботі [16] вільномолекулярній межі C_x для дифузного відбиття при гіперзвуковому обтіканні кулі для $t_w = 0.01$ (пряма 4 на рис. 7).

Характер поведінки C_x сфери на різних висотах демонструють результати, отримані за формулами теорії локальності у відповідності з параметрами атмосфери в зазначеному висотному інтервалі. Теорія локальності дає апроксимаційну залежність між вільномолекулярною і континуальною межами C_x в залежності від режиму обтікання. Вона дозволяє отримати коридор значень коефіцієнта лобового опору, при цьому крива середніх значень задається емпіричною формулою, наведеною в роботі [2] (крива 5 на рис. 7).

Коридор значень C_x , отриманих при проведенні ряду експериментів для гіперзвукового обтікання охолоджуваної сфери ($5 \leq M_\infty \leq 12.5$, $0.01 \leq t_w \leq 0.2$), вказано на рис. 7 пунктирною і штрих-пунктирною кривими 6 [21].

Для чисел Рейнольдса $Re_{0L} < 1$ (що відповідає $H > 120$ км) експерименти [21] проводилися при температурному відношенні $t_w = 0.2$ і $t_w = 0.25$. Тому при $H > 120$ км експериментальні дані лежать вище розрахункових кривих МПЧ, для яких $t_w = 0.01$. Вільномолекулярне значення коефіцієнта лобового опору (отримане при $t_w = 0.2$) позначено на рис. 7 штриховою лінією (пряма 7) і лежить у межах експериментального коридору [21].

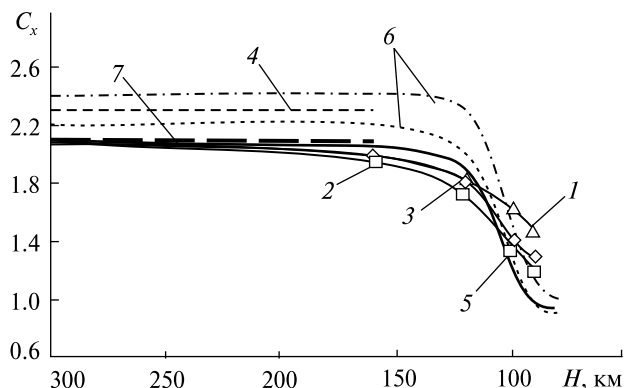


Рис. 7. Графік залежності коефіцієнтів лобового опору C_x сфери від висоти польоту H для різних значень сіткового кроку Δ ($\Delta = 10$ см — криві 1, трикутники; $\Delta = 5$ см — криві 2, квадрати; $\Delta = 2.5$ см — криві 3, ромбики). Марковані криві 1, 2, 3 відповідають розрахунковим значенням МПЧ; жирні штрихові прямі 4 і 7 — вільномолекулярним межам для $t_w = 0.01$ і $t_w = 0.2$ (отримані за аналітичними формулами [16]); суцільна крива 5 — даним теорії локальності [2]; пунктирна і штрих-пунктирна криві 6 — нижній і верхній межам експериментального коридору [21] для гіперзвукового обтікання сфери

На висоті 100 км експерименти [21] проводилися при $t_w = 0.01$. Порівняння кривих 1, 2, 3 на рис. 7, що відповідають розрахункам МПЧ з різною густотою сіткового розбиття, показує, що значення C_x МПЧ на висоті 100 км близькі до даних зазначеного експерименту.

При спуску на нижчі висоти спостерігається тенденція до завищення розрахункових значень C_x . При $Re_{0L} > 10$ ($H < 100$ км) найближче до даних експерименту лежать криві 2 і 3, що відповідають сітковому кроку $\Delta = 2.5$ і 5 см. Це доводить, що для розглянутих в задачі лінійних розмірів обтічних перешкод використовуваний у всіх попередніх розрахунках сітковий крок $\Delta = 5$ см є цілком задовільним.

ВИСНОВОК

За допомогою МПЧ досліджено вплив геометричних пропорцій орбітальних об'єктів простої форми на їхні коефіцієнти лобового опору. Встановлено діапазони зміни коефіцієнта лобового опору в залежності від кута атаки, видовження тіла і висоти польоту. При спуску в інтервалі ви-

сот від 300 до 90 км відбувається зміна режимів обтікання. Результати розрахунків показують, що вільномолекулярний режим для розглянутого класу тіл порушується на висотах від 180 до 150 км (в залежності від характерного розміру тіла). Порушення цього режиму наочно ілюструється падінням значень коефіцієнта лобового опору і зміною структури течії в околиці тіла.

Проведено порівняння отриманих значень коефіцієнта лобового опору з експериментальними даними та з результатами розрахунків за теорією локальності при різних кутах атаки.

Встановлено, що на великих висотах спостерігається повна відповідність між розрахунковими значеннями МПЧ і отриманими аналітично вільномолекулярними межами, а на висотах від 180 до 90 км результати МПЧ задовільно узгоджуються з даними експериментів. Найбільші відмінності розрахункових даних від експериментальних спостерігаються при поздовжньому обтіканні конуса під нульовим кутом атаки: похибка розрахунків зростає у процесі наближення до континуального режиму, і при спуску на висоту 90 км досягає 30 %.

ЛІТЕРАТУРА

1. Абрамовская М. Г., Басс В. П. Исследование аэродинамических характеристик круговых конусов в переходном режиме обтекания. *Уч. зап. Центр. аэро-гидродинам. ин-та*. 1980. **11**(1). С. 122—126.
2. Алексеева Е. В., Баранцев Р. Г. *Локальный метод аэродинамического расчёта в разреженном газе*. Ленинград: ЛГУ, 1976. 210 с.
3. Басс В. П., Печериця Л. Л. Численное моделирование стационарного осесимметричного обтекания затупленного конуса в переходном режиме обтекания. *Вісн. Дніпропетр.ун-ту. Механіка*. 2005. **9**(1). С. 57—65.
4. Басс В. П., Печериця Л. Л. Гиперзвуковое обтекание теплоизолированного цилиндра разреженным газом. *Вісн. Дніпропетр. ун-ту. Механіка*. 2006. **10**(1). С. 50—60.
5. Басс В. П., Печериця Л. Л. Верификация методов и алгоритмов решения задач аэродинамики переходной области. *Техн. мех.* 2007. № 1. С. 49—61.
6. Басс В. П., Печериця Л. Л. Расчет двумерных течений разреженного газа при поперечном обтекании плоской пластины. *Техн. мех.* 2008. № 1. С. 83—92.
7. Басс В. П., Печериця Л. Л. Численные исследования сверхзвукового обтекания конфигурации «пластина — клин» потоком разреженного газа. *Техн. мех.* 2009. № 2. С. 62—69.
8. Басс В. П., Печериця Л. Л. Численное решение трехмерных задач динамики разреженного газа. *Техн. мех.* 2010. № 2. С. 38—51.
9. Берд Г. *Молекулярная газовая динамика*. М.: Мир, 1981. 319 с.
10. Ваганов А. В., Дроздов С. М., Дудин Г. Н., Косых А. П., Нерсесов Г. Г., Пафнунтьев В. В., Чельшева И. Ф., Юмашев В. Л. Численное исследование аэродинамики перспективного возвращаемого космического аппарата. *Уч. зап. Центр. аэро-гидродинам. ин-та*. 2007. **38**(1—2). С. 16—26.
11. Ваганов А. В., Дроздов С. М., Косых А. П., Нерсесов Г. Г., Чельшева И. Ф. Численное моделирование аэродинамики крылатого возвращаемого космического аппарата. *Уч. зап. Центр. аэро-гидродинам. ин-та*. 2009. **40**(2). С. 131—149.
12. ГОСТ 4401-81. *Атмосфера стандартная. Параметры*. М.: Изд-во стандартов, 1981. 179 с.
13. Гусев В. Н., Ерофеев А. И., Климова Т. В. Теоретические и экспериментальные исследования обтекания тел простой формы гиперзвуковым потоком разреженного газа. *Тр. Центр. аэро-гидродинам. ин-та*. 1977. Вып. 1855. С. 3—53.
14. Гусев В. Н., Климова Т. В., Липин А. В. Аэродинамические характеристики тел в переходной области при гиперзвуковых скоростях потока. *Тр. Центр. аэро-гидродинам. ин-та*. 1972. Вып. 1411. С. 3—53.
15. Коган М. Н. *Динамика разреженного газа. Кинетическая теория*. М.: Наука, 1967. 440 с.
16. Кошмаров Ю. А., Рыжов Ю. А. *Прикладная динамика разреженного газа*. М.: Машиностроение, 1977. 184 с.
17. Печериця Л. Л., Смелая Т. Г. Численное моделирование осесимметричного обтекания протяженного составного тела методом пробных частиц с использованием иерархических сеток. *Техн. мех.* 2016. № 2. С. 64—70.
18. Хлопков Ю. И., Зея Мью Мьинт, Хлопков А. Ю. Моделирование аэродинамики перспективных аэрокосмических летательных аппаратов. *Фундаментальные исслед.* 2015. № 4. С. 152—156.
19. Bird G. A. *Molecular gas dynamics and the direct simulation of gas flows*. Sydney: Oxford: Clarendon Press, 1994. 479 p.

20. Gallis M. A. et al. *Direct simulation Monte Carlo: The quest for speed*. 29th Int. Symp. Rarefied Gas Dynamics. 2014. 27. P. 27–36.
21. Hadjimichalis K. S., Brandin C. L. *The effect of the wall temperature on sphere drag in hypersonic transition flow*. Rarefied Gas Dynamics: Proc. of the 9-th Int. Symp. (Goettingen, Germany, July 15–20, 1974). DFVLR-Press, 1974. V. II. P. D.13.1–D.13.9.
22. Haviland I. K., Lavin M. L. Application of the Monte-Carlo method to heat transfer in a rarefied gas. *Phys. Fluids*. 1962. 5(11). P. 1399–1405.
23. Khlopkov Yu. I., Zay Yar Myo Myint, Khlopkov A. Yu. Aerodynamic Investigation for Prospective Aerospace Vehicle in the Transitional Regime. *Int. J. Aeronaut. and Space Sci.* 2013. 14(3). P. 215–221.
24. Khlopkov Yu. I., Zharov V. A., Zay Yar Myo Myint, Khlopkov A. Yu. Aerodynamic Characteristics Calculation for New Generation Space Vehicle in Rarefied Gas Flow. *Univ. J. Phys. and Appl.* 2013. 1(3). P. 286–289.
25. Queipo N. V. et al. Surrogate-based analysis and optimization. *Progr. Aerospace Sci.* 2005. 41(1). P. 1–28.
26. Sandia National Laboratories. SPARTA Direct Simulation Monte Carlo (DSMC) Simulator. URL: <http://sparta.sandia.gov/> (дата звернення 29.05.2017).
27. Walsh J. A., Berthoud L. *Reducing spacecraft drag in very low earth orbit through shape optimization*. 7th Eur. conf. for Aeronautics and Aerospace Sci. (EUCASS). 2017. P. 2–9.

Стаття надійшла до редакції 09.06.2020

REFERENCES

1. Abramovskaya M. G., Bass V. P. (1980). Investigation of the aerodynamic characteristics of circular cones in a transitional flow regime. *TsAGI Sci. J.*, 11(1), 122–126 [in Russian].
2. Alexeeva E. V., Barantsev R. G. (1976). *Local method of aerodynamic calculation in rarefied gas*. Leningrad: LSU Publ. House [in Russian].
3. Bass V. P., Pecheritsa L. L. (2005). Numerical simulation of stationary axisymmetrical flow around a blunt-nose cone in a transition flow regime. *Bull. Dnipropetrovsk Univ. Ser. Mechanics*, 9(1), 57–65 [in Russian].
4. Bass V. P., Pecheritsa L. L. (2006). Hypersonic flow around a thermally insulated cylinder with rarefied gas. *Bull. Dnipropetrovsk Univ. Ser. Mechanics*, 10(1), 50–60 [in Russian].
5. Bass V. P., Pecheritsa L. L. (2007). Verification of methods and algorithms to solve aerodynamics problems in the transition region. *Techn. Mech.*, № 1, 49–61 [in Russian].
6. Bass V. P., Pecheritsa L. L. (2008). 2D cross flow calculation of rarefied gas flow about a flat plate. *Techn. Mech.*, № 1, 83–92 [in Russian].
7. Bass V. P., Pecheritsa L. L. (2009). Numerical studies of supersonic rarefied flows over “plate — wedge” configuration. *Techn. Mech.*, № 2, 62–69 [in Russian].
8. Bass V. P., Pecheritsa L. L. (2010). Numerical solution three-dimensional tasks of the rarefied gas dynamics. *Techn. Mech.*, № 2, 38–51 [in Russian].
9. Bird G. A. (1981). *Molecular gas dynamic*. Moscow: Mir [in Russian].
10. Vaganov A. V., Drozdov S. M., Dudin G. N., Kosykh A. P., Nersesov G. G., Pafnutev V. V., Chelysheva I. F., Yumashev V. L. (2007). Numerical study of aerodynamics of a prospective re-entry space vehicle. *TsAGI Sci. J.*, 38 (1–2), 16–26 [in Russian].
11. Vaganov A. V., Drozdov S. M., Kosykh A. P., Nersesov G. G., Chelysheva I. F. (2009). Numerical simulation of aerodynamics of winged re-entry space vehicle. *TsAGI Sci. J.*, 40(2), 131–149 [in Russian].
12. GOST (State All-Union Standard) 4401-81. (1981). *Standard atmosphere. Parameters*. Moscow: Publish of the standards [in Russian].
13. Gusev V. N., Yerofeev A., Klimova T. V. (1977). Theoretical and experimental investigations of flow over bodies of simple shape by a hypersonic stream of rarefied gas. *TsAGI Sci. J.*, № 1855, 3–43 [in Russian].
14. Gusev V. N., Klimova T. V., Lipin A. V. (1972). Aerodynamic characteristics of bodies in transitional region of hypersonic gas flow. *TsAGI Sci. J.*, № 1411, 3–53 [in Russian].
15. Kogan M. N. (1967). *Rarefied gas dynamics. Kinetic theory*. Moscow: Nauka [in Russian].
16. Koshmarov Yu. A., Ryzhov Yu. A. (1977). *Applied dynamics of rarefied gas*. Moscow: Mashinostroenie [in Russian].
17. Pecheritsa L. L., Smila T. G. (2016). The numeral simulation of the axisymmetrical flow around extended compound body by test particles method with the use of hierarchical grids. *Techn. Mech.*, № 2, 64–70 [in Russian].
18. Khlopkov Yu. I., Zay Yar Myo Myint, Khlopkov A. Yu. (2015). Modelling of aerodynamics for perspective aerospace vehicles. *The fundamental researches*, № 4, 152–156 [in Russian].
19. Bird G. A. (1994). *Molecular gas dynamics and the direct simulation of gas flows*. Sydney: Oxford: Clarendon Press.

20. Gallis M. A. et al. (2014). *Direct simulation Monte Carlo: The quest for speed*. 29th Int. Symp. Rare ed Gas Dynamics, **27**, 27–36.
21. Hadjimichalis K. S., Brandin C. L. (1974). The effect of the wall temperature on sphere drag in hypersonic transition flow. *Rarefied Gas Dynamics: Proc. of the 9-th International Symposium (Goettingen, Germany, July 15–20, 1974)*. DFVLR-Press. V. II. P. D.13.1–D.13.9.
22. Haviland I. K., Lavin M. L. (1962). Application of the Monte-Carlo method to heat transfer in a rarefied gas. *Phys. Fluids*, **5**(11), 1399–1405.
23. Khlopkov Yu. I., Zay Yar Myo Myint, Khlopkov A. Yu. (2013). Aerodynamic Investigation for Prospective Aerospace Vehicle in the Transitional Regime. *Int. J. Aeronautical and Space Sci.*, **14**(3), 215–221.
24. Khlopkov Yu. I., Zharov V. A., Zay Yar Myo Myint, Khlopkov A. Yu. (2013). Aerodynamic Characteristics Calculation for New Generation Space Vehicle in Rarefied Gas Flow. *Univ. J. Phys. and Application*, **1**(3), 286–289.
25. Queipo N. V. et al. (2005). Surrogate-based analysis and optimization. *Progress in Aerospace Sci.*, **41**(1), 1–28.
26. Sandia National Laboratories. SPARTA Direct Simulation Monte Carlo (DSMC) Simulator. URL: <http://sparta.sandia.gov/> (Last accessed 29.05.2017).
27. Walsh J. A., Berthoud L. (2017). *Reducing spacecraft drag in very low earth orbit through shape optimization*. 7th Eur. conf. for Aeronautics and Aerospace Scie. (EUCASS), 2–9.

Received 09.06.2020

L. L. Pecheritsa, Senior researcher, Cand. Sci. in Phys. & Math.

ORCID.org/0000-0001-5896-1531

E-mail: larisa.peche@gmail.com

T. G. Smelaya, Researcher

E-mail: smelaya.t.g@nas.gov.ua

Institute of technical mechanics of NASU and SSAU

15 Leshko-Popelya Str., Dnipro, 49005 Ukraine

PROPORTIONS' INFLUENCE OF SIMPLE SHAPE ORBITAL OBJECTS ON THEIR AERODYNAMIC CHARACTERISTICS

When developing modern and promising aerospace technology models, the relevance of simulation of the flow around apparatuses (spacecraft) of various geometric shapes in a transitional mode corresponding to the flight in the region of the upper layers of the atmosphere and near space is growing. Solving the Boltzmann equation, which most adequately describes this process in the framework of kinetic theory, still remains a difficult task. To solve this equation, the Monte Carlo statistical methods are used quite successfully. An example of such a method is the direct statistical simulation, or, less common but also well-established in rarefied gas dynamics, the test particles method (TPM).

The aim of this work is to study the effect of geometric proportions of simply-shaped orbiting objects during uncontrolled descent to dense layers of the atmosphere on their drag coefficients. Such objects may be elements of space debris or spacecraft of appropriate shapes and proportions. The studies were based on the results obtained by numerical simulation of TPMs on uniform rectangular grids.

The shape of the orbital objects was set in the form of a circular cone, cylinder, rectangular parallelepiped of various elongations, and spheres. The calculations were carried out in a wide range of attack angles. The characteristic dimensions of the body class in question varied from 2 to 12 meters. According to the standard atmosphere for such characteristic dimensions, the transitional flow regime is realized at altitudes from 90 km to 180 km. It was found that the calculated values of the drag coefficients in the transition regime are in satisfactory agreement with the experimental data and calculations on the theory of local interaction, and at an altitude of 300 km, they correspond to the control free molecular values obtained by analytical formulas. The dependence of the drag coefficients of the bodies of the considered shapes on the angle of attack and flight altitude was studied. The influence of the choice of the characteristic area on the range of values of the calculation results is shown.

The drag coefficient of the considered class of bodies at the entrance to the dense layers of the atmosphere using the TPM was calculated for the first time. Satisfactory agreement of the obtained results with the available experimental and calculated data confirms the effectiveness of the applied method in transition mode. This makes it possible to use it in practical calculations of the parameters of the external environment effect on the spacecraft in the most difficult to study altitude ranges corresponding to the transitional flow regime.

Keywords: Boltzmann equation, the rarefied gas dynamics, Monte Carlo method, the test particles method, free molecular and transitional regimes, numerical simulation.

<https://doi.org/10.15407/knit2021.02.015>
УДК 629.78

О. А. ФОКОВ, старш. наук. співроб., канд. техн. наук, старш. наук. співроб.

ORCID.org/0000-0003-2934-7270

E-mail: oafokov@ukr.net

С. В. ХОРОШИЛОВ, пров. наук. співроб., д-р техн. наук, проф.

ORCID.org/0000-0001-7648-4791

E-mail: skh@ukr.net

Д. С. СВОРОБІН, мол. наук. співроб.

ORCID.org/0000-0002-9856-8619

E-mail: svod.itm@gmail.com

Інститут технічної механіки Національної академії наук України і Державного космічного агентства України
вул. Лешко-Попеля 15, Дніпро, Україна, 49005

ВІДНОСНИЙ РУХ КОСМІЧНОГО АПАРАТА З АЕРОДИНАМІЧНИМ КОМПЕНСАТОРОМ У ПЕРПЕНДИКУЛЯРНОМУ ДО ПЛОЩИНИ ОРБИТИ НАПРЯМКУ ПРИ БЕЗКОНТАКТНОМУ ВИДАЛЕННІ КОСМІЧНОГО СМІТТЯ

Досліджується доцільність використання аеродинамічного компенсатора при безконтактному відведенні об'єктів космічного сміття з низьких навколосезних орбіт з урахуванням аеродинамічного збурення в напрямку, перпендикулярному до площини орбіти. Об'єктом дослідження є модифікована схема концепції відведення «пастух з іонним променем». Модифікація полягає в заміні аеродинамічним компенсатором додаткового електрореактивного двигуна, що призначений для компенсації руху космічного апарата-пастуха, викликаного реактивною силою основного електрореактивного двигуна, іонний потік факела якого спричиняє «гальмівний» вплив на об'єкт космічного сміття. Порівняно велика площа міделя космічного апарата-пастуха при використанні аеродинамічного компенсатора обумовлює необхідність керування відносним рухом, що викликаний аеродинамічним збуренням в напрямку, перпендикулярному до площини орбіти. Це керування потребує додаткових витрат робочого тіла двигуна системи керування відносним рухом космічного апарата-пастуха. Наводяться розрахунки витрат робочого тіла при використанні ряду спрощувальних припущень. Допустимість цих припущень перевірено числовим інтегруванням рівнянь відносного руху. Показано доцільність використання аеродинамічного компенсатора при безконтактному відведенні об'єктів космічного сміття з урахуванням аеродинамічного збурення у напрямку, перпендикулярному до площини орбіти.

Ключові слова: відведення космічного сміття, концепція «пастух з іонним променем», аеродинамічний компенсатор, керування відносним рухом, напрямок, що перпендикулярний до площини орбіти, витрати робочого тіла.

ВСТУП

На сьогоднішній час запропоновано кілька різних систем контактного та безконтактного впливу на рух об'єктів космічного сміття з метою їхнього подальшого видалення з робочих орбіт.

Серед перспективних варіантів велика увага приділяється безконтактним системам, що не передбачають механічного контакту з об'єктом сміття, який може бути некерованим, здійснювати обертовий рух, мати складну форму тощо. Напри-

Цитування: Фоков О. А., Хорошилов С. В., Своробін Д. С. Відносний рух космічного апарата з аеродинамічним компенсатором у перпендикулярному до площини орбіти напрямку при безконтактному видаленні космічного сміття. *Космічна наука і технологія*. 2021. 27, № 2 (129). С. 15–27. <https://doi.org/10.15407/knit2021.02.015>

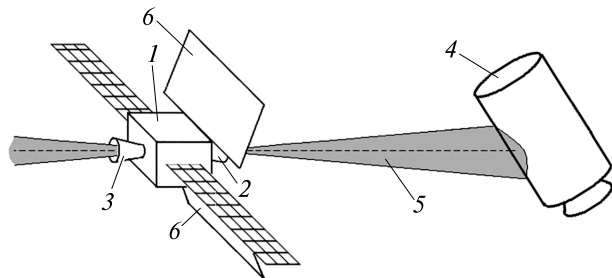


Рис. 1. Схематичне зображення КА-пастуха з аеродинамічним компенсатором: 1 — КА-пастух, 2 — основний ЕРД, 3 — додатковий ЕРД, 4 — ОКС, який видаляється, 5 — іонний промінь, спрямований у бік ОКС, 6 — аеродинамічний компенсатор у вигляді двох пластин, кут нахилу яких відносно напрямку руху може змінюватись

клад, у роботі [2] розглянуто комбінований метод відведення великогабаритного космічного сміття у щільні шари атмосфери Землі. Такий метод передбачає спільне використання активного засобу — реактивної рушійної установки і пасивного засобу — аеродинамічного парусного пристрою. Найбільш відомою концепцією безконтактного видалення є концепція «пастух з іонним променем» (ППП) [7—9]. Концепція ППП передбачає встановлення на космічному апараті (КА) двох електрореактивних двигунів (ЕРД): основного і додаткового. Основний ЕРД призначається для передачі гальмівного імпульсу іонним променем двигуна на об'єкт космічного сміття, а додатковий ЕРД — для підтримки оптимальної взаємної дистанції між КА-пастухом і об'єктом космічного сміття (ОКС). Вирішенню задачі керування відносним рухом угруповання двох супутників присвячено роботи [12, 14, 17], але в них розглядалися сили, що передаються від одного супутника до іншого за рахунок дії іонного променя ЕРД. Важливості та складності проблеми керування відносним рухом КА-пастуха і ОКС при реалізації концепції ППП присвячено роботи [9, 4—6, 10, 14, 17]. В роботах [4, 9] було зазначено, що недостатньо додатковим ЕРД лише компенсувати дію реактивної сили основного ЕРД на рух КА-пастуха, оскільки некерований відносний рух КА-пастуха та ОКС є нестійким. Тому на КА-пастуху потрібно передбачити систему керування рухом його центра мас відносно ОКС. У роботах [5, 6] показано, що вимога до зменшення

витрат робочого тіла двигунів стосовно технології ППП є однією з ключових. У роботах [5, 6, 14, 17], присвячених проблемам керування відносним рухом КА-пастуха, не були враховані збурення, що діють у напрямку, перпендикулярному до площини орбіти. Тоді як в роботі [11] присвяченій функціонуванню технології ППП, було показано необхідність врахування аеродинамічних збурень, що діють в перпендикулярному до площини орбіти напрямку.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧІ

В роботі [1] з метою зменшення витрат робочого тіла додатковим ЕРД було запропоновано вдосконалення технології ППП шляхом використання аеродинамічного компенсатора. Аеродинамічний компенсатор доповнює або замінює додатковий ЕРД. Схематичне зображення КА-пастуха з аеродинамічним компенсатором наведено на рис. 1.

В роботі [3] було досліджено доцільність застосування аеродинамічного компенсатора на низьких навколоземних орбітах при видаленні ОКС з використанням технології ППП, але при цьому не були враховані збурення, що діють в перпендикулярному до площини орбіти напрямку. Зважаючи на порівняно велику площу міделя КА-пастуха з аеродинамічним компенсатором дослідження доцільності використання компенсатора потребує додаткового оцінювання витрат робочого тіла на підтримання необхідного відносного положення космічного апарату та об'єкта сміття в напрямку, перпендикулярному до площини орбіти.

Метою даної роботи є визначення доцільності використання аеродинамічного компенсатора при безконтактному відведенні об'єктів космічного сміття з урахуванням аеродинамічного збурення у напрямку, перпендикулярному до площини орбіти. Задача дослідження полягає в отриманні оцінки витрат робочого тіла двигуна керування відносним положенням КА-пастуха з аеродинамічним компенсатором, необхідних для компенсації відхилень відносного положення від номінального в напрямку, перпендикулярному до площини орбіти, які викликані аеродинамічним впливом атмосфери.

МАТЕМАТИЧНА МОДЕЛЬ ВІДНОСНОГО РУХУ

Для математичного опису відносного руху системи «КА-пастух — ОКС» використовуємо орбітальну систему координат $Oxyz$, початок якої збігається з центром мас КА-пастуха. Вісь Ox збігається з напрямком радіуса-вектора, що визначає центр мас КА-пастуха відносно центра мас Землі, вісь Oz — з нормаллю до площини, що проходить через вісь Ox і вектор орбітальної швидкості КА-пастуха і спрямована в бік додатних значень орбітального кінетичного моменту. Вісь Oy доповнює систему координат до правої.

Положення ОКС відносно орбітальної системи координат визначаємо радіусом-вектором L . Відносну динаміку системи «КА-пастух — ОКС» можна описати за допомогою такої лінеаризованої системи рівнянь [13]:

$$\ddot{x} - \omega^2 x - 2\omega\dot{y} - \dot{\omega}y - kx = \frac{f_x^d}{m^d} - \frac{f_x^s}{m^s}, \quad (1)$$

$$\ddot{y} - \omega^2 y + 2\omega\dot{x} + \dot{\omega}x + ky = \frac{f_y^d}{m^d} - \frac{f_y^s}{m^s}, \quad (2)$$

$$\ddot{z} + kz = \frac{f_z^d}{m^d} - \frac{f_z^s}{m^s}, \quad (3)$$

де x, y, z — проєкції вектора L на осі орбітальної системи координат, m^s, m^d — маси КА-пастуха і ОКС відповідно, f_x^d, f_y^d, f_z^d — проєкції на осі орбітальної системи координат сумарного вектора сил F^d , що діють на ОКС, f_x^s, f_y^s, f_z^s — проєкції на осі орбітальної системи координат сумарного вектора сил F^s , що діють на КА-пастух.

Сумарний вектор сил F^s включає сили тяги основного ЕРД і додаткового ЕРД, зовнішні збурення, що діють на КА-пастух, а також керівні сили. У складі вектора сил F^d , крім зовнішніх збурень, необхідно врахувати силу, що передається ОКС іонним променем. Сили F^d і F^s можуть включати збурення, зумовлені нецентральністю поля тяжіння Землі, тяжінням Сонця та Місяця, опором руху в атмосфері, сонячним тиском.

Величини $\omega, \dot{\omega}$ і k , що входять у вирази (1)–(3), дорівнюють:

$$\omega = \sqrt{\frac{\mu}{p^3}}(1 + \varepsilon \cos v),$$

$$\dot{\omega} = -2\varepsilon \sqrt{\frac{\mu}{p^3}} \sin v (1 + \varepsilon \cos v) \omega,$$

$$p = a(1 - \varepsilon^2), \quad k = \frac{\mu}{r^3}, \quad r = \frac{a(1 - \varepsilon^2)}{1 + \varepsilon \cos v},$$

де μ — гравітаційний параметр Землі, v — справжня аномалія, ε — ексцентриситет, a — велика піввісь, r — радіус орбіти.

Рівняння (1) і (2) описують динаміку системи у площині орбіти, а (3) — її рух з площини орбіти.

Відомо, що відносну динаміку двох тіл на низькій навколосемній орбіті, розташованих на невеликій відстані один від одного, найсильніше визначають аеродинамічні збурення. Різницю a_D питомих аеродинамічних сил (прискорень), що діють на систему двох тіл, можна визначити з виразу [18]:

$$a_D = \frac{F_D^d}{m^d} - \frac{F_D^s}{m^s} = \frac{1}{2} \rho C_D \left(|V_a^d| \frac{S^d}{m^d} V_a^d - |V_a^s| \frac{S^s}{m^s} V_a^s \right), \quad (4)$$

де F_D^s і F_D^d — сили аеродинамічного гальмування, що діють відповідно на КА-пастуха та ОКС, ρ — щільність атмосфери, C_D — коефіцієнт аеродинамічного опору, S^s та S^d — площі міделевого перерізу КА-пастуха та ОКС відповідно, V_a^s і V_a^d — швидкості руху відповідно КА-пастуха та ОКС відносно атмосфери.

Швидкості руху КА-пастуха та ОКС відносно атмосфери в орбітальній системі координат мають вигляд [16]

$$V_a^s = \begin{bmatrix} \dot{r} \\ r(\dot{\vartheta} - \omega_e \cos i) \\ r \omega_e \cos \vartheta \sin i \end{bmatrix},$$

$$V_a^d = \begin{bmatrix} \dot{x} + \dot{r} - y(\dot{\vartheta} - \omega_e \cos i) - z \omega_e \cos \vartheta \sin i \\ \dot{y} + (r+x)(\dot{\vartheta} - \omega_e \cos i) - z \omega_e \sin \vartheta \sin i \\ \dot{z} + (r+x) \omega_e \cos \vartheta \sin i - y \omega_e \sin \vartheta \sin i \end{bmatrix},$$

де ω_e — кутова швидкість Землі, ϑ — аргумент широти, i — нахил орбіти.

Вільний рух об'єкта керування у напрямку, перпендикулярному до площини орбіти (3), описується консервативною ланкою другого порядку і є незгасаючими коливаннями з орбітальною

частотою \sqrt{k} . Вплив збурень на таку систему з частотою, близькою до частоти власних коливань, може призводити до зростання амплітуди вимушених коливань. У зв'язку з цим проаналізуємо характер аеродинамічних збурень, що діють на систему у перпендикулярному до площини орбіти напрямку. Для орбіт з великим нахилом складова швидкості КА-пастуха у перпендикулярному до площини орбіти напрямку є функцією широти аргументу, отже змінюється з орбітальною частотою. Таким чином, для випадків, коли відношення міделевого перерізу КА-пастуха до його маси суттєво відрізняється від аналогічного відношення для ОКС, аеродинамічні збурення можуть бути причиною зростання амплітуди відносних коливань в напрямку, перпендикулярному до площини орбіти.

СУМАРНИЙ ІМПУЛЬС ДОДАТКОВОГО ЕЛЕКТРОРЕАКТИВНОГО ДВИГУНА

Для ясності та повноти викладу матеріалу коротко викладемо суть і результати досліджень, наведені в роботі [3]. При розрахунках витрат робочого тіла додаткового ЕРД в задачі відведення ОКС безконтактним методом з використанням аеродинамічного компенсатора були прийняті спрощувальні припущення:

- на КА-пастух діє сила з боку основного ЕРД, з боку додаткового ЕРД і сила аеродинамічного опору;
- на ОКС впливає сила, що передається потоком іонів з боку основного ЕРД КА-пастуха, і сила аеродинамічного опору;
- швидкість $v_h = dh / dt$ зниження висоти h орбіти при відведенні ОКС постійна;
- додатковий ЕРД дозволяє регулювати силу тяги у межах від максимально можливої до нульової.

Окрім того, обмежимося щодо керування відносним рухом у площині орбіти лише компенсацією дії реактивної сили основного ЕРД на рух КА-пастуха. Процедура визначення сили, що передається іонним променем об'єкту космічного сміття, представлено в роботі [5].

Наведені в [3] оцінки залишаються в силі за умови, що під аеродинамічними силами слід розуміти їхні трансверсальні складові. Коротко

опишемо розрахунок витрат робочого тіла додатковим ЕРД. Індекс u в наступних співвідношеннях позначає трансверсальні складові відповідних векторів.

Необхідна сила компенсації F_c , розрахована з вимоги рівності трансверсальних прискорень КА-пастуха та ОКС, задається рівністю

$$F_c = T_{ep} \left(1 + \frac{m^s}{m^d} \right) - F_{a,y}^s + \left(\frac{m^s}{m^d} \right) \cdot F_{a,y}^d,$$

де T_{ep} — сила тяги основного ЕРД, $F_{a,y}^d$, $F_{a,y}^s$ — трансверсальні складові аеродинамічних сил, які діють на ОКС та КА-пастух без аеродинамічного компенсатора відповідно.

Аеродинамічний компенсатор розгорнуто у положення створення максимального аеродинамічного опору. По мірі зниження орбіти внесок у створення необхідної сили компенсації буде зростати. Відповідно до цього вкладу можна знижувати силу тяги додаткового ЕРД. Коли додатковий ЕРД буде вимкнено, регулювання необхідної сили компенсації можна робити, зменшуючи кут нахилу α_{ac} аеродинамічних пластин компенсатора до напрямку руху космічного апарата.

Коефіцієнт k_{ec} використання додаткового ЕРД

$$k_{ec} = \begin{cases} k_c, & \text{якщо } k_c > 0, \\ 0, & \text{якщо } k_c \leq 0, \end{cases}$$

$$k_c = (F_c - F_y^{ac}) / T_{epc},$$

де T_{epc} — максимальна сила тяги додаткового ЕРД, наприклад, прийнята рівною максимальному значенню F_c , F_y^{ac} — трансверсальна складова аеродинамічної сили, що діє на аеродинамічний компенсатор в його розгорнутому положенні, значення $k_{ec} = 0$ відповідає вимкненому додатковому ЕРД, значення $k_{ec} = 1$ — увімкненому на максимальну силу тяги.

Коефіцієнт використання аеродинамічного компенсатора k_{ac} , значення якого $k_{ac} = 0$ відповідає розташуванню аеродинамічних пластин паралельно напрямку руху, $k_{ac} = 1$ — перпендикулярно до напрямку руху, можна визначити співвідношенням

$$k_{ac} = \begin{cases} 1, & \text{якщо } k_{ec} > 0, \\ F_c / F_y^{ac}, & \text{якщо } k_{ec} = 0. \end{cases}$$

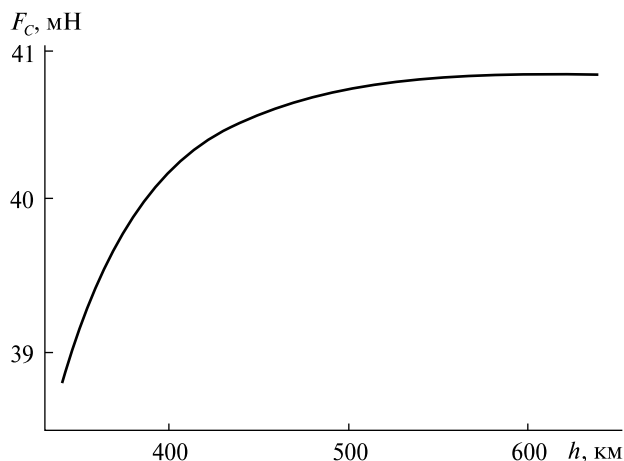


Рис. 2. Необхідна сила компенсації F_C в залежності від висоти орбіти

На рис. 2 та 3 наведено відповідно графіки зміни необхідної сили компенсації F_C та значень коефіцієнтів використання додаткового ЕРД та аеродинамічного компенсатора для набору вихідних даних, наведених нижче. Були прийняті такі значення величин: початкова висота орбіти $h_{\max} = 640$ км, кінцеве значення висоти орбіти $h_{\min} = 340$ км, маса КА-пастуха $m^s = 500$ кг, площа міделя $S^{\text{sc}} = 5$ м² КА-пастуха (без компенсатора), маса $m^d = 1575$ кг та площа міделя $S^d = 7.34$ м² ОКС, коефіцієнт аеродинамічного опору $C_D = 2.3$, площа пластин аеродинамічного компенсатора $S^a = 100$ м², швидкість зниження орбіти $v_h = -3$ км/доба, сила тяги основного ЕРД $T_{\text{ep}} = 31$ мН, питомий імпульс (ваговий) додаткового ЕРД $I_{\text{sp}} = 3400$ с. Як модель щільності атмосфери було використано експоненціальну загасаючу модель [15].

При прийнятих припущеннях імпульс (кількість руху) W , витрачений додатковим ЕРД за час зниження орбіти, можна представити у вигляді

$$W = \int_0^{t_{\text{down}}} T(t) dt = A / v_h,$$

$$A = \int_{h_{\max}}^{h_{\min}} T(h) dh,$$

де T — сила тяги додаткового ЕРД, t_{down} — час зниження орбіти. Значення необхідних для зни-

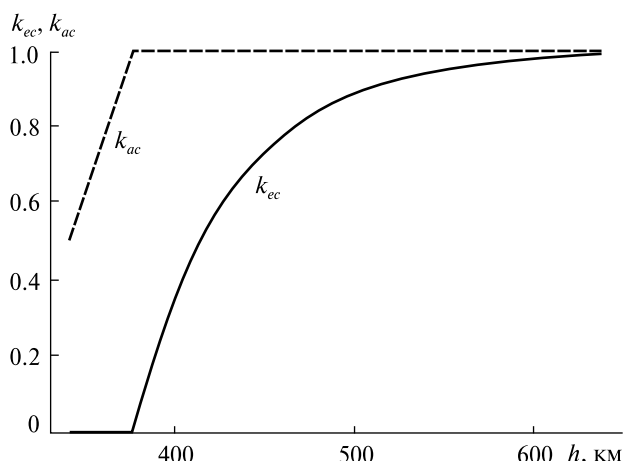


Рис. 3. Значення коефіцієнтів використання додаткового ЕРД і АК в залежності від висоти орбіти

Таблиця 1. Інтегральні величини W, G

Режим	W , кН·с	G , кг
Без використання аеродинамічного компенсатора	351	10.5
З використанням аеродинамічного компенсатора	245	7.3
Збережені ресурси	106	3.2

ження орбіти величин сумарного імпульсу W та кількості G робочого тіла додаткового ЕРД наведено в табл. 1.

СУМАРНИЙ ЗА ОРБІТАЛЬНИЙ ПЕРІОД ІМПУЛЬС ДВИГУНА КЕРУВАННЯ ВІДНОСНИМ ПОЛОЖЕННЯМ

Зробимо розрахунок сумарного імпульсу двигуна керування відносним положенням КА-пастуха в напрямку, перпендикулярному до площини орбіти. З цією метою відносний рух КА-пастуха і ОКС уздовж перпендикулярного до площини орбіти напрямку, викликаний аеродинамічним збуренням, опишемо рівнянням

$$\ddot{z} + kz = a_{Dz} + u_z, \quad (5)$$

де a_{Dz} — складова різниці аеродинамічних прискорень a_D вздовж перпендикулярного до площини орбіти напрямку, u_z — керівна дія вздовж цього напрямку.

Для подальших аналітичних розрахунків у виразі (4) для різниці аеродинамічних прискорень a_D будемо нехтувати складовими вектора відносного положення L у порівнянні з радіусом орбіти r , також будемо нехтувати і складовими вектора швидкості зміни відносного положення. Тобто, будемо вважати, що вектор швидкості потоку атмосфери, що набігає, однаковий для КА-пастуха і для ОКС: $V_a^d = V_a^s$. Тоді для кругової орбіти вираз для a_{Dz} можна представити у вигляді

$$a_{Dz} = \Phi \cdot \cos \Omega t, \quad (6)$$

де Φ — амплітуда гармонійної збурювальної дії (значення амплітуди залежить від параметрів орбіти і характеристик КА-пастуха і ОКС), Ω — кругова частота орбіти.

Для вибору алгоритму керування використаємо метод біноміального розподілу коренів характеристичного рівняння, який забезпечує задану швидкодію при монотонності перехідного процесу. Відповідно до цього методу

$$u_z = -(\Omega_0^2 - k) \cdot z - 2\Omega_0 \cdot \dot{z}, \quad (7)$$

де Ω_0 — параметр керування, який вибирається.

Рівняння (5) з урахуванням (6) і (7) і з урахуванням того, що для кругової орбіти значення k чисельно дорівнює Ω^2 , набуває вигляду рівняння затухаючого гармонійного осцилятора з одиничним коефіцієнтом згасання:

$$\ddot{z} + 2\Omega_0 \dot{z} + \Omega_0^2 z = \Phi \cdot \cos \Omega t.$$

Його загальний розв'язок має вигляд

$$z = e^{-\Omega_0 t} (c_1 t + c_2) + A \cdot \cos(\Omega t - \phi), \quad (8)$$

де c_1, c_2 — параметри початкового руху, які зумовлюють перехідний процес, A і ϕ — амплітуда і фаза вимушених коливань, що в нашому випадку визначаються рівностями

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \phi &= 2\Omega_0 \Omega / (\Omega_0^2 - \Omega^2), \\ A &= \frac{\Phi}{\Omega_0^2 + \Omega^2}. \end{aligned} \quad (9)$$

Оцінимо витрати на корекцію відхилень в перпендикулярному до площини орбіти напрямку, викликаних дією збурення у цьому напрямку, в нашому випадку гармонійним, а не на корекцію початкових відхилень по положенню і швидкості. Припускаючи порівняно мале значення тривалості перехідного процесу, надалі

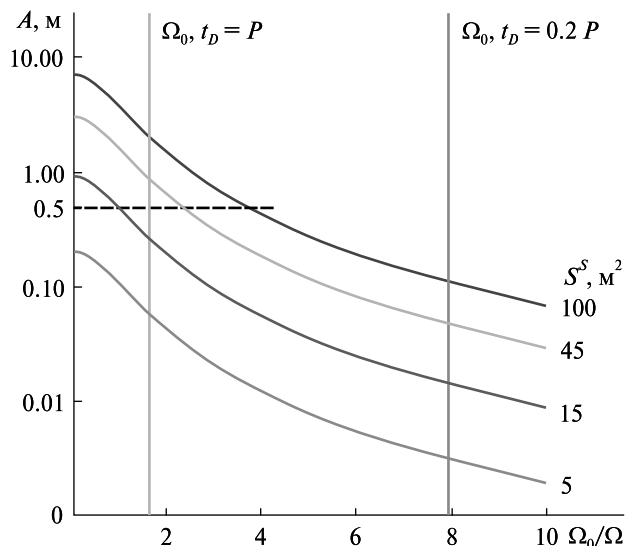


Рис. 4. Залежність амплітуди вимушених коливань від значення параметра Ω_0 для висоти орбіти $h = 340$ км і різних значень S^s (числа біля кривих)

у виразі (8) для розв'язку z обмежимося другим доданком, тобто вимушеною складовою:

$$\begin{aligned} z &= A \cdot \cos(\Omega t - \phi), \\ \dot{z} &= -A \cdot \Omega \cdot \sin(\Omega t - \phi). \end{aligned} \quad (10)$$

Тоді вираз (7) керівної дії з урахуванням (9) і (10) можна подати у вигляді (тобто для сталих коливань в перпендикулярному до площини орбіти напрямку справедливо наступне)

$$u_z = -\Phi \cdot \cos(\Omega t). \quad (11)$$

Отримуємо, що керівна (гармонійна) дія породжує збурювальну дію з протилежним знаком. Амплітуда керівної дії залежить від амплітуди Φ збурювальної дії та не залежить від параметра Ω_0 , тоді як амплітуда A розв'язку z залежить від Ω_0 .

З урахуванням (11) можна показати, що сумарний імпульс I_P , необхідний для корекції відхилень в перпендикулярному до площини орбіти напрямку за час орбітального періоду P , дається співвідношенням

$$I_P = m^s \cdot \int_0^P |u_z| dt = \frac{4m_s \Phi}{\Omega}. \quad (12)$$

Зі співвідношення (12) випливає, що сумарний за орбітальний період імпульс I_P не зале-

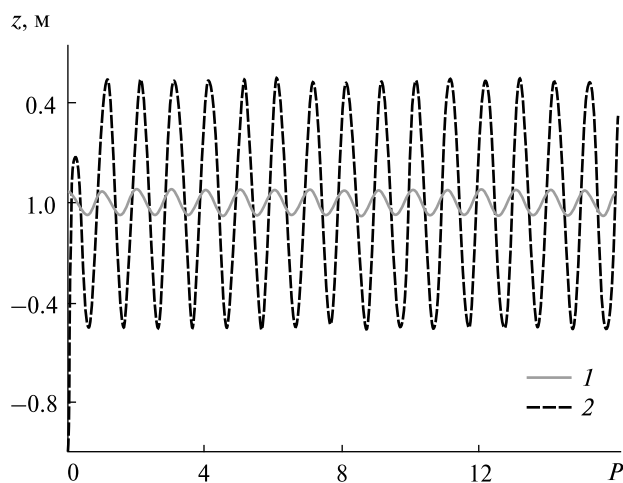


Рис. 5. Відхилення вздовж напрямку, перпендикулярного до площини орбіти

жить від амплітуди A вимушених коливань z , не залежить від параметра керування Ω_0 , а залежить від амплітуди збурювальної дії Φ , і кругової частоти орбітального періоду Ω .

ВИБІР ПАРАМЕТРА КЕРУВАННЯ Ω_0

На рис. 4 наведено залежність амплітуди A вимушених коливань від значення параметра Ω_0 для значень величин Φ і Ω , що відповідають висоті $h = 340$ км для різних значень S^s КА-пастуха з аеродинамічним компенсатором. Припустима амплітуда вимушених коливань вибирається з вимоги забезпечення ефективної дії іонного потоку основного ЕРД на рух ОКС, і для оговорених вихідних даних може бути прийнята рівною 0.5 м. Значення Ω_0 , що відповідають значенням $A < 0.5$ м, більше (правіше) абсциси точки перетину прямої $A = 0.5$ м (штрихова лінія) і відповідної кривої. Зокрема, видно, що амплітуда A при $S^s = 5$ м² не може перевищувати 0.2 м при будь-якому значенні параметра Ω_0 . Час згасання власних коливань $t_D = 10/\Omega_0$ прийнято не більшим, ніж $t^* = 0.2P$. Значення Ω_0 , що відповідає значенню $t_D = t^* = 0.2 \cdot 2\pi/\Omega$, наведено на рисунку у вигляді правої вертикальної лінії. Значення Ω_0 , що відповідають вимозі $t_D \leq t^*$, лежать правіше цієї вертикальної лінії. Тобто, ми бачимо, що прийнята вимога за часом заспокоєння перехідного процесу виявляється більш

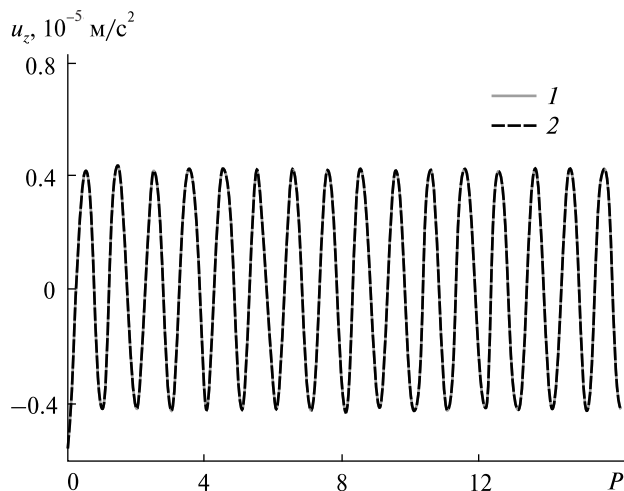


Рис. 6. Керівна дія u_z вздовж напрямку, перпендикулярного до площини орбіти

жорсткою, ніж вимога щодо обмеження амплітуди вимушених коливань. Наприклад, для значень Ω_0 , що відповідають умові $t_D \leq t^*$, амплітуда коливань буде не більшою, ніж 2 мм для $S^s = 5$ м², 13 мм для $S^s = 15$ м², 50 мм для $S^s = 45$ м² і 100 мм для $S^s = 100$ м².

На рис. 5 і 6 проілюстровано вплив значення параметра Ω_0 на корекцію відхилень, викликаних дією, що збурює вздовж перпендикулярного до площини орбіти напрямку, у вигляді графічних залежностей відхилень z і керівної дії u_z від часу, вираженого в одиницях орбітального періоду P . Графічні залежності отримано шляхом числового моделювання рівнянь руху (1)–(4) з урахуванням керівної дії (7). Цифри 1 і 2 на рис. 5 і 6 відповідають двом розглянутим варіантам: 1 — вимога за часом заспокоєння $t_D \leq 0.2P$ (права вертикальна пряма на рис. 4). У цьому випадку вона є визначальною для вибору параметра Ω_0 ; 2 — вимога за часом заспокоєння $t_D \leq 1.0P$ (ліва вертикальна пряма на рис. 4). У цьому випадку визначальною для вибору параметра Ω_0 є вимога $A \leq 0.5$ м.

У табл. 2 наведено дані, що дозволяють порівняти значення амплітуди A і сумарного за період імпульсу I_P двигуна, отримані числовим моделюванням рівнянь відносного руху, з відповідними значеннями, отриманими за аналітичними виразами (9) і (12).

Таблиця 2. Порівняння результатів моделювання і аналітичних співвідношень

Варіант	Параметри, визначені шляхом числового моделювання					За формулами (9) і (12)				
1	Ω_0	Ω_0	Ω_0	Ω_0/Ω	A	I_P	$A = \frac{\Phi}{\Omega_0^2 + \Omega^2}$	$I_P = \frac{4m^s\Phi}{\Omega}$	t_D	
	$A \leq 0.5$	$t_D \leq 0.2 \cdot P$								
	0.002590	0.009138	0.009138	7.9577	0.0472	6.9606	0.0472	6.9770	0.2P	
2	Ω_0	Ω_0	Ω_0	Ω_0/Ω	A	I_P	$A = \frac{\Phi}{\Omega_0^2 + \Omega^2}$	$I_P = \frac{4m^s\Phi}{\Omega}$	t_D	
	$A \leq 0.5$	$t_D \leq 1.0 \cdot P$								
	0.002590	0.001828	0.002590	2.2521	0.5008	6.9906	0.5003	6.9770	0.7P	

Результати моделювання відносного руху, представлені на рис. 5 і 6, та дані табл. 2 підтверджують допустимість застосування наведених вище співвідношень і висновків.

СУМАРНИЙ ЗА ЧАС ЗНИЖЕННЯ ОРБИТИ ІМПУЛЬС ДВИГУНА КЕРУВАННЯ ВІДНОСНИМ ПОЛОЖЕННЯМ

Максимальна швидкість потоку $(V_a^s)_z$, що набігає в перпендикулярному до площини орбіти напрямку

$$(V_a^s)_{z,max} = r\omega_e \sin i$$

має найбільше значення при нахилі орбіти $i = 90^\circ$. Вираз для амплітуди гармонійного впливу з точністю до часток відсотка має вигляд

$$\Phi = (1/2)\rho C_D |V_{orb}| (S^d / m^d - S^s / m^s) \cdot (V_a^s)_{z,max}$$

де $|V_{orb}|$ — модуль вектора швидкості потоку, що набігає, дорівнює

$$\sqrt{\mu / r + (V_a^s)_z^2}$$

але з оговореною точністю можна прийняти

$$|V_{orb}| = \sqrt{\mu / r}$$

Для фіксованого значення нахилу орбіти (прийнято $i = 90^\circ$) і заданих характеристик КА-пастуха і ОКС амплітуда збурювальної гармонійної дії є функцією $\Phi = \Phi(h, S_s)$ висоти орбіти h і площі міделя КА-пастуха, величиною якого ми можемо керувати. Знаючи залежність

$$S^s(h) = S^{sc} + k_{ac} \cdot S^a(h),$$

можна розглядати функцію $\Phi = \Phi(h)$ як функцію тільки одного аргументу h . Тоді сумарний імпульс I_Σ , необхідний для корекції відхилень у перпендикулярному до площини орбіти на-

прямку за час зниження орбіти, дорівнює

$$I_\Sigma = \int_{h=h_{max}}^{h=h_{min}} I_P(h) \cdot dN_P(h) = 4m^s \int_{h_{max}}^{h_{min}} \frac{\Phi(h)}{\Omega(h)} dN_P(h),$$

де $N_P(h)$ — число періодів орбіти, що припадає на висоту h .

При прийнятих припущеннях справедливо

$$dN_P = \frac{dt}{P} = \frac{dh / v_h}{2\pi / \Omega} = \frac{\Omega}{2\pi \cdot v_h} dh.$$

Тоді

$$I_\Sigma = \frac{4m^s}{2\pi \cdot v_h} \int_{h_{max}}^{h_{min}} \Phi(h) dh.$$

На рис. 7 наведено графік зміни імпульсу I_P , необхідного для корекції відхилень у перпендикулярному до площини орбіти напрямку за час орбітального періоду P в залежності від висоти орбіти. На рис. 8 приведено графік зміни сумарного імпульсу I_Σ , необхідного для керування відносним рухом у перпендикулярному до площини орбіти напрямку по мірі зниження орбіти. Суцільні лінії на рисунках відповідають випадку використання аеродинамічного компенсатора, штрихові — відсутності аеродинамічного компенсатора, точкові лінії показують різницю відповідних величин для цих випадків. Розрахунки відповідають оговореним вихідним даним.

Результати розрахунків показують, що керування відносним рухом у перпендикулярному до площини орбіти напрямку при використанні аеродинамічного компенсатора потребує додат-

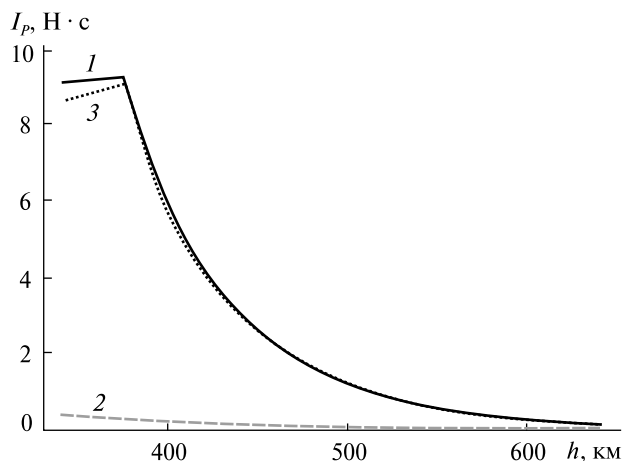


Рис. 7. Імпульс для корекції відхилень у напрямку, перпендикулярному до площини орбіти, за орбітальний період (крива 1 — I_p , 2 — I_{pout} , 3 — $I_p - I_{pout}$)

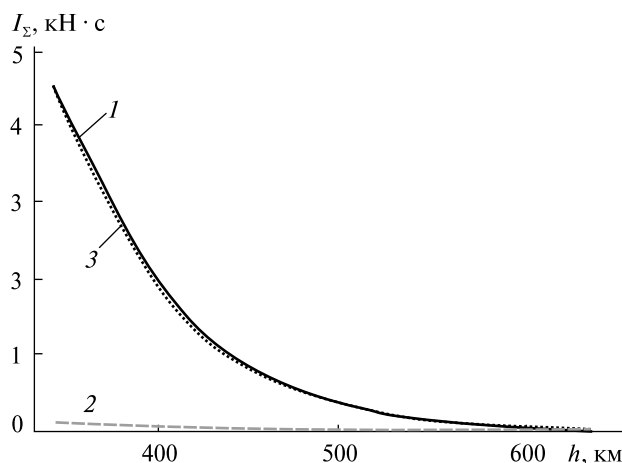


Рис. 8. Сумарний імпульс для керування рухом вздовж напрямку, перпендикулярного до площини орбіти, по мірі зниження (крива 1 — I_Σ , крива 2 — $I_{\Sigma out}$, крива 3 — $I_\Sigma - I_{\Sigma out}$)

кового сумарного імпульсу 4.35 кН·с, що при питомому імпульсі 220 с (гідрозинний двигун) відповідає 2 кг палива, або при питомому імпульсі 3400 с (іонний двигун) відповідає 0.13 кг робочого тіла — ксенону.

На рис. 9—14 наведено результати числового моделювання рівнянь (1)—(4) у вигляді графічних залежностей відхилень у перпендикулярному до площини орбіти напрямку від часу, вираженого в одиницях орбітального періоду P , для

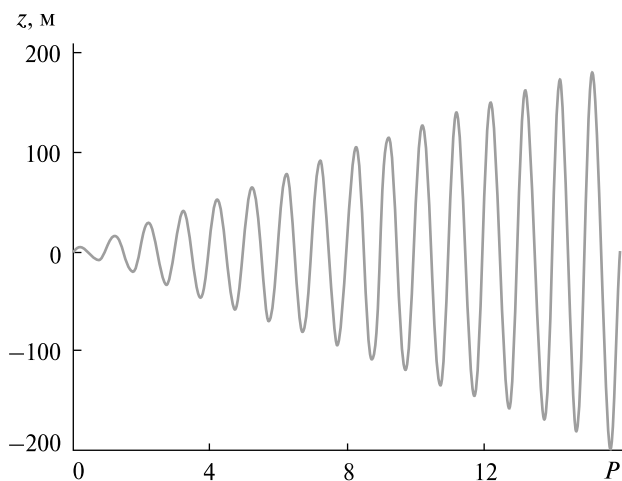


Рис. 9. Відхилення вздовж перпендикулярного до площини орбіти напрямку (керування вздовж цього напрямку немає, $h = 340$ км)

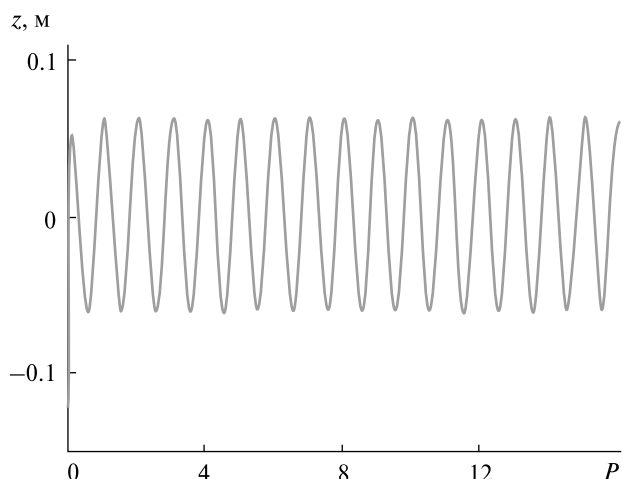


Рис. 10. Відхилення вздовж перпендикулярного до площини орбіти напрямку (керування вздовж цього напрямку є, $h = 340$ км)

різних значень фіксованої висоти орбіти при часі заспокоєння $t_D = 0.2P$. Рис. 9, 11, 13 відповідають випадку, коли керування у перпендикулярному до площини орбіти напрямку відсутнє, рис. 10, 12, 14 відображають результати, отримані з використанням керування за алгоритмом (7). У другому випадку були задані початкові відхилення у перпендикулярному до площини орбіти напрямку, що дорівнюють двом амплітудам усталеного руху.

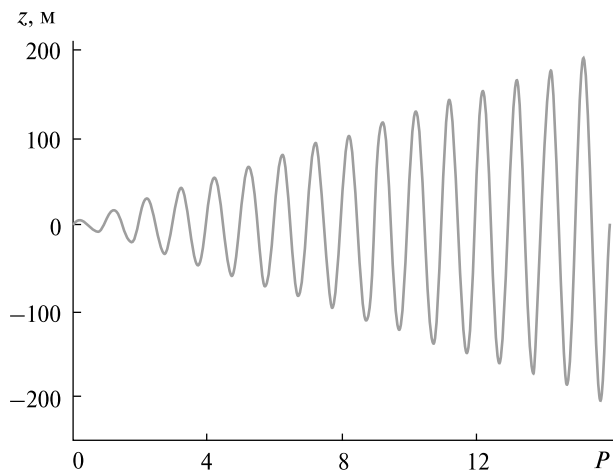


Рис. 11. Відхилення вздовж перпендикулярного до площини орбіти напрямку (керування немає, $h = 375$ км)

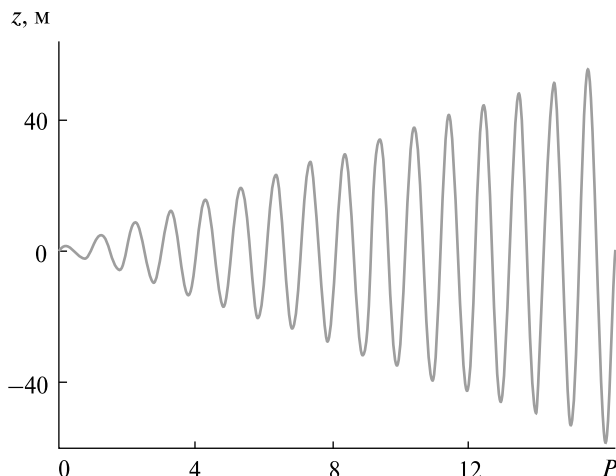


Рис. 13. Відхилення вздовж перпендикулярного до площини орбіти напрямку (керування немає, $h = 450$ км)

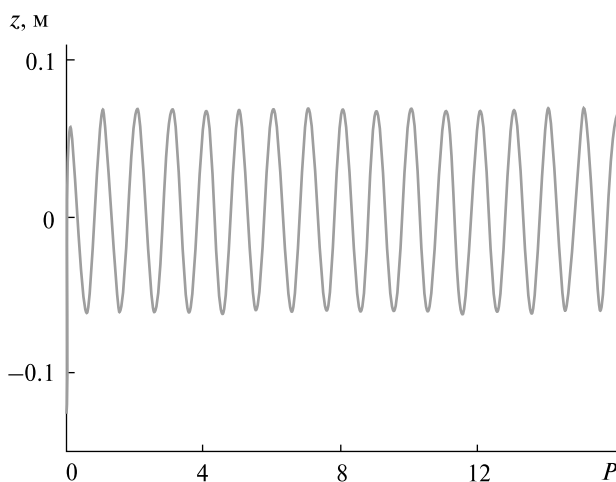


Рис. 12. Відхилення вздовж перпендикулярного до площини орбіти напрямку (керування ϵ , $h = 375$ км)

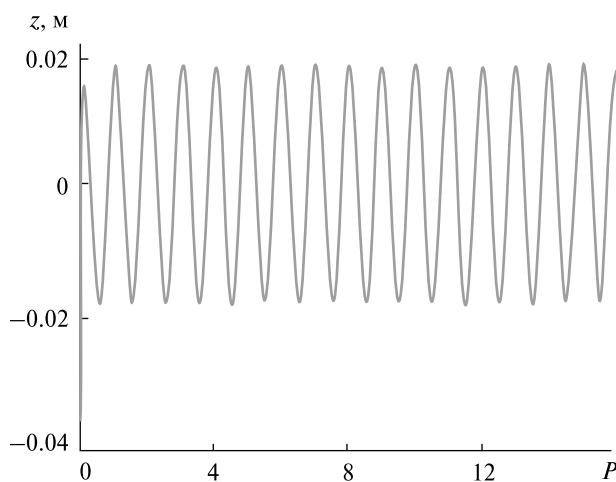


Рис. 14. Відхилення вздовж перпендикулярного до площини орбіти напрямку (керування ϵ , $h = 450$ км)

Із результатів моделювання випливає, що при відсутності керування у перпендикулярному до площини орбіти напрямку технологія безконтактного видалення космічного сміття, що розглядається, стає недієздатною. У табл. 3 наведено відповідні значення параметра Ω_0 , ефективної площі аеродинамічного компенсатора $k_{ac} \cdot S^a(h)$ і визначених за результатами числового моделювання сумарних за орбітальний період імпульсів I_P для представлених на рисунках значень висоти орбіти.

Значення імпульсу I_P , наведені в табл. 3, добре узгоджуються з наведеним на рис. 7 їхнім графічним представленням, що підтверджує справедливість здійснених вище інтегральних оцінок. Розрахунки наведено для кругових орбіт з нахилом 90° , але зроблені висновки зберігаються і для інших орбіт, тому що, як показано в роботі [11], збільшення ексцентриситету орбіти не призводить до збільшення аеродинамічних збурень у перпендикулярному до площини орбіти напрямку та, як видно з формули (4),

Таблиця 3. Розраховані значення параметрів моделі

Висота орбіти h , км	Площа компенсатора $k_{ac} \cdot S^a(h)$, м ²	Параметр керування Ω_0 , с ⁻¹	Імпульс за період I_p , Н·с
340	50.3	0.00914	9.03
375	100.0	0.00907	9.22
450	100.0	0.00892	2.57

величина цих збурень для інших нахилів орбіти буде меншою, ніж у випадку, який розглянуто вище.

ВИСНОВКИ

При дослідженні відносного руху космічного апарата-пастуха та об'єкта космічного сміття при безконтактній технології його видалення з використанням аеродинамічного компенсатора необхідно враховувати аеродинамічні збурення у напрямку, перпендикулярному до площини орбіти. Схема безконтактного видалення космічного сміття, що розглядається, вимагає наяв-

ності системи корекції відхилень у перпендикулярному до площини орбіти напрямку.

Технологія безконтактного видалення космічного сміття з використанням аеродинамічного компенсатора дозволяє заощадити близько 100 кН·с імпульсу додаткового електрореактивного двигуна, але натомість для орбіти з нахилом $i = 90^\circ$ призводить до додаткових витрат приблизно 4 кН·с імпульсу двигуна керування відносного положення космічного апарата. У перерахунку на вагу робочого тіла маємо економію 3 кг ксенону для іонного додаткового двигуна проти додаткової витрати 2 кг гідразину або 0.13 кг ксенону для двигуна керування відносного положення в залежності від типу двигуна.

Отримані оцінки показують доцільність використання аеродинамічного компенсатора при безконтактному відведенні об'єктів космічного сміття з урахуванням аеродинамічного збурення у напрямку, перпендикулярному до площини орбіти, але перевага використання такого елемента більш вагома при застосуванні іонного двигуна у системі керування відносним положенням КА-пастуха.

ЛІТЕРАТУРА

1. Алпатов А. П., Своробін Д. С., Скорик О. Д. Система безконтактного видалення об'єктів космічного сміття з навколоземних орбіт з аеродинамічним компенсатором. *Техн. мех.* 2016. № 3. С. 51–56.
2. Дронь Н. М., Голубек А. В., Дреус А. Ю., Дубовик Л. Г. Перспективы использования комбинированного метода очистки околоземного пространства от крупногабаритного космического мусора. *Космічна наука і технологія.* 2019. 25, № 6. С. 61–69.
3. Своробин Д. С., Фоков А. А., Хорошилов С. В. Анализ целесообразности использования аэродинамического компенсатора при бесконтактном удалении космического мусора. *Авиационно-космическая техника и технология.* 2018. № 6. С. 4–11.
4. Хорошилов С. В. Система керування відносним рухом космічного апарата для безконтактного видалення космічного сміття. *Наука та інновації.* 2018. 14, № 4. С. 5–17.
5. Хорошилов С. В. Алгоритм управления относительным движением в плоскости орбиты космического аппарата для бесконтактного удаления космического мусора. *Космічна наука і технологія.* 2019. 25, № 1. С. 14–26.
6. Alpatov A., Khoroshylov S., Bombardelli C. Relative control of an ion beam shepherd satellite using the impulse compensation thruster. *Acta Astronaut.* 2018. 151. P. 543–554.
7. Alpatov A., Maslova A. I., Khoroshylov S. V. *Contactless de-orbiting of space debris by the ion beam.* Dynamics and control. Beau Bassin: LAP Lambert Academic Publishing, 2019. 330 p.
8. Bombardelli C., Merino M., Ahedo E., Pelaez J., Urrutxua H., Iturri-Torreay A., Herrera-Montojoy J. Ariadna call for ideas: Active removal of space debris ion beam shepherd for contactless debris removal. *ESA Techn. rept.* 2011. 90 p.
9. Bombardelli C., Pelaez J. Ion beam shepherd for contactless space debris removal. *J. Guidance, Control and Dyn.* 2011. 34(3). P. 916–920.
10. Bombardelli C., Urrutxua H., Merino M., Ahedo E., Pelaez J. Relative dynamics and control of an ion beam shepherd satellite. *Adv. Astronaut. Sci.* 2012. 143 p.
11. Khoroshylov S. Out-of-plane relative control of an ion beam shepherd satellite using yaw attitude deviations. *Acta Astronaut.* 2019. 164. P. 254–261.

12. Kumara K. D., Bang H. C., Tahk M. J. Satellite formation flying using along-track thrust. *Acta Astronaut.* 2007. **61**(7–8). P. 553–564.
13. Lawden D. F. *Optimal Trajectories for Space Navigation*. London: Butterworths, 1963.
14. Leonard C. L., Hollister W. M., Bergmann E. V. Orbital formation keeping with differential drag. *J. Guidance, Control and Dyn.* 1989. **12**(1). P. 108–113.
15. Markley F. L., Crassidis J. L. *Fundamentals of spacecraft attitude determination and control*. New York: Springer Science + Business Media, 2014. 486 p.
16. Reid T., Misra A. Formation flight of satellites in the presence of atmospheric drag. *J. Aerosp. Eng. Sci. Appl.* 2011. **3**(1). P. 64–91.
17. Starin R. S., Yedavalli R. K., Sparks A.G. Spacecraft formation flying maneuvers using linear-quadratic regulation with no radial axis inputs. *AIAA Pap.* 2001. P. 1–9.
18. Vallado D. A. *Fundamentals of astrodynamics and applications*. Hawthorne, CA: Microcosm Press, 2007.

Стаття надійшла до редакції 11.06.2020

REFERENCES

1. Alpatov A. P., Svorobin D. S., Skoryk O. D. (2016). System for contactless removal of space debris from near-Earth orbits using an aerodynamic compensator. *Techn. Mech.*, № 3, 51–56 [in Ukrainian].
2. Dron M. M., Golubek O. V., Dreus A. Yu., Dubovik L. G. (2019). Prospects for the use of the combined method for deorbiting of large-scale space debris from near-Earth space. *Space Sci. and Technol.*, **25**(6), 61–69 [in Russian].
3. Svorobin D. S., Fokov A. A., Khoroshylov S. V. (2018). Analysis of the feasibility of using an aerodynamic compensator for contactless removal of space debris. *Aerospace eng. and technol.*, № 6, 4–11 [in Russian].
4. Khoroshylov S. V. (2018). Relative motion control system of spacecraft for contactless space debris removal. *Sci. innov.*, **14**(4), 5–16.
5. Khoroshylov S. V. (2019). The low to control the in-plane relative motion of a spacecraft for contactless space debris removal. *Space Sci. and Technol.*, **25**(1), 14–26 [in Russian].
6. Alpatov A., Khoroshylov S., Bombardelli C. (2018). Relative control of an ion beam shepherd satellite using the impulse compensation thruster. *Acta Astronaut.*, **151**, 543–554.
7. Alpatov A. P., Maslova A. I., Khoroshylov S. V. (2018). *Contactless de-orbiting of space debris by the ion beam. Dynamics and Control*. Beau Bassin: LAP Lambert Academic Publishing.
8. Bombardelli C., Merino M., Ahedo E., Pelaez J., Urrutxua H., Iturri-Torreay A., Herrera-Montojoy J. (2011). Ariadna call for ideas: Active removal of space debris ion beam shepherd for contactless debris removal. *ESA Techn. rept.*, 90.
9. Bombardelli C., Pelaez J. (2011). Ion beam shepherd for contactless space debris removal. *J. Guidance, Control, and Dyn.*, **34**(3), 916–920.
10. Bombardelli C., Urrutxua H., Merino M., Ahedo E., Pelaez J. (2012). Relative dynamics and control of an ion beam shepherd satellite. *Adv. Astronaut. Sci.*, 143 p.
11. Khoroshylov S. (2019). Out-of-plane relative control of an ion beam shepherd satellite using yaw attitude deviations. *Acta Astronaut.*, **164**, 254–261.
12. Kumara K. D., Bang H. C., Tahk M. J. (2007). Satellite formation flying using along-track thrust. *Acta Astronaut.* **61**(7–8), 553–564.
13. Lawden D. F. (1963). *Optimal trajectories for space navigation*. London: Butterworths.
14. Leonard C. L., Hollister W. M., Bergmann E. V. (1989). Orbital formation keeping with differential drag. *J. Guidance, Control. and Dyn.*, **12**(1), 108–113.
15. Markley F. L., Crassidis J. L. (2014). *Fundamentals of spacecraft attitude determination and control*. New York: Springer Science + Business Media.
16. Reid T., Misra A. (2011). Formation flight of satellites in the presence of atmospheric drag. *J. Aerosp. Eng. Sci. Appl.*, **3**(1), 64–91.
17. Starin R. S., Yedavalli R. K., Sparks A.G. (2001). Spacecraft formation flying maneuvers using linear-quadratic regulation with no radial axis inputs. *AIAA Pap.*, 1–9.
18. Vallado D. A. (2007). *Fundamentals of astrodynamics and applications*. Hawthorne, CA: Microcosm Press.

Received 11.06.2020

A. A. Fokov, Senior researcher, Cand. Sci. in Tech.

ORCID.org/0000-0003-2934-7270

E-mail: oafokov@ukr.net

S. V. Khoroshylov, Leading researcher, Dr. Sci. in Tech., Professor

ORCID.org/0000-0001-7648-4791

E-mail: skh@ukr.net

D. S. Svorobin, Junior researcher

ORCID.org/0000-0002-9856-8619

E-mail: svod.itm@gmail.com

Institute of technical mechanics of NASU and SSAU

15 Leshko-Popel Str., Dnipro, 49005 Ukraine

OUT-OF-PLANE RELATIVE MOTION OF A SPACECRAFT WITH AN AERODYNAMIC COMPENSATOR DURING CONTACTLESS SPACE DEBRIS REMOVAL

The article investigates the feasibility of using an aerodynamic compensator for contactless removal of space debris from low Earth orbits, taking into account aerodynamic disturbances in the direction perpendicular to the orbital plane. The object of the research is a modified scheme of the “ion beam shepherd” de-orbiting concept. The modification consists in replacing an additional electric thruster with an aerodynamic compensator designed to compensate the shepherd spacecraft motion caused by the reaction force of the main electric thruster, the ion plume of which creates a “braking” effect on the space debris object. The shepherd spacecraft with the aerodynamic compensator has a relatively large cross-sectional area. In this case, it is necessary to control the relative motion caused by the aerodynamic disturbances in the direction perpendicular to the orbital plane. This control requires additional propellant for the thrusters of the relative motion control system of the shepherd spacecraft. The article presents the calculation of the propellant consumption using a number of simplifying assumptions. The validity of these assumptions is verified by numerical integration of the equations of relative motion. The feasibility of using the aerodynamic compensator for contactless removal of space debris, taking into account aerodynamic disturbances acting in the direction perpendicular to the orbital plane, is shown.

Keywords: space debris removal, the “ion beam shepherd” concept, aerodynamic compensator, relative motion control, out-of-plane direction, propellant consumption.

<https://doi.org/10.15407/knit2021.02.028>
УДК 629.735.33.015.4:533.6.013.422:629.7.025.1

О. В. САФРОНОВ, пров. наук. співроб., д-р техн. наук, проф., заслужений діяч науки і техніки України
ORCID ID 0000-0001-7420-0062

А. М. СИРОТЕНКО, начальник, д-р військових наук
ORCID 0000-0002-0266-5706

Б. Й. СЕМОН, голов. наук. співроб., д-р техн. наук, проф., заслужений діяч науки і техніки України
ORCID ID 0000-0002-7449-8214

О. М. НЕДІЛЬКО, пров. наук. співроб., канд. техн. наук, доцент
ORCID ID 0000-0001-8080-0486
E-mail: Nedilko1962@gmail.com

Національний університет оборони України імені Івана Черняхівського
Повітрофлотський проспект 28, Київ, Україна, 03049

МАТЕМАТИЧНА МОДЕЛЬ ФЮЗЕЛЯЖНИХ КОЛИВАНЬ НА ТРАНСЗВУКОВИХ ШВИДКОСТЯХ ПОЛЬОТУ

Забезпечення безпеки польотів надзвукових літаків та аерокосмічних систем у трансзвуковому діапазоні чисел M польоту досі залишається актуальною науковою і прикладною проблемою. Це зумовлено особливостями обтікання аеродинамічних поверхонь неоднорідним (трансзвуковим) потоком повітря і пов'язано з виникненням на цих режимах польоту різноманітних явищ аеропружності та відсутністю на теперішній час загально визнаної моделі виникнення трансзвукового флатера навіть для аеродинамічних поверхонь керування.

На основі спільного аналізу умов формування стрибків тиску на поверхні аеродинамічного профілю, зміни параметрів надзвукового потоку у течії Прандтля — Майера та гіпотези «динамічного скривлення аеродинамічного профілю» отримано наближені закономірності взаємодії пружних згинальних коливань фюзеляжу з коливаннями стрибків тиску. Отримані закономірності використані для обґрунтування математичної моделі оцінки збуджених згинальних моментів фюзеляжу. Аналіз отриманої математичної моделі підтверджує теоретичну можливість виникнення фюзеляжних форм трансзвукового флатера надзвукових літаків, яке спостерігалось у льотному експерименті і яке зумовлене особливостями взаємодії стрибків тиску з кутною швидкістю пружних згинальних коливань фюзеляжу.

При прийнятих у статті вхідних геометричних даних профілю аеродинамічних поверхонь фюзеляжу за допомогою розробленої математичної моделі отримано максимально можливі величини збуджених згинальних моментів фюзеляжу.

Отримана математична модель може бути використана для попередньої наближеної оцінки характеристик фюзеляжних форм трансзвукового флатера надзвукових літаків та аерокосмічних систем.

Ключові слова: математична модель, трансзвуковий флатер, аеродинамічний профіль, аеродинамічна поверхня фюзеляжу, стрибки тиску, трансзвуковий потік, число M польоту, тиск місцевого надзвукового потоку, збуджений згинальний момент, надзвукові літаки.

Цитування: Сафронов О. В., Сиротенко А. М., Семон Б. Й., Неділько О. М. Математична модель фюзеляжних коливань на трансзвукових швидкостях польоту. *Космічна наука і технологія*. 2021. 27, № 2 (129). С. 28—37. <https://doi.org/10.15407/knit2021.02.028>

ПОСТАНОВКА ПРОБЛЕМИ

Забезпечення безпеки польотів надзвукових літаків та аерокосмічних систем у трансзвуковому діапазоні чисел M польоту досі залишається актуальною науковою і прикладною проблемою. Це зумовлено особливостями обтікання аеродинамічних поверхонь неоднорідним (трансзвуковим) потоком повітря і пов'язано з виникненням на цих режимах польоту різноманітних явищ аеропружності. До таких явищ належать:

- збільшення згинальних моментів несучих аеродинамічних поверхонь;
- збільшення статичних шарнірних моментів аеродинамічних поверхонь керування;
- виникнення інтенсивних коливань аеродинамічних поверхонь керування (виникнення трансзвукового флатера).

Трансзвуковий флатер літаків виникає, як правило, на аеродинамічних поверхнях керування [5, 6]. Особливості цього типу такі [10–14]:

- трансзвуковий флатер виникає на аеродинамічних поверхнях, коливання яких можливо зобразити коливаннями пружних систем з одним ступенем свободи;
- явище спостерігається у дуже вузькому діапазоні чисел M польоту, коли стрибки тиску виникають поблизу задньої кромки профілю аеродинамічних поверхонь;
- коливання за формою близькі до гармонійних коливань, частоти яких відповідають власним частотам пружних коливань аеродинамічних поверхонь і не змінюються при зміні висоти польоту або швидкісного напору повітря;
- коливання мають нелінійний характер, амплітуда яких збільшується зі збільшенням швидкісного напору потоку повітря або зі зменшенням висоти польоту.

Але необхідно зауважити, що у льотних випробуваннях літаків, фюзеляжі яких мають великі несучі аеродинамічні поверхні, на трансзвукових числах M польоту неодноразово виникали інтенсивні коливання фюзеляжу у вертикальній площині. У деяких випадках рівень цих коливань, за заявою пілотів, значно ускладнює керування літаком. При цьому швидкість літака, незважаючи на збільшення тяги двигунів, не збільшувалась.

Необхідно також зауважити, що інтенсивні коливання фюзеляжу виникали на тих зразках літаків, на яких при модернізації з поверхні фюзеляжу були усунуті елементи конструкції для забору повітря. Тобто, за допомогою цих доробок планувалося збільшити швидкість і дальність польоту літака, але фактично після цього максимальна швидкість ставала дозвуковою.

АНАЛІЗ ОСНОВНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ І ПУБЛІКАЦІЙ

У роботі [5], яка присвячена дослідженням коливань аеродинамічних поверхонь керування літаків на трансзвукових швидкостях польоту, розглянуто три типи коливань:

- тип «А» — коливання аеродинамічних поверхонь керування, зумовлені відривом прикордонного шару за стрибками ущільнення і які спостерігаються в експериментальних дослідженнях на великих кутах атаки і при відсутності стрибків ущільнення на поверхні аеродинамічного профілю;
- тип «В» — коливання аеродинамічних поверхонь керування, зумовлені особливостями їхньої взаємодії зі стрибками ущільнення і спостерігаються в експериментальних дослідженнях на тонких симетричних аеродинамічних профілях, розташованих у трансзвуковому потоці повітря під нульовим кутом атаки;
- тип «С» — коливання аеродинамічних поверхонь керування при невеликих надзвукових швидкостях польоту.

Зауважимо, що до найбільш небезпечних явищ аеропружності належать коливання аеродинамічних поверхонь керування типу «В», виникнення яких неодноразово закінчувалося руйнацією елементів конструкції літаків, і у першу чергу елементів конструкції аеродинамічних поверхонь керування.

У деяких працях [13] цей тип коливань аеродинамічних поверхонь керування має назву «трансзвуковий» (одноступеневий) флатер, оскільки виникнення цього типу коливань можливе при наявності лише одного ступеня свободи, наприклад при наявності лише крутильних коливань аеродинамічної поверхні керування.

Теоретичним та експериментальним дослідженням цього явища присвячено багато публі-

кацій, в яких запропоновані різноманітні підходи для обґрунтування причин виникнення інтенсивних коливань аеродинамічних поверхонь керування сучасних надзвукових літаків, умови їхнього виникнення, вплив різноманітних факторів на рівень коливань [5, 7, 8, 10–14].

За результатами льотних та лабораторних досліджень відомо:

- виникнення трансзвукового флатера спостерігається у вузькому діапазоні чисел M польоту;
- частоти коливань дорівнюють частотам власних пружних коливань аеродинамічних поверхонь керування у наземних умовах;
- рівень коливань збільшується зі збільшенням швидкісного напору або зі зменшенням висоти польоту.

Відмічено, що рівень цих коливань залежить від великої кількості параметрів, до основних з яких віднесені [5, 14]:

- число M потоку повітря;
- геометричні характеристики аеродинамічних поверхонь;
- частота власних пружних коливань аеродинамічних поверхонь керування;
- масово-інерційні характеристики аеродинамічних поверхонь керування.

У деяких працях відмічено вплив стрибків ущільнення на виникнення коливань аеродинамічних поверхонь у трансзвуковому потоці повітря.

Так, у роботі [8] відмічено: «Стрибок ущільнення є основною причиною різкого зниження межі флатера на режимі трансзвукових швидкостей», але теоретичного обґрунтування цього припущення у роботі не наведено. У роботі [7] вказано, що «ударні хвилі не виникають в якійсь визначеній точці профілю, вони коливаються з великою частотою між двома можливими положеннями рівноваги».

Що стосується виникнення фізеляжних форм трансзвукового флатера, то теоретичних робіт, присвячених цій проблемі, немає.

Труднощі вирішення проблеми запобігання зазначених коливань фізеляжу зумовлені відсутністю на теперішній час загально визнаної моделі виникнення трансзвукового флатера навіть для аеродинамічних поверхонь керування.

Одну з можливих моделей виникнення трансзвукового флатера аеродинамічних поверхонь керування, в основу якої покладено аналіз взаємодії коливань аеродинамічних поверхонь керування з коливаннями стрибків тиску (ущільнення), було запропоновано у роботах [11–13].

Метою даної статті є теоретичне обґрунтування можливості виникнення фізеляжних форм трансзвукового флатера літаків на цих режимах польоту.

ВИКЛАД ОСНОВНОГО МАТЕРІАЛУ

Для теоретичного обґрунтування можливості виникнення цього явища скористаємося підходом, використаним у роботах [2, 11].

Згинальні коливання фізеляжу у вертикальній площині можна описати за допомогою диференційного рівняння у частинних похідних 4-го порядку [2]:

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} \left[EI(x) \frac{\partial^2 Y(x; t)}{\partial x^2} \right] + m(x) \frac{\partial^2 Y(x; t)}{\partial t^2} = 0, \quad (1)$$

де $EI(x)$ — зміна жорсткості на згин по довжині фізеляжу, $Y(x; t)$ — згинальні пружні коливання фізеляжу, $m(x)$ — зміна розподіленої маси фізеляжу по довжині.

Розв'язок рівняння (1) можна подати у вигляді [2]

$$Y(x; t) = Y(x)\phi(t) = Y(x)\phi_0 \sin \omega t, \quad (2)$$

де $Y(x)$ — функція форми пружних згинальних коливань (характер зміни амплітуди коливань по довжині фізеляжу), $\phi(t)$ — характер змін згинальних пружних коливань фізеляжу з часом, ϕ_0 — амплітуда кутових згинальних пружних коливань фізеляжу, ω — кругова частота власних згинальних пружних коливань фізеляжу.

Тобто, коли стрибки тиску будуть розташовані на поверхні фізеляжу на відстані $x = x_C$ від осі жорсткості фізеляжу, то пружні коливання у цьому перерізі можна подати залежністю, аналогічною залежності (2):

$$Y(x_C; t) = Y(x_C)\phi_0 \sin \omega t, \quad (3)$$

де $Y(x_C)$ — амплітуда згинальних коливань у перерізі фізеляжу $x = x_C$.

З метою спрощення аналізу взаємодії згинальних пружних коливань фізеляжу з коливання-

ми стрибків тиску розглянемо лише взаємодію першого тону згинальних пружних коливань фюзеляжу у вертикальній площині з коливаннями стрибків тиску. Першу форму згинальних коливань фюзеляжу представимо параболою, тобто зміна кутів згинальної пружної деформації фюзеляжу по довжині при виникненні трансзвукового флатера запишеться у вигляді

$$\frac{\partial Y_1(x; t)}{\partial x} = Y_1'(x; t) = \frac{x}{b} \phi_0 \sin \omega_1 t, \quad (4)$$

де $Y_1'(x; t)$ — характер зміни кутів згинальної пружної деформації фюзеляжу, b — відстань перерізу пучності пружної лінії коливань фюзеляжу (осі жорсткості фюзеляжу) до його задньої кромки, ω_1 — кругова частота першого тону власних згинальних пружних коливань фюзеляжу.

Для досягнення поставленої мети нагадаємо також, що у роботі [11] було запропоновано наближену умову переходу надзвукового потоку у дозвуковий, тобто, умову формування стрибків тиску на профілі аеродинамічної поверхні:

$$M_1 - 1 = 2(M_\infty - M_{кр}), \quad (5)$$

де M_1 — максимальне місцеве число M надзвукового потоку перед стрибками тиску, M_∞ — число M незбудженого дозвукового потоку повітря, $M_{кр}$ — критичне число M аеродинамічного профілю.

Враховуючи, що на трансзвукових режимах польоту літаків місцева швидкість потоку повітря до перерізу фюзеляжу $x = x_c$ є надзвуковою, обтікання цієї поверхні можна розглядати як течію Прандтля — Майєра навколо опуклого кута. При цьому місцева швидкість потоку зростає зі збільшенням кута нахилу дотичної до поверхні фюзеляжу [1]. Як доведено у роботі [11], максимальне місцеве число M надзвукового потоку перед стрибками тиску у залежності (5) можна отримати з наближеної залежності

$$M_1 \approx \sqrt[3]{1 + 11.5\psi(x)}, \quad (6)$$

де $\psi(x)$ — кут відхилення надзвукового потоку на поверхні профілю.

Відносна похибка визначення числа M місцевого надзвукового потоку на поверхні аеродинамічного профілю за допомогою залежності (6) при $\psi(x) \leq 15^\circ$ не перевищує $\varepsilon = 1\%$. Така

похибка значно менша від похибок обробки експериментальних даних, $\varepsilon \geq 5\%$ [10].

Також з метою спрощення аналізу взаємодії пружних згинальних коливань фюзеляжу з коливаннями стрибків тиску профіль дифузорної частини аеродинамічної поверхні фюзеляжу приймаємо симетричним, а зміну кутів профілю за довжиною фюзеляжу представимо у вигляді

$$\psi(x) \approx \psi_0 \frac{x_c}{b_1}, \quad (7)$$

де ψ_0 — максимальний кут нахилу дотичної до профілю аеродинамічної поверхні фюзеляжу або максимальний кут відхилення місцевого надзвукового потоку на поверхні фюзеляжу при відсутності коливань, x_c — відстань перерізу розташування стрибків тиску від перерізу максимальної товщини профілю аеродинамічної поверхні фюзеляжу, b_1 — відстань перерізу максимальної товщини профілю аеродинамічної поверхні фюзеляжу до його задньої кромки.

При виникненні згинальних пружних коливань фюзеляжу місцевий кут обтікання аеродинамічної поверхні фюзеляжу надзвуковим потоком повітря змінюється на величину

$$\Delta\psi_1(x_c; Y_1') = \frac{x_c}{b} \phi_0, \quad (8)$$

де $\Delta\psi_1(x_c; Y_1')$ — максимальна величина відхилення місцевого надзвукового потоку у перерізі розташування стрибків тиску, зумовлена кутами пружними згинальними коливаннями фюзеляжу у вертикальній площині.

Оскільки при коливаннях фюзеляжу усі числа M у залежності (5) залишаються незмінними, то згідно з рівнянням (6) стрибки тиску переміщуються у ті перерізи фюзеляжу, в яких місцевий кут обтікання поверхні фюзеляжу надзвуковим потоком повітря дорівнює куту відхилення надзвукового потоку у перерізі початкового розташування стрибків тиску.

З урахуванням цих зауважень та залежностей (5)—(8), характер взаємодії кутових пружних згинальних коливань фюзеляжу з коливаннями стрибків тиску можна визначити з рівняння

$$\begin{aligned} \psi(x) &\approx \psi_0 \frac{x_c}{b_1} = \\ &= \psi_0 \frac{x_c + \Delta x_n(x_c; Y_1')}{b_1} - \frac{x_c + \Delta x_n(x_c; Y_1')}{b} \phi_0, \quad (9) \end{aligned}$$

де $\Delta x_n(x_c; \dot{Y}_1')$ — максимальна величина переміщення стрибків тиску назад від початкового розташування, зумовлене кутовим відхиленням профілю аеродинамічної поверхні фюзеляжу при пружних згинальних коливаннях.

Прийнявши у рівнянні (9) $b = b_1$ після перетворення отримаємо максимальну величину переміщення стрибків тиску назад від початкового розташування

$$\Delta x_n(x_c; \dot{Y}_1') = \frac{x_c \phi_0}{\psi_0 - \phi_0}. \quad (10)$$

Аналогічно можна отримати і максимальну величину переміщення стрибків тиску вперед від початкового розташування

$$\Delta x_b(x_c; \dot{Y}_1') = \frac{x_c \phi_0}{\psi_0 + \phi_0}, \quad (11)$$

де $\Delta x_b(x_c; \dot{Y}_1')$ — максимальна величина переміщення стрибків тиску вперед від початкового розташування, зумовлене кутовим відхиленням профілю аеродинамічної поверхні фюзеляжу при пружних згинальних коливаннях.

У загальному випадку характер взаємодії згинальних коливань фюзеляжу з коливаннями стрибків тиску можна подати залежністю

$$\Delta x(x_c; \dot{Y}_1'; t) = \frac{x_c \phi(t)}{\psi_0 + \phi(t)}. \quad (12)$$

Зауважимо, що переміщення стрибків тиску, визначені залежностями (10) — (12), викликають виникнення дестабілізаційних сил і моментів, тобто сил і моментів, які діють у бік відхилення пружних деформацій фюзеляжу. Але робота цих сил і моментів за один період пружних згинальних коливань фюзеляжу дорівнює нулеві, тому їхнє виникнення не викликає збільшення пружних згинальних коливань фюзеляжу, тобто не викликає трансзвукового флатера.

Для визначення причин виникнення трансзвукового флатера розглянемо вплив швидкості кутового відхилення фюзеляжу при пружних згинальних коливаннях на характер обтікання профілю його поверхні трансзвуковим потоком повітря.

З цією метою скористаємося гіпотезою «динамічного скривлення» аеродинамічного профілю, згідно з якою аеродинамічні характеристики профілю, який коливається, не відрізняються

від характеристик сталого профілю, скривленого таким чином, що зміна місцевих кутів його обтікання відповідає умові [9]:

$$\begin{aligned} \Delta \psi_2(x_c; \dot{Y}_1'; t) &= \frac{\dot{Y}_1'(x; t)}{V} = \\ &= \frac{x}{V} \dot{\phi}(t) = \frac{x}{V} \omega_1 \phi_0 \cos \omega t. \end{aligned} \quad (13)$$

де $\Delta \psi_2(x_c; \dot{Y}_1'; t)$ — максимальна величина відхилення місцевого надзвукового потоку, зумовлена швидкістю кутових пружних згинальних коливань фюзеляжу у вертикальній площині.

У цьому випадку характер взаємодії пружних згинальних коливань фюзеляжу з коливаннями стрибків тиску можна, по аналогії з рівнянням (8), визначити рівнянням

$$\begin{aligned} \psi(x) &\approx \psi_0 \frac{x_c}{b_1} = \\ &= \psi_0 \frac{x_c + \Delta x_n(x_c; \dot{Y}_1')}{b_1} - \frac{x + \Delta x_n(x_c; \dot{Y}_1')}{V} \omega_1 \phi_0, \end{aligned} \quad (14)$$

де $\Delta x_n(x_c; \dot{Y}_1')$ — максимальна величина переміщення стрибків тиску назад від початкового розташування, зумовлене кутовою швидкістю згинальних коливань фюзеляжу.

Після перетворення рівняння (14) отримаємо

$$\Delta x_n(x_c; \dot{Y}_1') = \frac{x_c b_1 \omega_1 \phi_0}{\psi_0 V - b_1 \omega_1 \phi_0}. \quad (15)$$

Аналогічно можна визначити і максимальну величину переміщення стрибків тиску вперед від початкового розташування:

$$\Delta x_b(x_c; \dot{Y}_1') = \frac{x_c b_1 \omega_1 \phi_0}{\psi_0 V + b_1 \omega_1 \phi_0}. \quad (16)$$

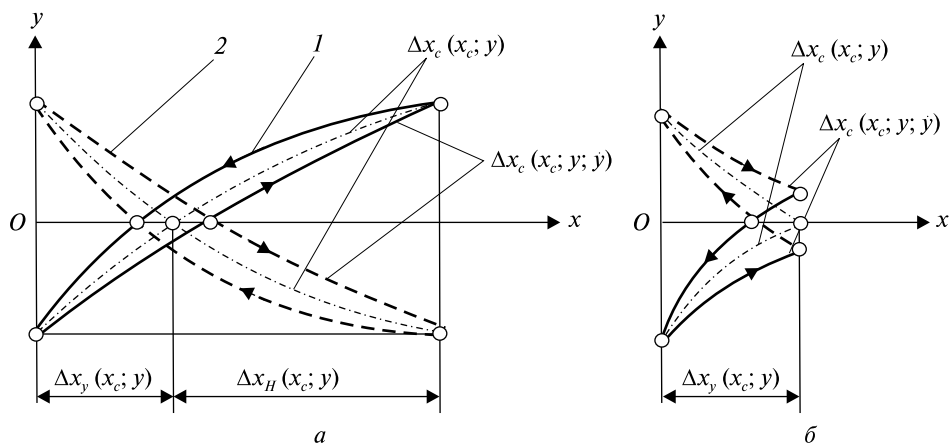
Як і вище, у загальному випадку характер взаємодії коливань стрибків тиску з кутовою швидкістю згинальних пружних коливань фюзеляжу можна подати залежністю

$$\Delta x_c(x_c; \dot{Y}_1'; t) = \frac{x_c b_1 \dot{\phi}(t)}{\psi_0 V + b_1 \dot{\phi}(t)}. \quad (17)$$

Сумарне переміщення стрибків тиску по довжині аеродинамічної поверхні фюзеляжу дорівнює алгебраїчній сумі залежностей (12) та (17):

$$\Delta x_c(x_c; \dot{Y}_1'; \dot{Y}_1'; t) = \frac{x_c \phi(t)}{\psi_0 + \phi(t)} + \frac{x_c b_1 \dot{\phi}(t)}{\psi_0 V + b_1 \dot{\phi}(t)}. \quad (18)$$

Закономірності взаємодії верхнього (1) і нижнього (2) стрибків тиску з пружними згинальними коливаннями фізеляжу: *a* — без обмеження руху стрибків тиску, *б* — з обмеженням руху стрибків тиску



Характер взаємодії коливань пружних згинальних коливань фізеляжу з коливаннями стрибків тиску подано на рисунку.

При малих амплітудах коливань, враховуючи, що коливання носять гармонічний характер, рівняння (18) можна подати у вигляді

$$\Delta x_c(x_c; Y_1; \dot{Y}_1; t) = \frac{x_c}{\psi_0} \phi_0 \sin \omega_1 t + \frac{x_c b_1 \omega_1}{\psi_0 V} \phi_0 \cos \omega_1 t. \quad (19)$$

Перетворимо рівняння (19) до виду [15]

$$\Delta x_c(x_c; Y_1; \dot{Y}_1; t) = \frac{x_c}{\psi_0} \phi_0 \sqrt{1 + \frac{b_1^2 \omega_1^2}{V^2}} \sin(\omega_1 t + \alpha), \quad (20)$$

де α — кут випередження, зумовлений кутовою швидкістю згинальних пружних коливань фізеляжу і визначається залежністю

$$\alpha = \arctg \frac{b_1 \omega_1}{V}. \quad (21)$$

З аналізу рівнянь (19)–(21) випливає, що складова коливань стрибків тиску, зумовлена кутовою швидкістю пружних згинальних коливань фізеляжу, випереджає кут його відхилення. Саме ця складова викликає такий розподіл тиску надзвукового потоку по довжині фізеляжу, внаслідок якого виникають збуджені сили і моменти. Тобто, можливе виникнення трансзвукового флатера.

Оцінимо величини цих сил і моментів.

При малих амплітудах коливань, враховуючи, що зміна тиску місцевого надзвукового потоку після стрибків ущільнення до тиску незбудженого потоку повітря здійснюється за законом, близьким до лінійного [3, 4], характер зміни роз-

поділеної величини збудженої сили по довжині аеродинамічної поверхні фізеляжу можна подати у вигляді, запропонованому у роботі [11]:

$$\bar{F}_1(x_c; \dot{Y}_1) \approx \frac{1}{2} \Delta P(x) \Delta l_1(x_c; \dot{Y}_1), \quad (22)$$

де $\Delta P(x)$ — розподіл зміни тиску місцевого надзвукового потоку по довжині фізеляжу, $\Delta l_1(x_c; \dot{Y}_1)$ — сумарне переміщення стрибків ущільнення вперед і назад від початкового розташування, зумовлене їхньою взаємодією з кутовою швидкістю пружних згинальних коливань фізеляжу.

З рівнянь (15) і (16) отримаємо сумарне переміщення стрибків ущільнення вперед і назад від початкового розташування, зумовлене їхньою взаємодією з кутовою швидкістю пружних згинальних коливань фізеляжу:

$$\Delta l_1(x_c; \dot{Y}_1) \approx 2 \frac{x_{ck} b_1 \psi_0 V \omega_1 \phi_0}{\psi_0^2 V^2 - b_1^2 \omega_1^2 \phi_0^2}. \quad (23)$$

На основі результатів [3, 4], розподіл зміни тиску місцевого надзвукового потоку по хорді аеродинамічного профілю від $x_c = 0$ до перерізу розташування стрибків ущільнення можна подати у вигляді, запропонованому у роботі [11]

$$\Delta P(x) \approx \frac{1}{2} \Delta P_0 \left(1 + \frac{x_c}{b_1} \right), \quad (24)$$

де ΔP_0 — максимальна величина зміни тиску місцевого надзвукового потоку на профілі аеродинамічної поверхні фізеляжу при таких числах M дозвукового потоку, коли стрибки ущільнення досягають його задньої кромки.

Підставляючи залежності (23) і (24) у рівняння (22), отримаємо характер зміни розподіленої величини збудженої сили по хорді профілю аеродинамічної поверхні фюзеляжу

$$\bar{F}_1(x_c; \dot{Y}_1) \approx \frac{1}{2} \Delta P_0 \left(1 + \frac{x_c}{b_1} \right) \frac{x_c b_1 \psi_0 V \omega_1 \phi_0}{\psi_0^2 V^2 - b_1^2 \omega_1^2 \phi_0^2}. \quad (25)$$

Наближену залежність розподіленої величини збудженого згинального моменту фюзеляжу від розташування стрибків тиску оцінимо шляхом множення розподіленої збудженої сили на координату її прикладення:

$$\begin{aligned} \bar{M}_1(x_c; \dot{Y}_1) &\approx \\ &\approx \bar{F}_1(x_c; \dot{Y}_1) \left[x_c + \frac{\Delta x_n(x_c; \dot{Y}_1) - \Delta x_b(x_c; \dot{Y}_1)}{2} \right]. \quad (26) \end{aligned}$$

Підставляючи залежності (15), (16) і (25) у рівняння (26), отримаємо

$$\bar{M}_1(x_c; \dot{Y}_1) \approx \frac{1}{2} \Delta P_0 \left(1 + \frac{x_c}{b_1} \right) \frac{x_c^2 b_1 \omega_1 \phi_0 \psi_0^3 V^3}{(\psi_0^2 V^2 - b_1^2 \omega_1^2 \phi_0^2)^2}. \quad (27)$$

З метою спрощення аналізу рівняння (27) введемо груповий безрозмірний параметр

$$Z = \frac{b_1 \omega_1 \phi_0}{\psi_0 V}. \quad (28)$$

З урахуванням залежності (28) розподілену величину збудженої сили у рівнянні (25) можна подати у вигляді

$$\bar{F}_1(x_c; Z; \dot{Y}_1) \approx \frac{1}{2} \Delta P_0 \left(1 + \frac{x_c}{b_1} \right) \frac{x_c^2 Z}{1 - Z^2}. \quad (29)$$

Розподілену величину збудженого згинального моменту фюзеляжу у рівнянні (27), з урахуванням залежності (28), також можна подати у спрощеному вигляді

$$\bar{M}_1(x_c; Z; \dot{Y}_1) \approx \frac{1}{2} \Delta P_0 \left(1 + \frac{x_c}{b_1} \right) \frac{x_c^2 Z}{(1 - Z^2)^2}. \quad (30)$$

З аналізу рівняння (30) випливає, що збуджений згинальний момент фюзеляжу збільшується з переміщенням стрибків тиску до задньої кромки профілю аеродинамічної поверхні фюзеляжу. Але при збільшенні числа M польоту або при збільшенні амплітуди згинальних пружних коливань фюзеляжу переміщення стрибків тиску назад від початкового розташування обмежуються задньою кромкою аеродинамічної по-

верхні фюзеляжу, тому їхнє сумарне переміщення починає зменшуватися за законом

$$\Delta l_2(x_c; \dot{Y}_1) = b_1 - x_c + \Delta x_n(x_c; \dot{Y}_1). \quad (31)$$

Підставляючи залежність (16) у рівняння (31) та враховуючи позначення (28), отримаємо

$$\Delta l_2(x_c; Z; \dot{Y}_1) = b_1 - \frac{x_c}{1 + Z}. \quad (32)$$

На цій ділянці аеродинамічної поверхні фюзеляжу починає зменшуватися як величина збудженої сили, так і величина збудженого згинального моменту фюзеляжу.

Характер зменшення розподіленої збудженої сили на цієї ділянці аеродинамічної поверхні фюзеляжу отримаємо з рівняння, яке аналогічне рівнянню (22) і яке, з урахуванням залежностей (24), (28) і (32), можна подати у вигляді

$$\bar{F}_2(x_c; Z; \dot{Y}_1) \approx \frac{1}{4} \Delta P_0 \left(1 + \frac{x_c}{b_1} \right) \left(b_1 - \frac{x_c}{1 + Z} \right). \quad (33)$$

Наближену залежність збудженого згинального моменту фюзеляжу на цій ділянці профілю аеродинамічної поверхні фюзеляжу також можна отримати з рівняння, яке аналогічне рівнянню (26):

$$\bar{M}_2(x_c; Z; \dot{Y}_1) \approx \bar{F}_2(x_c; Z; \dot{Y}_1) \left[b_1 - \frac{1}{2} \Delta l_2(x_c; \dot{Y}_1) \right]. \quad (34)$$

Підставляючи залежності (32) та (33) у рівняння (34), отримаємо розподілену величину збудженого згинального моменту фюзеляжу на цій ділянці профілю аеродинамічної поверхні фюзеляжу

$$\bar{M}_2(x_c; Z; \dot{Y}_1) \approx \frac{1}{8} \Delta P_0 \left(1 + \frac{x_c}{b_1} \right) \left[b_1^2 - \frac{x_c^2}{(1 + Z)^2} \right]. \quad (35)$$

Рівняння (30) і (35) дозволяють оцінити характер зміни розподіленого збудженого згинального моменту фюзеляжу на розглянутих ділянках профілю аеродинамічної поверхні фюзеляжу.

Величина розподіленого збудженого згинального моменту фюзеляжу буде максимальною при умові

$$x_c = b_1 - \Delta x_n(x_c; \dot{Y}_1). \quad (36)$$

Тобто, при умові, коли переміщення стрибків тиску назад від початкового розташування починають обмежуватися задньою кромкою аеродинамічної поверхні фюзеляжу.

З урахуванням позначення (28), умова (36) набуває вигляду

$$x_c = b_1(1 - Z). \quad (37)$$

Підставляючи умову (37) у рівняння (30) або у рівняння (35), отримуємо максимальну розподілену величину збудженого згинального моменту фюзеляжу, зумовленого особливостями взаємодії стрибків тиску зі швидкістю пружних кутових коливань фюзеляжу

$$\bar{M}_1(Z; \dot{Y}_1) = \bar{M}_2(Z; \dot{Y}_1) \approx \Delta P_0 b_1^2 \left(1 - \frac{Z}{2}\right) \frac{Z}{(1+Z)^2}. \quad (38)$$

З аналізу рівняння (38) випливає, що залежність збудженого згинального моменту фюзеляжу нелінійна: зі збільшенням групового безрозмірного параметра він спочатку збільшується, а потім зменшується.

З метою визначення максимально можливої величини розподіленого збудженого згинального моменту фюзеляжу введемо безрозмірну величину — коефіцієнт збудженого згинального моменту фюзеляжу

$$m(Z; \dot{Y}_1) = \frac{\bar{M}_1(Z; \dot{Y}_1)}{\Delta P_0 b_1^2} \approx \left(1 - \frac{Z}{2}\right) \frac{Z}{(1+Z)^2}. \quad (39)$$

Максимальна величина коефіцієнта збудженого згинального моменту фюзеляжу спостерігається при умові

$$\frac{dm(Z; \dot{Y}_1)}{dZ} = 0. \quad (40)$$

Після диференціювання залежності (39) з урахуванням умови (40) отримуємо рівняння

$$2Z^2 + Z - 1 = 0. \quad (41)$$

З роз'язку рівняння (41) випливає, що максимальна величина коефіцієнта збудженого згинального моменту фюзеляжу, а тому і максимально можлива величина збудженого згинального моменту фюзеляжу спостерігається при

$$Z = 0.5.$$

Підставляючи це значення безрозмірного групового параметра у рівняння (38), отримуємо максимально можливу величину розподіленої величини збудженого згинального моменту фюзеляжу, зумовлений впливом швидкості кутових пружних згинальних коливань фюзеляжу на ха-

рактир їхньої взаємодії з коливаннями стрибків тиску

$$\bar{M}_0(\dot{Y}_1) \approx \frac{1}{6} \Delta P_0 b_1^2. \quad (42)$$

Величину ΔP_0 у рівнянні (42) можна подати відомою наближеною залежністю [11]

$$\Delta P_0 \approx P_\infty (M_{10} - M_\infty), \quad (43)$$

де M_{10} — число M місцевого надзвукового потоку на аеродинамічній поверхні фюзеляжу, при якому стрибки ущільнення досягають його задньої кромки, M_∞ — число M незбудженого дозвукового потоку, при якому стрибки ущільнення досягають задньої кромки аеродинамічної поверхні фюзеляжу.

Число M_{10} місцевого надзвукового потоку на профілю аеродинамічної поверхні фюзеляжу в рівнянні (43) можна визначити з рівняння, аналогічного рівнянню (6), тобто

$$M_{10} \approx \sqrt[3]{1 + 11.5\phi_0}. \quad (44)$$

А число M_∞ незбудженого дозвукового потоку повітря у рівнянні (43) можна визначити з рівняння (5), яке у даному випадку має вигляд

$$M_{10} - 1 \approx 2(M_\infty - M_{кр}), \quad (45)$$

де $M_{кр}$ — критичне число M профілю аеродинамічної поверхні фюзеляжу.

ВИСНОВКИ

Отримано математичну модель оцінки розподілених збуджених сил та розподілених збуджених згинальних моментів фюзеляжу при виникненні фюзеляжних форм трансзвукового флатера, зумовлені особливостями взаємодії пружних згинальних коливань фюзеляжу з коливаннями стрибків тиску. Дана модель дозволяє обґрунтувати теоретичну можливість виникнення фюзеляжних форм трансзвукового флатера і, при відомих величинах згинальних моментів, зумовлених силами аеродинамічного та конструкційного демпфування, дозволяють обґрунтувати умови, при яких можливе виникнення фюзеляжних форм трансзвукового флатера.

Отримана математична модель може бути використана для попередньої наближеної оцінки характеристик фюзеляжних форм трансзвукового флатера надзвукових літаків та аерокосмічних систем.

ЛІТЕРАТУРА

1. Абрамович Г. Н. *Прикладная газовая динамика*. М.: Наука, 1976. 888 с.
2. Ананьев И. В., Тимофеев П. Г. *Колебания упругих систем в авиационных конструкциях и их демпфирование*. М.: Машиностроение, 1965. 526.
3. *Аэродинамика летательных аппаратов при трансзвуковых скоростях. Часть I. Обзоры. Переводы. Рефераты. Центр аэро-гидродинам. ин-та*. 1974. № 441. 140 с.
4. *Аэродинамика летательных аппаратов при трансзвуковых скоростях. Часть II. Обзоры. Переводы. Рефераты. Центр аэро-гидродинам. ин-та*. 1974. № 442. 161 с.
5. *Аэродинамическое исследование колеблющейся поверхности управления при трансзвуковых скоростях (по материалам иностранной печати). Обзор*. 1975. № 456. 105 с.
6. Бисплингхофф Р. Л., Эшли Х., Халфмэн Р. Л. *Аэроупругость*. М.: Изд-во иностр. лит., 1958. 800 с.
7. Гошек И. *Аэродинамика больших скоростей*. М.: Изд-во иностр. лит., 1954. 547 с.
8. Исогаи К. О механизме резкого снижения границы флаттера крыла прямой стреловидности на режиме трансзвукового полета. Ч. II. *Ракетная техника и космонавтика*. 1981. **19**, № 10. С. 169—171.
9. Келдыш М. В. *Избранные труды. Механика*. М.: Наука, 1985. 567 с.
10. Левкин В. Ф. Экспериментальные исследования нестационарных аэродинамических характеристик поверхностей управления при трансзвуковых скоростях. *Тр. Центр. аэро-гидродинам. ин-та*. 1982. Вып. 2132. 16 с.
11. Сафронов А. В. Аэродинамическое воздействие скачков уплотнения на колеблющийся в околосзвуковом потоке элерон. *Уч. зап. Центр. аэро-гидродинам. ин-та*. 1991. **22**, № 3. С. 110—117.
12. Сафронов А. В. Модель возникновения автоколебаний аэродинамических поверхностей управления на околосзвуковых скоростях. *Пробл. прочности*. 1989. № 1. С. 111—112.
13. Сафронов О. В., Семон Б. Й., Неділько О. М. Математична модель оцінки впливу аеродинамічної компенсації поверхонь керування на рівень їх коливань при виникненні трансзвукового флаттера. *Космічна наука і технологія*. 2018. **24**, № 4. С. 14—23.
14. Сафронов О. В., Семон Б. Й., Неділько О. М. Трансзвуковий флаттер від МіГ-25 до SpaceShip Two. *Наука і оборона*. 2016. № 3. С. 32—35.
15. Тимошенко С. П. *Колебания в инженерном деле*. М.: Физматгиз, 1959. 439 с.

Стаття надійшла до редакції 20.05.2020

REFERENCES

1. Abramovich G. N. (1976). *Applied gas dynamics*. M.: Nauka.
2. Ananiev Y. V., Tymofeev P. G. (1965). *Oscillations of elastic systems in aircraft structures and their damping*. M.: Mashynostroenye.
3. Aerodynamics of aircraft at transonic speeds. Part I. (1974). *Obzory. Perevody. Referaty. CAGI*, № 441.
4. Aerodynamics of aircraft at transonic speeds. Part II. (1974). *Obzory. Perevody. Referaty. CAGI*, № 442.
5. Aerodynamic study of the oscillating control surface at transonic speeds (according to materials of foreign press). (1975). *Obzor*, № 456, 105 p.
6. Bisplinghoff R. L., Ashley X., Halfman R. L. (1958). *Aeroelasticity*. M.: Izd-vo inostr. lit.
7. Goshek I. (1954). *High speed aerodynamics*. M.:Izd-vo inostr. lit.
8. Ysogai K. (1981). On the mechanism of a sharp decrease in the flutter boundary of a straight sweep wing in the transonic flight mode. Part II. *Raketnaya texnyka i kosmonavtyka*, **19**, № 10, 169—171.
9. Keldish M. V.(1985). *Selected works. Mechanics*. M.: Nauka.
10. Levkyn V. F. (1982). Experimental studies of nonstationary aerodynamic characteristics of control surfaces at transonic speeds. *Tr. CAGI*, випуск 2132, 16 p.
11. Safronov A. V. (1991). Aerodynamic effect of compaction jumps on the aileron oscillating in the near-sonic eleron flow. *Uchenie zapysky CAGI*, **22**(3), 110—117.
12. Safronov A. V. (1989). Model of self-oscillations of aerodynamic control surfaces at near-sonic speeds. *Problemi prochnosti*, № 1, 111—112.
13. Safronov O. V., Semon B. J., Nedilko O. M. (2018). Mathematical model for estimating the influence of control surfaces aerodynamic compensation on the level of their oscillations in the event of a transonic flutter. *Kosmichna nauka i tehnologiya*, **24** (4), 14—23.
14. Safronov O. V., Semon B. J., Nedilko O. M. (2016). Transonic flutter from MiG-25 to SpaceShip Two. *Science and defence*, № 3, 32—35.
15. Tymoshenko S. P. (1959). *Fluctuations in engineering*. M.: Fyzmatgiz, 439 p.

Received 20.05.2020

O. V. Safronov, Full Professor, Honored Worker of Science and Technology of Ukraine,
Leading Researcher, Dr. Sci. in Tech.

ORCID ID 0000-0001-7420-0062

A. M. Syrotenko, Chief, Dr. Sci. in Military Sciences

ORCID 0000-0002-0266-5706

B. Y. Semon, Full Professor, Honored Worker of Science and Technology of Ukraine,
Chief Researcher, Dr. Sci. in Tech.

ORCID ID 0000-0002-7449-8214

O. M. Nedilko, Associated Professor, Leading Researcher, Ph.D. in Tech.

ORCID ID 0000-0001-8080-0486

E-mail: Nedilko1962@gmail.com

The National Defence University of Ukraine named after Ivan Cherniakhovskyi

28 Povitroflotskyi Ave., Kyiv-049, 03049 Ukraine

MATHEMATICAL MODEL OF FUSELAGE OSCILLATIONS AT TRANSONIC FLIGHT SPEEDS

Ensuring the safety of supersonic aircraft flights and aerospace systems in the transonic range of M flight numbers still remains an urgent scientific and applied problem. This is caused by the peculiarities of the aerodynamic surfaces flow by inhomogeneous (transonic) air and is due to the emergence of various aeroelastic phenomena in these flight modes and the current lack of a generally accepted model of transonic flutter, even for aerodynamic control surfaces.

Based on a joint analysis of the conditions for the formation of shock waves on the surface of the aerodynamic profile, changes in the parameters of supersonic flow across the Prandtl-Meyer expansion fan, and the hypothesis of “dynamic curvature of the aerodynamic profile”, the approximate laws of interaction of elastic bending vibrations of the fuselage with fluctuations in shock waves were obtained.

The obtained regularities are used to substantiate a mathematical model for estimating excited forces and excited bending moments of the fuselage. The analysis of the obtained mathematical model confirms the theoretical possibility of the appearance of fuselage forms of transonic flutter in supersonic aircraft, which was observed in the flight experiment and which is due to the interaction of shock waves with the angular velocity of the fuselage elastic bending vibrations.

With the accepted in the article input geometrical data of a fuselage aerodynamic surfaces' profile, the maximum possible values of fuselage bending moments are obtained using the developed mathematical model.

The obtained mathematical model can be used for a preliminary approximate assessment of the transonic flutter fuselage forms characteristics in supersonic aircraft and aerospace systems.

Keywords: mathematical model, transonic flutter, aerodynamic profile, aerodynamic fuselage surfaces, shock waves, transonic flow, number M of flight, local supersonic flow pressure, excited bending moment, supersonic planes.

<https://doi.org/10.15407/knit2021.02.038>

УДК 556.08:528.83

О. Д. ФЕДОРОВСЬКИЙ¹, зав. відділу, чл.-кор. НАН України, д-р фіз.-мат. наук, проф.,
Лауреат Державної премії України в галузі науки і техніки (2005 р.)

E-mail: adfedorovsky@ukr.net

А. В. ХИЖНЯК¹, наук. співроб., канд. техн. наук

E-mail: avsookolovska@gmail.com

В. Ю. ФІЛІМОНОВ², старш. наук. співроб., канд. техн. наук

¹ Державна установа «Науковий центр аерокосмічних досліджень Землі

Інституту геологічних наук Національної академії наук України»

вул. О. Гончара 55-6, Київ 54, Україна, 01601

² Інститут гідромеханіки Національної академії наук України

вул. Желябова 8/4, Київ 57, Україна, 03680

ОБҐРУНТУВАННЯ ПОДВІЙНОГО ВИКОРИСТАННЯ АЕРОКОСМІЧНОГО ГЕОМОНІТОРИНГУ МОРСЬКОГО ШЕЛЬФУ ДЛЯ ПОШУКУ ПОКЛАДІВ ВУГЛЕВОДНІВ І «ОСВІТЛЕННЯ» МОРСЬКОЇ ОБСТАНОВКИ

Гідрофізичні процеси у поверхневому шарі води над покладами вуглеводнів чи рухомих занурених об'єктів, що формують його гідротермодинамічний режим, багато в чому схожі. Це дозволяє на основі відповідних інформативних ознак використовувати методологію аерокосмічного моніторингу морського шельфу подвійного призначення, а саме: для пошуку покладів вуглеводнів і контролю несанкціонованого проникнення занурених рухомих об'єктів шляхом освітлення морської обстановки.

Мета даної роботи полягає в обґрунтуванні подвійного використання методології аерокосмічного геомоніторингу морського шельфу шляхом вибору відповідних інформативних ознак, однією з яких є зміна структури і текстури приповерхневого шару води під впливом вуглеводнів і занурених рухомих об'єктів.

В результаті ретроспективного аналізу і оброблення архівних експериментальних матеріалів результатів досліджень особливостей процесу формування температурних аномалій природного і техногенного походження було перевірено кілька десятків різних параметрів Хараліка і обрано для подальшого використання п'ять найбільш інформативних з них: Contrast, Sum Variance, Sum Entropy, Entropy, Difference Entropy.

Дослідження провадилися у три етапи. По-перше, досліджено і оброблено дані про температурні аномалії природного походження на морській поверхні, отриманих за допомогою космічних апаратів, які виникають при наявності покладів вуглеводнів. По-друге, виконано аналіз і обробку матеріалів моделювання на водній поверхні дослідного басейну температурних аномалій природного і техногенного походження на основі генератора гідродинамічного збурення — заглибленої самохідної моделі при русі у стратифікованому водному середовищі. І по-третє, опрацьовано архівні дані змін температури морської поверхні після проходження рухомих занурених об'єктів, що були зареєстровані ІЧ-апаратурою, розміщеного на морській платформі і на борту корабля.

У результаті досліджень були визначені інформативні ознаки температурних аномалій, які відмінні від фону і порівняно з останнім дешифруються на космічному знімку, що підтверджує можливість подвійного використання методології аерокосмічного геомоніторингу морського шельфу.

Ключові слова: аерокосмічний геомоніторинг, морський шельф, методологія, температурні аномалії, поклади вуглеводнів, рухомі об'єкти.

Цитування: Федоровський О. Д., Хижняк А. В., Філімонов В. Ю. Обґрунтування подвійного використання аерокосмічного геомоніторингу морського шельфу для пошуку покладів вуглеводнів і «освітлення» морської обстановки. *Космічна наука і технологія*. 2021. 27, № 2 (129). С. 38—44. <https://doi.org/10.15407/knit2021.02.038>

Методологія аерокосмічного геомоніторингу морського шельфу при пошуку покладів вуглеводнів і одночасному виявленні несанкціонованого проникнення в акваторію рухомих об'єктів повинна бути забезпечена інформацією про об'єкти, а саме про інформативні ознаки, які демаскують ці об'єкти. Особливо це стосується занурених об'єктів, інформативні ознаки яких мало вивчалися. Тому дослідження, описане нижче, переважно присвячено останнім.

Гідрофізичні процеси у поверхневому шарі води над покладами вуглеводнів чи рухомими зануреними об'єктами, які формують його гідротермодинамічний режим, багато в чому схожі. Демаскуючими факторами в обох випадках є температурні аномалії, що виникають на морській поверхні над покладами вуглеводнів і рухомих об'єктів. Це дозволяє на основі відповідних інформативних ознак використовувати методологію аерокосмічного моніторингу морського шельфу подвійного використання, а саме — виявляти у шельфі прибережної зони температурні аномалії різного походження: пошуку покладів вуглеводнів і освітлення морської обстановки від несанкціонованого проникнення рухомих об'єктів.

Визначення інформативних ознак температурних аномалій природного і техногенного походження виконується на основі ретроспективного аналізу і оброблення архівних матеріалів фізичного моделювання процесу формування температурних аномалій від покладів вуглеводнів і занурених рухомих об'єктів на водній поверхні дослідного басейну [6] і вільній морській поверхні акваторії північно-західного шельфу Чорного моря [1].

Велике значення при дешифруванні космічних знімків морської поверхні має вибір інформативної ознаки. Дослідження гідрофізичних процесів на границі розділу вода — атмосфера виконувались у багатьох роботах, зокрема [5, 7], але при цьому не визначались інші інформативні ознаки, крім температури. Такими є зміна структури і текстури приповерхневого шару води під впливом вуглеводнів і занурених рухомих об'єктів, які тепер є одними з важливих ознак і методів при аналізі та класифікації зображень відповідних аномалій.

У способі, що пропонується, використовуються структурно-текстурні ознаки температурних аномалій, а саме розмірів і форм контурів поверхні зображень аномалій, орієнтації і взаємного розташування їхніх складових. Відповідне підвищення імовірності прогнозування і ефективності пошуку вуглеводнів зумовлене тим, що структурно-текстурні характеристики служать більш стійкою демаскувальною інформативною ознакою на морській поверхні, ніж температура.

За простотою і компактністю описів вони значно перевершують морфологічні ознаки, їх можна порівняти з інваріантами моментів або стохастичними інваріантами. Текстурні характеристики, незважаючи на сезонну мінливість погоди, зберігають якісну і кількісну оцінку протягом усього часу пошуку покладів вуглеводнів і рухомих об'єктів. В основі цих ознак лежить поняття текстури — найважливішої характеристики зорових моделей зображень. Текстура представляється оцінками статистик енергетичних і просторово-енергетичних розподілів (так званих амплітудних і амплітудно-фазових ознак), оцінками автокореляційних і взаємокореляційних функцій (кореляційних ознак), спектрів просторових частот (спектральних ознак) або геометричних і енергетичних параметрів Реона — локальних ознак.

Найбільш часто в практиці дистанційного зондування Землі застосовуються такі текстурні перетворення [4]:

- лінійні ортогональні перетворення: Фур'є, Адамара, Хаара, похиле перетворення та ін. В цьому випадку текстурованим спектром є відповідно спектр Фур'є, Адамара, Хаара та ін., а текстурною частотою — його двовимірний аргумент;

- автокореляційні перетворення. Текстурованим спектром є автокореляційна функція, а текстурною частотою — двовимірне зміщення;

- гістограма. Текстурованим спектром є гістограма яскравості, а роль одновимірної текстурної частоти виконує значення яскравості. Зазвичай використовуються похідні текстурної ознаки: середнє, дисперсія та ін.

В даній роботі за інформативні текстурні характеристики зображень температурних ано-

малій і фону на вільній морській поверхні вибрано параметри Хараліка [8]. В результаті ретроспективного аналізу і оброблення архівних матеріалів процесу формування температурних аномалій природного і техногенного походження було перевірено кілька десятків різних параметрів Хараліка і обрано для подальшого використання п'ять найбільш інформативних з них (табл. 1).

На авіакосмічних знімках морської поверхні спостерігаються температурні аномалії різного походження. Природні теплові аномалії виділяються по відношенню «сигнал/шум», де як шум розглядалися температурні варіації в даному місці в даний час протягом усього періоду спостережень, які викликані метеорологічними та іншими факторами, не пов'язаними з наявністю покладів вуглеводнів і рухомих об'єктів.

При наявності покладів вуглеводнів на морській поверхні так само виникають температурні аномалії природного походження. По розломних структурах літосфери шельфової зони газу з покладів вуглеводнів можуть вивільнятися у водне середовище, утворюючи бульбашки, які при інтенсивному потоку флюїдів створюють ерліфтний процес — підняття флюїдним потоком холодних глибинних вод до морської поверхні [9].

Таблиця 1. Параметри Хараліка і відповідні формули

Ознаки	Формули
Contrast	$\sum_i \sum_j (i-j)^2 p(i,j)$
Sum Variance	$\sum_{k=2}^{2N} (k-\mu_{x+y})^2 p_{x+y}(k)$
Sum Entropy	$-\sum_{k=2}^{2N} p_{x+y}(k) \lg p_{x+y}(k)$
Entropy	$-\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N p(i,j) \lg p(i,j)$
Difference Entropy	$-\sum_{k=0}^{N-1} p_{x-y}(k) \lg p_{x-y}(k)$

По-друге, при наявності у стратифікованій водній товщі градієнтів щільності рухомі флюїди викликають утворення внутрішніх хвиль, які поширюються з області збурення до вільної водної поверхні у вигляді внутрішніх хвиль. Частота цих хвиль відома як частота Брента — Вайсяля, що зумовлює коливальні рухи у стратифікованому водному середовищі. Утворені внутрішні хвилі, досягаючи водної поверхні, викликають зміни гідрофізичних характеристик приповерхневого шару води, які відображаються на морській поверхні як аномалії поверхневої температури, а у приповерхневому шарі — як зміни градієнта температури що, природно, відображається на вільній водній поверхні як теплі аномалії [3].

На рис. 1 наведено фрагмент космічного знімка (КЗ NOAA, 4 канал (10.3...11.3 мкм) з температурною аномалією над родовищем вуглеводнів «Голіцина» (за даними О. Ю. Котляра), де видно, що на морській поверхні є як холодні аномалії (темні плями), так і теплі (світлі плями), тобто, можна припустити, що діють два процеси формування поверхневої температурної аномалії: бульбашки і внутрішні хвилі. З табл. 2 видно, що для усіх параметрів Хараліка аномалія покладів вуглеводнів має максимальне значення відносно температурного фону.

Для детального визначення механізму виникнення на водній поверхні температурних аномалій необхідно виконати моделювання процесу. Методи математичного моделювання не дозволяють у всіх деталях описати гідрофізичні і гідродинамічні процеси, що відбуваються у водному середовищі. З цієї причини фізичний модельний експеримент у дослідному басейні чи швидкісному каналі є невід'ємною частиною досліджень температурних аномалій, які виникають на водній поверхні морських акваторій.

Температурні аномалії техногенного походження створюються рухомими зануреними об'єктами у водному середовищі. При русі моделі у стратифікованому водному середовищі утворюється так званий кільватерний слід, для якого характерна наявність кількох різномасштабних зон збудження гідрофізичних полів. Перша вузька зона, що розвивається на горизонтах, близьких до горизонту руху об'єкта, — це зона



Рис. 1. Температурна аномалія над покладами вуглеводнів «Голіцина» (космічний знімок NOAA у $\lambda = 10.3...11.3$ мкм, надав О. Ю. Котляр)

Таблиця 2. Значення параметрів Хараліка над покладами вуглеводнів «Голіцина»

Параметри Хараліка	Аномалія	Фон
Contrast	4.88	0.01
Sum Variance	288	0.37
Sum Entropy	4.24	0.41
Entropy	5.18	0.42
Difference Entropy	1.93	0.08

турбулентної супутньої течії. Вона визначається дифузійними процесами переносу від об'єкта імпульсу, а також тепла та маси. Може супроводжуватись спливанням холодної води та бульбашок газу. Друга широка зона, що розвивається на різних горизонтах, аж до вільної водної поверхні. Ця зона виникає за рахунок гідродинамічного тиску корпусу об'єкта та хвилювими рухами (корабельними внутрішніми хвилями (КВХ) та акустичним полем об'єкта). Джерелом генерування КВХ у першу чергу є корпус об'єкта, який відхиляє лінії постійної щільності

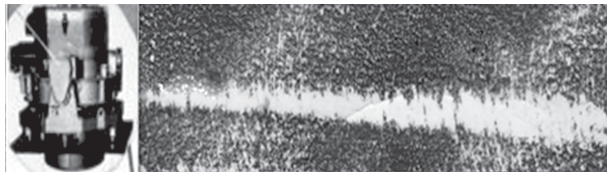
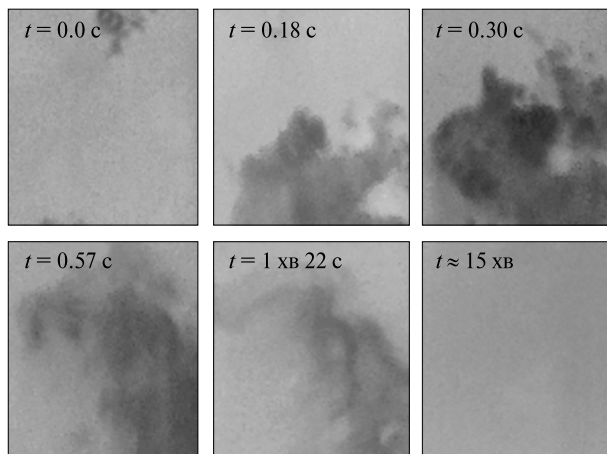


Рис. 2. Зображення температурних аномалій, отриманих за допомогою сканувального тепловізора

Рис. 3. Зображення температурних аномалій, отриманих за допомогою дискретного інфрачервоного тепловізора



водного середовища від початкового стану. КВХ генеруються також за рахунок колапсу зони турбулентної супутньої течії.

Для реєстрації температурних аномалій у різні періоди застосовувалися тепловізори: сканувальний з спектральним діапазоном $3.5...5.2$ мкм, поле зору 120° (рис. 2) і дискретний інфрачервоний (рис. 3) з спектральним діапазоном $7.5...14$ мкм, поле зору $22.5...31^\circ$, які дистанційно (2 м) вимірювали температуру на ділянці $0.5...10$ см² з похибкою 0.1 °С. Зйомка дискретним ІЧ-тепловізором виконувалася співробітниками ЦАКДЗ.

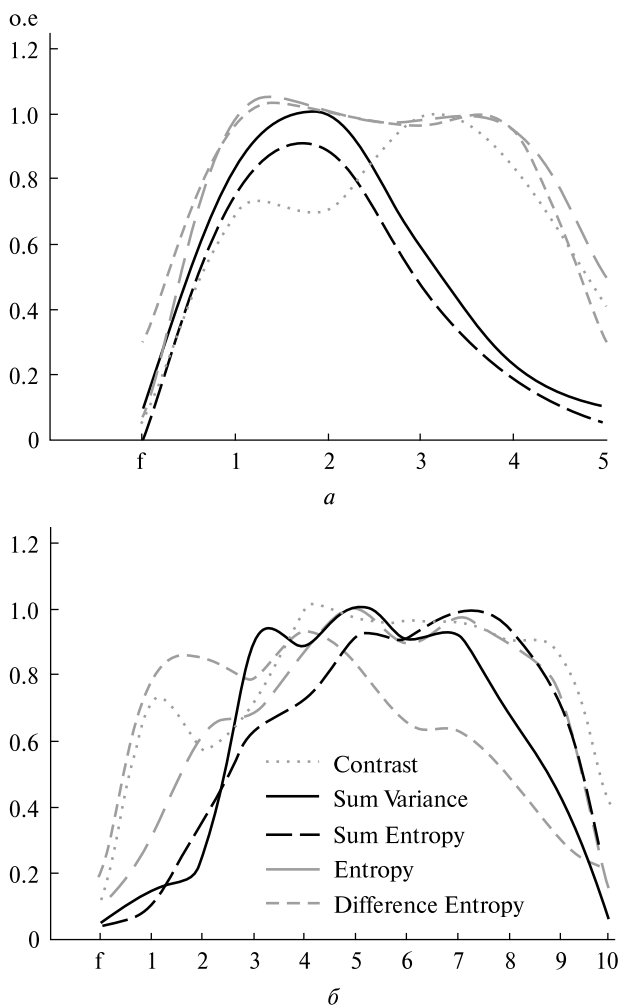


Рис. 4. Результати обчислення по ряду параметрів Хараліка: *a* — по даних сканувального тепловізора, *b* — по даних дискретного ІЧ-тепловізора

Для наочності на рис. 4 представлено обчислені значення H ряду параметрів Хараліка (по горизонтальній осі — час життя аномалії). Центральна зона кривих відповідає температурній аномалії, край — фону.

Для дослідження у морських умовах поверхневих інформативних ознак, що демаскують занурені рухомі об'єкти, було використано морську платформу (рис. 5) і корабель. Для реєстрації застосовувався інфрачервоний радіометр (рис. 5, *a*), високочутливий сканувальний тепловізор (рис. 5, *б*) з параметрами: спектральний діапазон 3.5...5.2 мкм, просторове розрізнення на водній

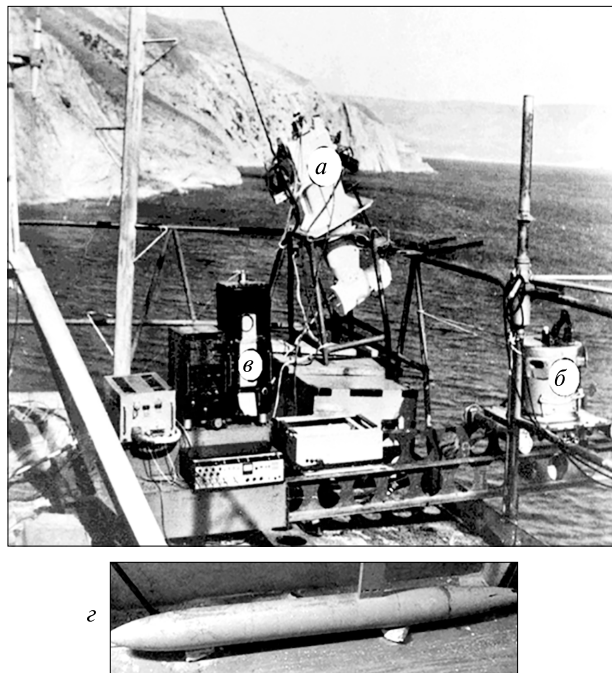


Рис. 5. Морська платформа з апаратурою: *a* — ІЧ-радіометр, *б* — сканувальний тепловізор, *в* — система реєстрування, модель гідродинамічного збурення, *г* — заглиблена самохідна модель

поверхні 1 м, система реєстрування на електрохімічний папір (рис. 5, *в*). Під час експерименту заглиблена самохідна модель рухалась під платформою на глибинах до 10 м (рис. 5, *г*). Реєструвальна апаратура фіксувала зміну температури водної поверхні в ІЧ-області спектру після проходження моделі занурених рухомих об'єктів.

На рис. 6 приведено архівні результати експерименту. При русі заглибленої моделі у стратифікованому водному середовищі на горизонті руху утворюється зона гідродинамічного збурення у вигляді турбулентної супутної течії, а на поверхні води — кильватерний слід у вигляді уривчастих температурних аномалій. Дугоподібне зображення температурних аномалій пов'язане з відношенням між швидкостями сканування, моделі і протяжки паперу. Було виконано обчислення значення параметрів Хараліка температурних аномалій по інфрачервоних зображеннях. У табл. 2 приведено значення параметрів Хараліка для температурних аномалій і фону, які найбільше відрізняються між собою.

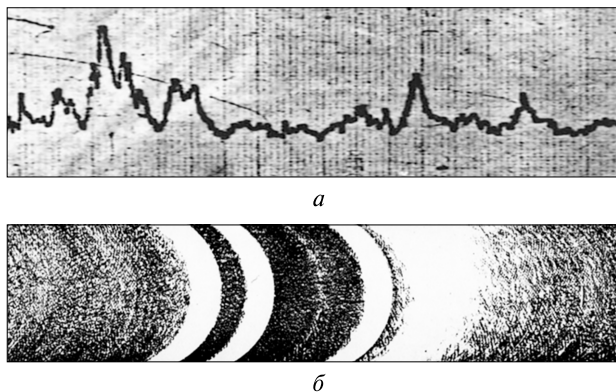


Рис. 6. Запис сигналу від температурної аномалії на морській поверхні: *а* — осцилограма радіометра, *б* — двовимірний запис на електрохімічному папері сканувального тепловізора

ВИСНОВКИ

1. Запропоновано і обґрунтовано подвійне призначення аерокосмічного геомоніторингу морського шельфу: для пошуку покладів вуглеводнів і освітлення акваторії шельфу від несанкціонованого проникнення рухомих об'єктів. Отримані результати експерименту служать основою для формування інформативних ознак температурних аномалій природного і техногенного походження.

2. Виявлено інформативність конкретних структурно-текстурних ознак, а саме: *Contrast*, *Sum Variance*, *Sum Entropy*, *Entropy*, *Difference Entropy*, як для пошуку вуглеводнів, так і для виявлення рухомих об'єктів. Крім того, встановлено їхню взаємну ідентичність на основі аналізу і обробки архівних статистичних експериментальних матеріалів морських експедицій.

3. Встановлено залежність «щільності» температурних аномалій від часу «життя», запропоновано коефіцієнт «щільності» температурної аномалії $K_{щ}$, як інформативну ознаку наявності рухомих об'єктів і покладів вуглеводнів.

4. Встановлено провідну роль внутрішніх хвиль у формуванні демаскувальних температурних аномалій від покладів вуглеводнів і рухомих об'єктів у перші хвилини «життя», з розвитком аномалій було зафіксовано як холодні, так і теплі аномалії, що підтверджує суттєву роль у формуванні аномалій від покладів вуглеводнів і рухомих об'єктів обох процесів: бульбашок і внутрішніх хвиль.

5. Отримані результати експерименту служать основою формування інформативних ознак для пошуку температурних аномалій природного і техногенного походження.

ЛІТЕРАТУРА

1. Акимов Е. А., Станичний С. В., Полонский А. Б. Использование данных сканера SEVIRI для оценки температуры поверхностного слоя Черного моря. *Мор. гидрофиз. журн.* 2014. № 6. С. 37—46.
2. Колодій В. В., Колодій І. В. Флюїдинамика шельфової частини Північно-Причорноморського нафтогазоносного басейну. *Геолог України.* 2004. № 1. С. 41—44.
3. Патент України № 108696. Лялько В. І., Федоровський О. Д., Якимчук В. Г., Соколовська А. В., Воробйов А. І. Спосіб прогнозування покладів газу на морському шельфі.
4. Станкевич С. А., Седлерова О. В. Інтеграція дистанційних та геолого-геофізичних просторових даних при пошуку вуглеводнів на морському шельфі. *Геоінформатика.* 2007. № 3. С. 77—81.
5. Товстюк З. М., Єфіменко Т. А., Седлерова О. В., Лазаренко І. В., Головащук О. П. *Виявлення прогнозних об'єктів, перспективних на поклади вуглеводнів, на північно-західному шельфі Чорного моря за даними космогеологічних досліджень.* Теоретичні та прикладні аспекти геоінформатики. Київ: ТОВ «Карбон-сервіс», 2009. С. 186—190.
6. Федоровський О. Д., Філімонов В. Ю., Пестова І. О., Дугін С. С., Якимчук В. Г., Хижняк А. В., Суханов К. Ю. Результати моделювання температурних аномалій на водній поверхні дослідного басейну Інституту гідромеханіки НАН України. *Укр. журн. дистанційного зондування Землі.* 2018. № 19. С. 40—45. doi.org/10.36023/ujrs.2018.19.137.
7. Шнюков Е. Ф., Старостенко В. И., Кобелев В. П. и др. Геологические исследования. *Геофиз. журн.* 2004. 26, № 4. С. 116—132.
8. Haralick R. M. Statistical and structural approaches to texture. *Proc. IEEE.* 1979. 67, № 5. P. 786.
9. McAlister E. D. Measurement of total heat flow from the sea surface. *Appl. Opt.* 1964. 5(6). P. 188.

Стаття надійшла до редакції 10.04.2020

REFERENCES

1. Akimov E. A., Stanichny S. V., Polonsky A. B. (2014). Using SEVIRI scanner data to estimate the surface temperature of the Black Sea. *Marine Hydrophysical J.*, № 6, 37–46 [in Russian].
2. Kolodiy V. V., Kolodiy I. V. (2004). Fluidodynamics of the shelf part of the North Black Sea oil and gas basin. *Geologist of Ukraine*, № 1, 41–44 [in Ukrainian].
3. Patent of Ukraine N 108696. (2015). Lyalko V. I., Fedorovsky O. D., Yakymchuk V. G., Sokolovska A. V., Vorobyev A. I. Method of forecasting gas deposits on the sea shelf.
4. Stankevich S. A., Sedlerova O. V. (2007). Integration of remote and geological-geophysical spatial data in the search for hydrocarbons on the sea shelf. *Geoinformatics*, № 3, 77–81 [in Ukrainian].
5. Tovstyyuk Z. M., Efimenko T. A., Sedlerova O. V., Lazarenko I. V., Golovashchuk O. P. (2009). Identification of forecast objects promising for hydrocarbon deposits on the north-western shelf of the Black Sea according to cosmogeological studies. *Theoretical and applied aspects of geoinformatics*, 186–190 [in Ukrainian].
6. Fedorovsky A. D., Filimonov V. Yu., Piestova I. O., Dugin S. S., Yakymchuk V. G., Khyzhniak A. V., Sukhanov K. Yu. (2018). Result of modeling temperature anomalies on the water surface of the research basin of the institute of hydromechanics NAS of Ukraine. *Ukr. J. Remote Sensing*, **19**, 40–45 [in Ukraine]. doi.org/10.36023/ujsr.2018.19.137.
7. Shnyukov E. F., Starostenko V. I., Kobelev V. P. (2004). Geological exploration. *Geophys. J.*, **26**, № 4, 116–132 [in Russian].
8. Haralick R. M. (1979). Statistical and structural approaches to texture. *Proc. IEEE*, **67**, № 5, 786.
9. McAlister E. D. (1964) Measurement of total heat flow from the sea surface. *Appl. Opt.*, **5**(6), 188.

Received 10.04.2020

O. D. Fedorovskiy¹, Head of Department, Corresponding Member of the National Academy of Sciences of Ukraine, Dr. Sci. in Phys. & Math., Professor, the Winner of State Awards in Science and Technology of Ukraine (2005)

E-mail: adfedorovsky@ukr.net

A. V. Khyzhniak¹, Researcher, Ph.D. in Tech.

E-mail: avokolovska@gmail.com

V. Yu. Filimovov², Senior Researcher (staff), PhD in Tech.

¹ State Institution “Scientific Centre for Aerospace Research of the Earth of the Institute of Geological Science of the National Academy of Sciences”
55-b O. Honchara Str., Kyiv 54, 01601 Ukraine

² Institution of Hydromechanics of the National Academy of Sciences of Ukraine
8/4 Zheliabova Str., Kyiv 57, 03680 Ukraine

JUSTIFICATION OF THE DUAL-USE OF AEROSPACE GEOMONITORING OF THE OFFSHORE SHELF: EXPLORATION OF HYDROCARBON DEPOSITS AND “HIGHLIGHTING” THE MARINE SITUATION

Hydrophysical processes in the surface water layer over the hydrocarbon deposits or moving submerged objects that form its hydrothermodynamic regime are very similar. The purpose of this work is to justify the dual-use of the aerospace geomonitoring methodology of the marine shelf using the relevant informative features, in particular, by highlighting the state of the water area showing zones of temperature anomalies of various origin in the marine shelf to search for hydrocarbon deposits and to control the unauthorized moving submerged objects access. As a result of the retrospective analysis and processing of archive materials of the process of formation of temperature anomalies of natural and technogenic origin, several dozens of different Haralik parameters were checked. The five most informative of them were selected for further use: Contrast, Sum Variance, Sum Entropy, Entropy, Difference Entropy.

To achieve these goals, studies were carried out in three stages. Firstly, the temperature anomalies of natural origin on the sea surface, which occur in the presence of hydrocarbon deposits, were obtained using a spacecraft. Secondly, the temperature anomalies of the technogenic origin, which are created by mobile submerged objects in the aquatic environment, were obtained. The above was carried out based on data obtained during a model experiment in the research pool. Thirdly, archived data of changes in the temperature of the water surface in the infrared region of the spectrum after the passage of moving submersible objects were processed. Data were obtained on the sea surface using recording equipment, which was placed on the platform.

As a result of the studies, informative signs of temperature anomalies that are different from the background were determined and, compared with the latter, are determined from a satellite image. This confirms the possibility of dual-use of the methodology of aerospace geomonitoring of the sea shelf.

Keywords: aerospace geomonitoring, offshore shelf management, methodology, temperature anomalies, hydrocarbon deposits, moving underwater objects.

<https://doi.org/10.15407/knit2021.02.045>
УДК 551.5:539.104 (078)

Y. LUO¹, Postgraduate at the Department of the Theoretic Radiophysics

Q. GUO², Ph. D., Professor

Y. ZHENG³, Ph. D., Professor

К. П. ГАРМАШ¹, старш. наук. співроб. кафедри космічної радіофізики факультету радіофізики, біомедичної електроніки та комп'ютерних систем, канд. фіз.-мат. наук

Л. Ф. ЧОРНОГОР¹, зав. кафедри космічної радіофізики факультету радіофізики, біомедичної електроніки та комп'ютерних систем, д-р фіз.-мат. наук, проф.

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

С. М. ШУЛЬГА¹, декан факультету радіофізики, біомедичної електроніки та комп'ютерних систем, професор кафедри теоретичної радіофізики факультету радіофізики, біомедичної електроніки та комп'ютерних систем, д-р фіз.-мат. наук, проф.

¹ Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна

Майдан Свободи 4, Харків, Україна, 61022

² Інститут інформації та телекомунікаційних технологій Харбінського інженерного університету (КНР)
Harbin Engineering University

145-1 Nantong Str., Nangang District, Harbin, Heilongjiang Province, 150001 China

³ Ціндаоський університет (КНР)

Qingdao University

08 Ning Xia Lu, Laoshan District, Qingdao, Shandong, 266071 China

ЕФЕКТИ ГЕОКОСМІЧНОЇ БУРІ 5—6 СЕРПНЯ 2019 р.

Актуальність роботи полягає у тому, що геокозмичні бурі, які є проявом синергетичної взаємодії магнітних, іоносферних, атмосферних бур та бур в електричному полі магнітосферного, іоносферного й атмосферного походження, відрізняються великим різноманіттям. Немає двох однакових проявів геокозмичних бур, через що актуальною задачею є дослідження ефектів кожної нової бурі, яке дозволить виявити як загальні закономірності у протіканні бурі, так і її індивідуальні особливості.

Метою роботи є викладення загальних відомостей про геокозмичну бурю, результатів аналізу особливостей магнітної та іоносферної бур.

Для аналізу магнітної обстановки залучалися результати вимірювань флуктуацій магнітного поля в діапазоні періодів 1...1000 с, виконаних у Магнітометричній обсерваторії Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна та варіацій трьох складових геомагнітного поля, виконаних у Низькочастотній обсерваторії Радіоастрономічного інституту Національної академії наук України. Для аналізу іоносферної обстановки використовувалися багаточастотні багатотрасові вимірювання, виконані в Харбінському інженерному університеті (КНР), залучалися також дані іонозондів. Як виявилось, збільшення основних параметрів сонячного вітру 5 серпня 2019 р. призвело до геокозмичної бурі, яка спостерігалася 5 та 6 серпня 2019 р. Головна фаза магнітної бурі мала місце 5 серпня 2019 р. з 06:00 до 08:30. Фаза відновлення тривала не менше чотирьох діб. Магнітна буря проявляла себе в суттєвих варіаціях всіх складових геомагнітного поля, збільшенням на порядок рівня коливаний геомагнітного поля в діапазоні періодів 400...950 с. Протягом іоносферної бурі мали місце значні збурення F-області іоносфери. E-область іоносфери залишалась слабо збуреною. Іоносферна буря суттєво вплинула на доплерівські спектри радіохвиль в діапазоні частот 5...10 МГц. Мали місце значне розширення доплерівських

Цитування: Luo Y., Guo Q., Zheng Y., Гармаш К. П., Черногор Л. Ф., Шульга С. М. Ефекти геокозмичної бурі 5—6 серпня 2019 р. *Космічна наука і технологія*. 2021. 27, № 2 (129). С. 45—69. <https://doi.org/10.15407/knit2021.02.045>

спектрів, варіації доплерівського зміщення частоти та його квазіперіодичні зміни з періодом 20...40 хв і тривалістю 120...240 хв. Квазіперіодичні варіації доплерівського зміщення частоти були зумовлені квазіперіодичними варіаціями концентрації електронів, амплітуда їхніх відносних збурень змінювалася від 3 до 16 %. На одній з трас амплітуда доплерівського зміщення частоти сягала 0.7 Гц. При цьому амплітуда відносних збурень концентрації електронів могла досягати 80...90 %. Іоносферна буря не вплинула суттєво на амплітуду сигналу на більшості радіотрас.

Ключові слова: геокосмічна буря, магнітна буря, іоносферна буря, комплекс похилого зондування іоносфери, доплерівські спектри, доплерівське зміщення частоти, квазіперіодичні варіації, концентрація електронів.

ВСТУП

Причиною геокосмічної бурі є сонячні бурі. Сонячні спалахи і корональні викиди маси призводять до різноманітних ефектів у системі Сонце — міжпланетне середовище — магнітосфера — іоносфера — атмосфера — Земля (внутрішні оболонки) (СМСМАЗ). В результаті виникають геокосмічні бурі, які є бурями у магнітному полі, в іоносфері, атмосфері та електричному полі магнітосферного, іоносферного й атмосферного походження, що синергетично взаємодіють між собою [7]. Ефекти геокосмічних бур відрізняються великою різноманітністю. Ефекти залежать від особливостей сонячної бурі, параметрів сонячного вітру, стану геоболонок, фази сонячної активності, пори року і доби, географічних і геомагнітних координат місця спостережень і

використовуваних для спостережень засобів [1—3, 7, 9—16, 18—20, 27, 29, 30, 32—40].

Вперше ефекти іоносферної бурі було описано майже 100 років тому в роботі [25]. Зв'язок магнітної бурі з іоносферними збуреннями почав вивчатися в роботі [8]. Статистичний підхід до дослідження іоносферних збурень був вперше застосований в роботі [32], а потім його було використано в роботах [41, 42, 44]. Узагальнення результатів дослідження взаємозв'язку сонячних, магнітних та іоносферних збурень зроблено в роботах [13, 7, 9, 13—15, 19—21, 27, 29, 37, 38, 40]. Результати сучасних досліджень ефектів іоносферних збурень представлено, наприклад, в роботах [10, 12, 16, 18, 30, 31, 36, 39, 43, 44].

Незважаючи на значні досягнення, актуальним завданням, як і раніше, є дослідження ефектів кожної нової геокосмічної бурі.

Основні відомості про радіотраси (за матеріалами <https://fmscan.org/index.php>)

Частота, кГц	Координати передавача	Місцезнаходження (країна)	Відстань до Харбіна, км	Координати середини траси
5000	34.95°N, 109.56°E	Lintong/Pucheng (Лінтон/Пучен, Китай)	1875	40.37°N, 118.12°E
6015	37.21°N, 126.78°E	Hwaseong (Хвасон, Корея)	950	41.50°N, 126.73°E
6055	35.47°N, 140.21°E	Chiba/Nagara (Тіба/Нагара, Японія)	1610	40.63°N, 133.45°E
6080	49.18°N, 119.72°E	Hailar/Nanmen (Гайлар/Наньмень, Китай)	645	47.48°N, 123.2°E
6175	39.75°N, 116.81°E	Beijing (Пекін, Китай)	1050	42.77°N, 121.75°E
6600	37.60°N, 126.85°E	Goyang (Гоян, Корея)	910	41.69°N, 126.77°E
7260	47.80°N, 107.17°E	Ulaanbaatar/Khonkhor (Улан-Батор/Хонхор, Монголія)	1496	46.79°N, 116.93°E
7295	62.24°N, 129.81°E	Yakutsk (Якутськ, Росія)	1845	54.01°N, 128.25°E
7345	62.24°N, 129.81°E	Yakutsk (Якутськ, Росія)	1845	54.01°N, 128.25°E
9500	38.47°N, 114.13°E	Shijiazhuang (Шицзячжуан, Китай)	1310	42.13°N, 120.41°E
9520	40.72°N, 111.55°E	Hohhot (Гуг-Гото, Китай)	1340	43.25°N, 119.12°E
9675	39.75°N, 116.81°E	Beijing (Пекін, Китай)	1050	42.77°N, 121.75°E
9750	36.17°N, 139.82°E	Yamata (Ямата, Японія)	1570	40.98°N, 133.25°E
9830	39.75°N, 116.81°E	Beijing (Пекін, Китай)	1050	42.77°N, 121.75°E

Метою роботи є виклад загальних відомостей про геокоsmічну бурю, результатів аналізу особливостей магнітної та іоносферної бур.

ЗАСОБИ СПОСТЕРЕЖЕНЬ І МЕТОДИ АНАЛІЗУ

Для досліджень використовувалися дані спостережень, отримані за допомогою чотирьох приладів, розташованих у різних локаціях земної поверхні.

1. *Магнітометр-флюксометр.* Розташований у Магнітометричній обсерваторії Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна (ХНУ, 49.64° N, 36.93° E). Вимірює флуктуації H -і D -складових геомагнітного поля в діапазоні періодів $T = 1...1000$ с. Часова роздільна здатність становить 0.5 с. Чутливість магнітометра дорівнює 0.001...0.5 нТл при $T \approx 1...1000$ с. Магнітометр-флюксометр докладніше описаний в роботі [5].

2. *Магнітометр.* Метеомагнітна станція LEMI-017 розташована в Низькочастотній обсерваторії Радіоастрономічного інституту Національної академії наук України (РІ НАН України, 49.93° N, 36.95° E) [http://geospace.com.ua/data/metmag_mf.php]. Вимірює три складові магнітного поля (H , D і Z). Роздільна здатність по часу — 1 с, чутливість — 10 пТл.

3. *Багаточастотний багатотрасовий програмно-апаратний радіотехнічний комплекс похилого зондування іоносфери.* Розташований на території Харківського інженерного університету (КНІУ) (45.78° N, 126.68° E) [6, 16—18, 22—24]. Здійснює неперервний моніторинг стану іоносфери на 14 радіотрасах. Використовується радіовипромінювання ширококомовних радіостанцій, дислокованих в Китаї, Південній Кореї, Японії, Росії та Монголії в діапазоні частот 5...10 МГц (рис. 1). Довжина радіотрас близька до 1...2 тис. км. Параметри радіотрас наведено в таблиці. Приймання та обробка сигналів провадиться на території Харківського інженерного університету.

4. *Іонозонд.* Використовується для загальної оцінки стану іоносфери. Розташований в Японії поблизу м. Вакканай (Wakkanai, URSI-код WK546, 45.16° N, 141.75° E) [URL: wdc.nict.go.jp/IONO/HP2009/contents/Ionosonde_Map_E.html].

Рівень сигналу магнітометра-флюксометра з урахуванням амплітудно-частотної характеристики приладу спочатку перетворюється з віднос-

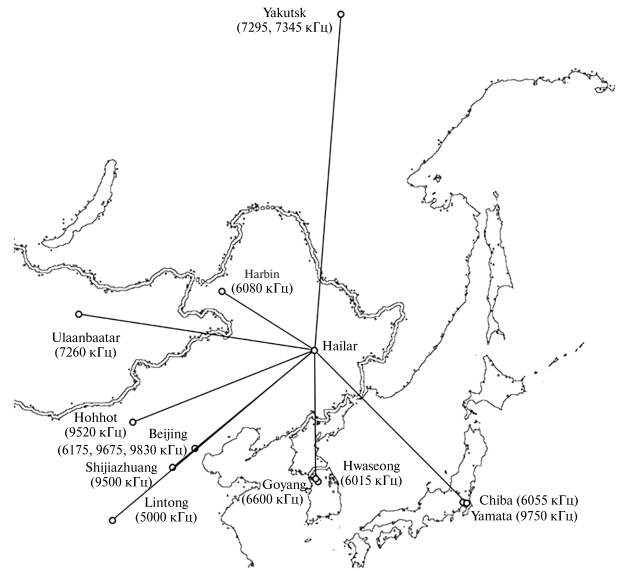


Рис. 1. Схема розташування радіотрас для моніторингу динамічних процесів у іоносфері над Китаєм

них одиниць в абсолютні. Потім часові варіації геомагнітного поля піддаються системному спектральному аналізу, який використовує одночасно віконне, адаптивне перетворення Фур'є, а також вейвлет-перетворення на базі материнської функції Морле [4]. Далі аналізуються отримані спектри.

Трикомпонентний магнітометр РІ НАН України служить для загального контролю стану геомагнітного поля. Спеціальної обробки сигналів при цьому не потрібно.

Дані вимірювань багаточастотного багатотрасового комплексу похилого зондування іоносфери піддавалися детальній обробці, спрямованій на отримання часових залежностей доплерівських спектрів, доплерівського зсуву частоти $f_D(t)$ основної моди і амплітуди $A(t)$ сигналу. Далі $f_D(t)$ і $A(t)$ підлягали вторинній обробці з метою отримання трендів $\bar{f}_D(t)$ і $\bar{A}(t)$, флуктуацій $\delta f_D(t) = f_D(t) - \bar{f}_D(t)$, $\delta A(t) = A(t) - \bar{A}(t)$, а також спектрів у діапазоні періодів $T \approx 1...60$ хв і більше. Для оцінки спектрів також використовувався системний спектральний аналіз.

АНАЛІЗ СТАНУ КОСМІЧНОЇ ПОГОДИ

Стан космічної погоди 2—4 серпня 2019 р. був спокійним (рис. 2). 4 і 5 серпня 2019 р. спосте-

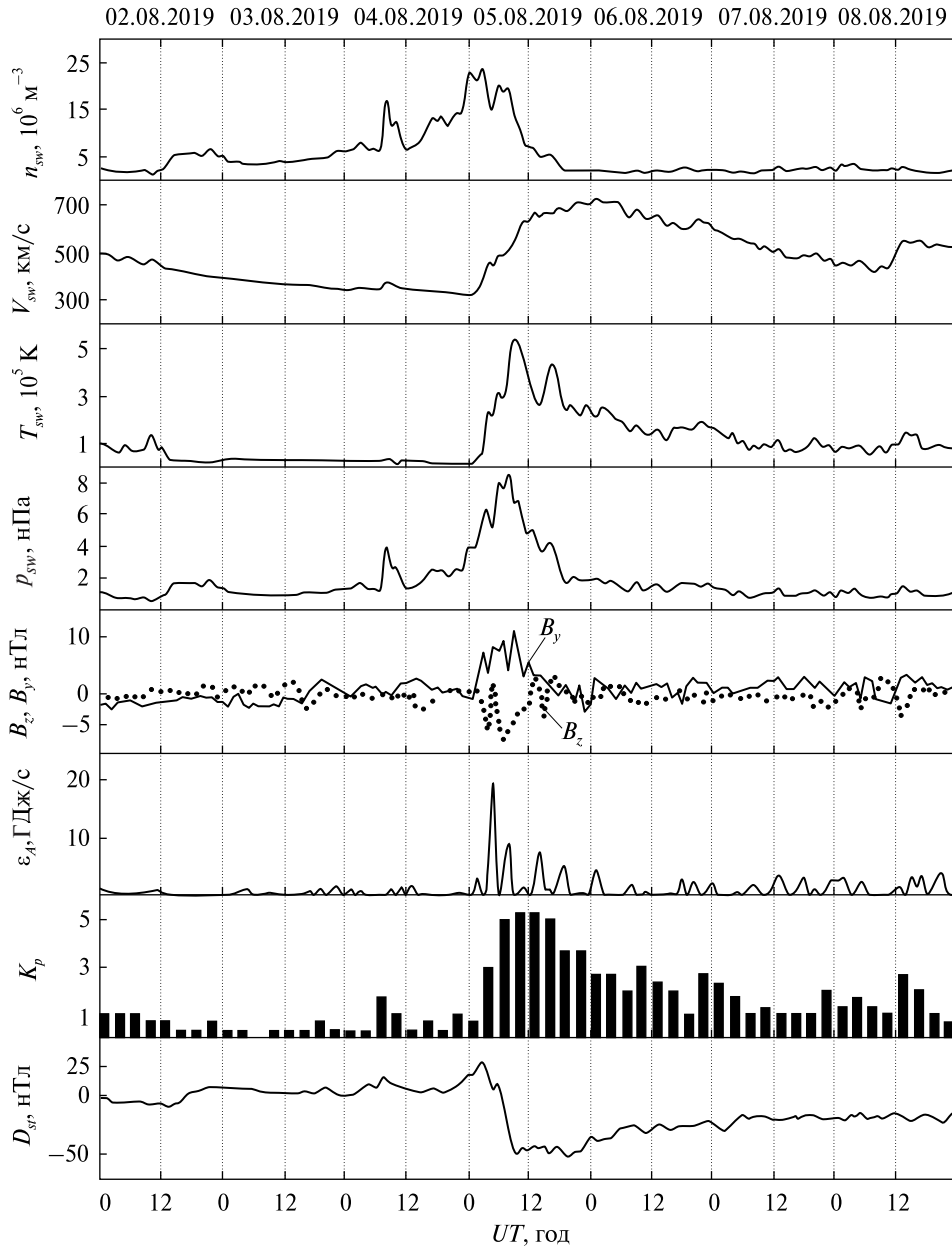


Рис. 2. Часові варіації параметрів сонячного вітру: виміряних концентрацій частинок n_{sw} , температури T_{sw} , радіальної швидкості V_{sw} (за даними сайту [ftp://ftp.swpc.noaa.gov/pub/lists/ace2/](http://ftp.swpc.noaa.gov/pub/lists/ace2/)) і розрахованого динамічного тиску p_{sw} , виміряних складових B_z і B_y міжпланетного магнітного поля (за даними супутника ACE); розрахованих значень енергії ϵ_A , переданої сонячним вітром магнітосфері Землі за одиницю часу; K_p -індексу і D_{st} -індексу (за даними сайту <http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/aeasy/>) у період 2—8 серпня 2019 р.

рігалося збільшення концентрації частинок n_{sw} в сонячному вітрі від фонового значення $2.5 \cdot 10^6$ до $23 \cdot 10^6 \text{ м}^{-3}$. Збільшення швидкості V_{sw} частинок приблизно від 350 до 700 км/с реєструвалося

5-6 серпня 2019 р. Далі V_{sw} поступово зменшувалася від 700 до 450 км/с. Різке збільшення температури частинок приблизно від 10^4 до $4.5 \cdot 10^5 \text{ К}$ мало місце у першій половині доби 5 серпня

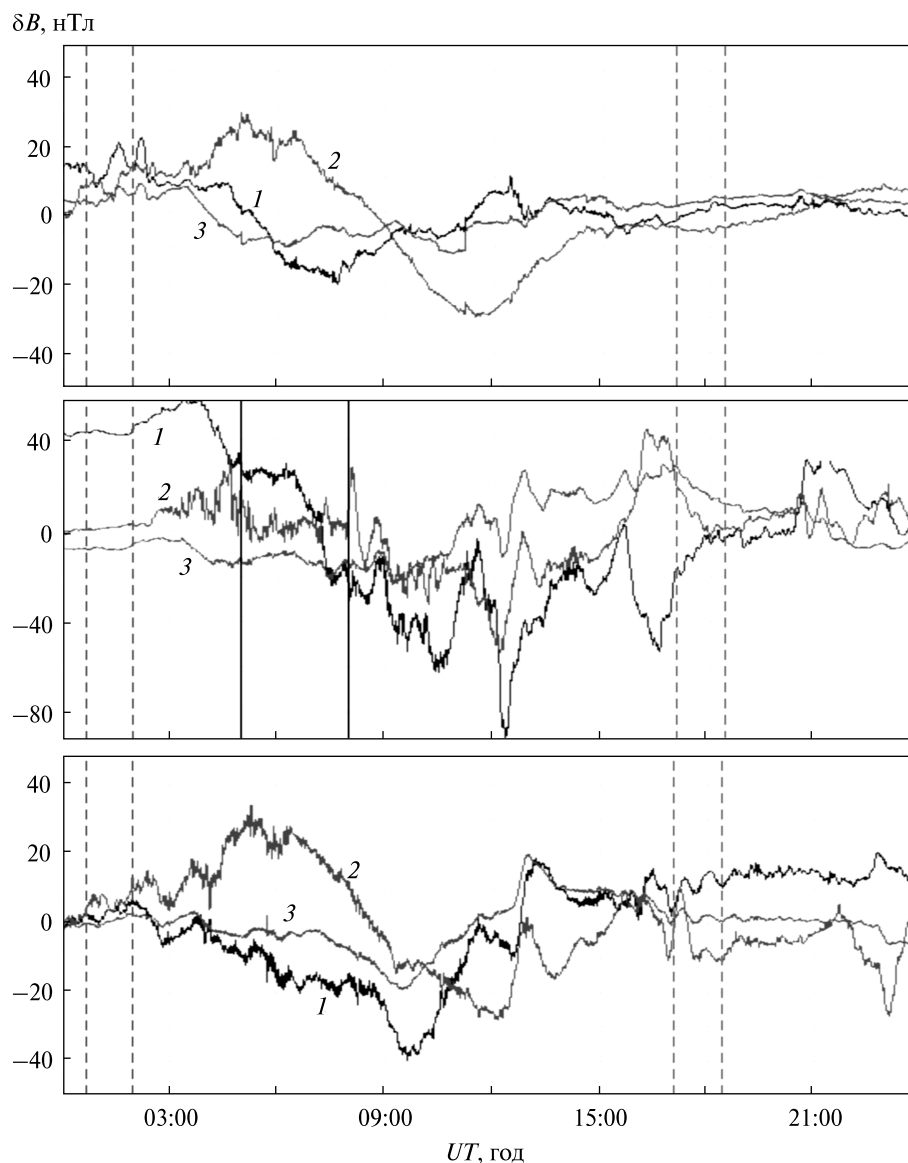


Рис. 3. Часові варіації рівня H -, D - і Z -складових геомагнітного поля 2, 5 і 6 серпня 2019 р. (панелі зверху вниз): 1 — H -складова, 2 — D -складова, 3 — Z -складова [http://geospace.com.ua/data/metmag_mf.php]. Суцільними вертикальними лініями показано інтервал часу, що відповідає головній фазі магнітної бурі, а штриховими лініями — моменти часу заходу і сходу Сонця на рівні Землі і на висоті 100 км

2019 р. за ним настало поступове зменшення до 10^5 К. Збільшення n_{sw} і V_{sw} призвело до збільшення динамічного тиску p_{sw} в сонячному вітрі від 0.5 до 8.5 нПа, яке спостерігалось 5 серпня 2019 р. За ним настало поступове зменшення p_{sw} від 8.5 до 1–2 нПа. 5 серпня 2019 р. відбувалося збільшення від 0 до 11.1 нТл азимутальної складової (B_y) міжпланетного магнітного поля. Май-

же синхронно з цим спостерігалось зменшення від 0 до -7.5 нТл його вертикальної складової B_z . З'явилися всі ознаки магнітної бурі. Спостерігалися потужні сплески енергії в одиницю часу (до 20 ГДж/с), що надходить від сонячного вітру у магнітосферу. Приблизно з 00:00 і до 04:00 UT 5 серпня 2019 р. (тут і далі — всесвітній час) значення індексу D_{st} збільшилися від 0 до 27 нТл.

Відмічено раптовий початок магнітної бурі. За цим відбулося різке падіння D_{st} -індексу від 27 до -50 нТл, яке означало настання головної фази магнітної бурі. Вона тривала приблизно з 06:00 до 08:30 5 серпня 2019 р. Далі протягом більш ніж чотирьох діб спостерігалася фаза відновлення. 3 і 4 серпня 2019 р. значення K_p -індексу не перевищували 1...2. Протягом 5 серпня 2019 р. вони змінювалися від 3 до 5.3. У наступну добу відзначалося поступове зменшення значень K_p до 1...2.

АНАЛІЗ МАГНІТНОЇ БУРІ

Наведемо спочатку часові варіації H -, D - і Z -складових геомагнітного поля, виміряні магнітометром РІ НАН України (рис. 3). У контрольні дні поведінка всіх трьох складових була подібною. Рівень H -складової, флюктууючи, спочатку зменшувався від позитивних значень до -20 ... -40 нТл, потім збільшувався до 0 ... 20 нТл. Рівень D -складової спочатку збільшувався приблизно від 0 до 30 нТл, потім зменшувався приблизно до -30 нТл, далі, флюктууючи, наближався до 0 нТл. Рівень Z -складової змінювався у межах від -20 до 20 нТл. Середнє квадратичне відхилення для всіх трьох складових було відносно невеликим (одиниці нанотесла).

5 серпня 2019 р., тобто в день магнітної бурі, варіації H -складової значно збільшилися (від 60 до -100 нТл). Рівень D -складової змінювався приблизно від 40 до -55 нТл. Помітно змінився і рівень Z -складової. Середнє квадратичне відхилення для всіх складових збільшилося на порядок (до 10 ... 20 нТл). Все це відображало факт виникнення магнітної бурі. Її прояви мали місце 5 серпня і частково 6 серпня 2019 р. Якщо 5 серпня 2019 р. спостерігалися раптовий початок і головна фаза бурі, то після 09:00 5 серпня, 6 серпня і до кінця доби 9 серпня 2019 р. — фаза відновлення.

Наведемо тепер результати спостереження флюктуацій H - і D -складових геомагнітного поля, виконані в ХНУ імені В. Н. Каразіна (рис. 4).

2 серпня 2019 р. рівень флюктуацій D - і H -складових не перевищував 0.5 ... 1 нТл. Найбільшу енергію мали складові з $T = 800$... 900 с.

5 серпня 2019 р. в інтервалі часу 03:00...07:00 рівень флюктуацій D - і H -складових виріс до

5 ... 7 нТл. У спектрі переважали періоди 400 ... 600 і 700 ... 900 с відповідно.

6 серпня 2019 р. з 00:00 до 07:00 рівень флюктуацій D - і H -складових не перевищував 2 ... 3 нТл. Найбільшу енергію мали коливання з $T = 400$... 800 с для D -складової і 700 ... 900 с для H -складової.

АНАЛІЗ ІОНОСФЕРНОЇ ОБСТАНОВКИ

Часові варіації параметрів іонограм, отриманих на іонозонді WK546 (Японія) показано на рис. 5. Видно, що 2, 5 і 6 серпня 2019 р. частота f_{\min} флюктувала біля значення 1.5 МГц. Цієї ж доби частота f_{oE} в денний час досягала 3.0 ... 3.3 МГц, а вранці і увечері була близькою до 2 МГц. Частота f_{oEs} змінювалася в широких межах: приблизно від 3 до 14 ... 16 МГц в окремі моменти часу. Протягом головної фази магнітної бурі, тобто приблизно в інтервалі часу 05:00...09:00 5 серпня 2019 р., величина f_{oEs} збільшувалася від 4 до 8 МГц. Частоту f_{oF2} вдавалося вимірювати дуже рідко. Протягом головної фази магнітної бурі реєструвалися її флюктуації від 5 до 10 МГц. Протягом фази відновлення $f_{oF2} \approx 6$ МГц. Після 13:30 5 серпня 2019 р. відзначалося її зменшення до 3 МГц.

Висота h'_E змінювалася від 90 до 120 ... 130 км. Протягом головної фази магнітної бурі спостерігалася її збільшення приблизно від 95 до 120 км. Це тривало близько 60 хв. Висота h'_{Es} 5 серпня 2019 р. флюктувала у межах від 90 до 120 ... 130 км. Вимірювань h'_{F2} було дуже мало. Протягом головної фази магнітної бурі відзначалось різке збільшення від 210 до 280 км.

Таким чином, іоносферна буря порівняно мало зачепила Е-область іоносфери, але сильно позначилася на стані F-області іоносфери.

РЕЗУЛЬТАТИ ПОХИЛОГО ЗОНДУВАННЯ ІОНОСФЕРИ

Оскільки радіопередавальні пристрої випромінюють не постійно, для подальшого аналізу використовуються вимірювання для 10 з 14 радіотрас. З технічних причин контрольним днем обрано день 2 серпня, а не 4 серпня 2019 р.

Радиомаса Lintong / Pucheng — Harbin. Радіостанція, що випромінює на частоті 5000 кГц,

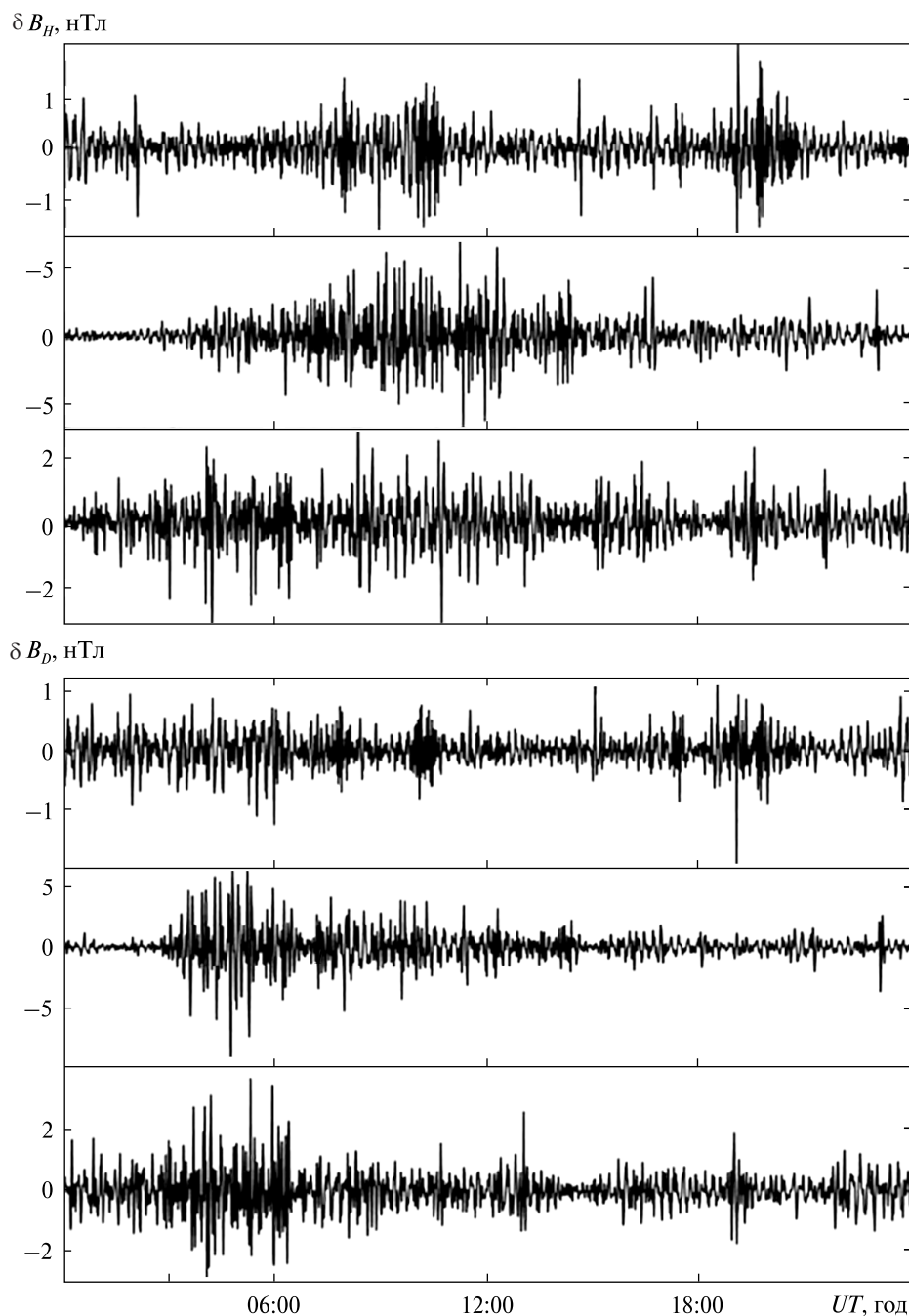


Рис. 4. Часові варіації рівня горизонтальних H - і D -складових геомагнітного поля в діапазоні періодів 100...1000 с 2, 5 і 6 серпня 2019 р. (панелі зверху вниз)

розташована на території Китаю. Довжина радіотраси уздовж земної поверхні $R \approx 1875$ км. До 06:00 радіостанція не випромінювала. Часові залежності доплерівських спектрів, іменованих

доплерограмами, і амплітуди сигналу для дня з магнітною бурею (5 серпня 2019 р.) і двох контрольних днів (2 і 6 серпня 2019 р.) наведено на рис. 6. Видно, що 2, 5 і 6 серпня 2019 р. доплерів-

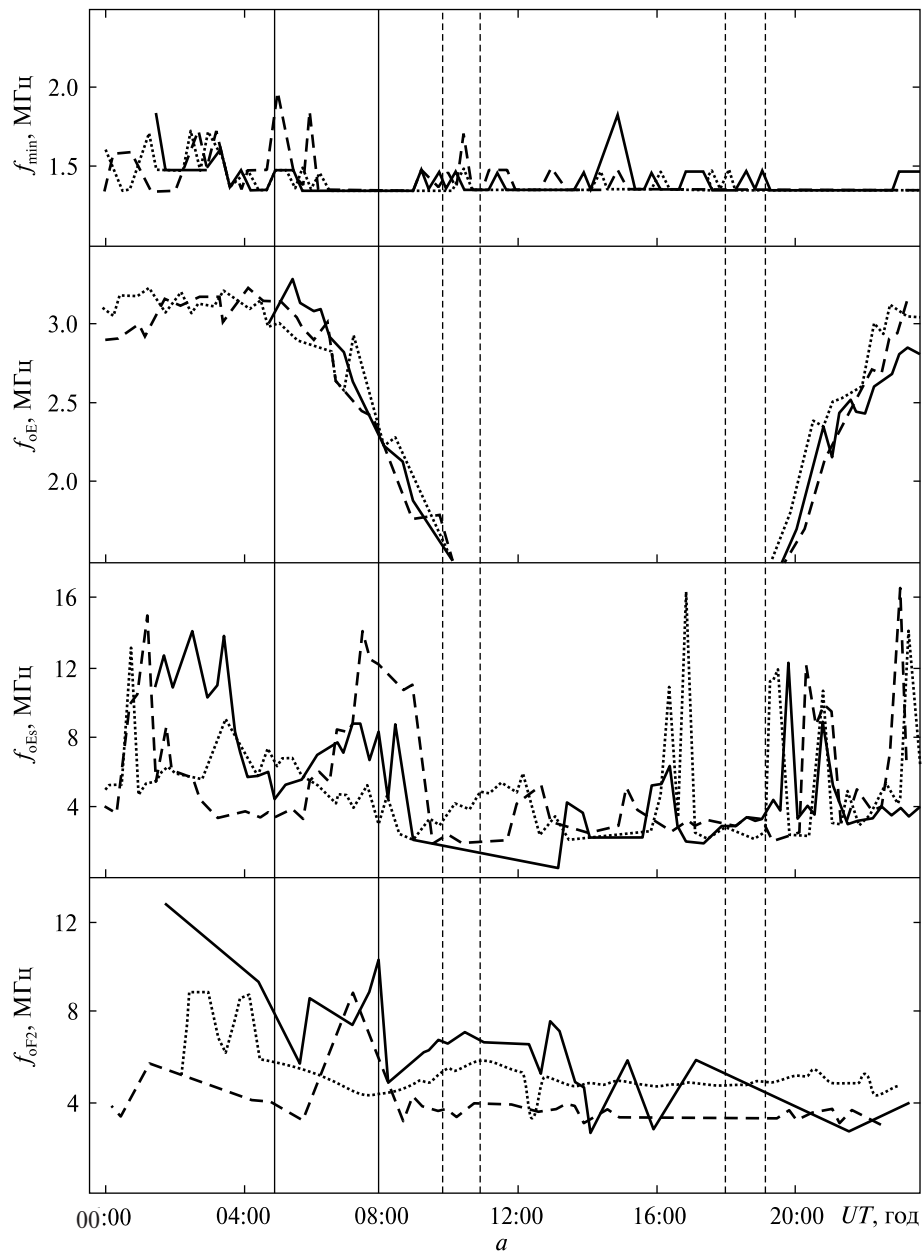


Рис. 5. Часові залежності f_{\min} , f_{oE} , f_{oEs} і f_{oF2} (а) і діючих висот (б) для 2 (точки), 5 (суцільна лінія) і 6 (штрихи) серпня 2019 р. Суцільними вертикальними лініями показано інтервал часу, що відповідає головній фазі магнітної бурі, а штриховими лініями — моменти часу заходу і сходу Сонця на рівні Землі і на висоті 100 км (див. також с. 53)

ські спектри були переважно дифузними. У день бурі дифузність істотно посилилася. Значні зміни характеру доплерівських спектрів спостерігалися в околі вечірнього сонячного термінатора (з 10:00 до 14:00), а також з 14:00 і до 20:00. Доплерівські спектри займали діапазон від -2.5 до

$2...2.5$ Гц. Протягом бурі доплерівське зміщення частоти $f_D(t)$ основної моди флукутувало в основному у межах від -0.5 до 0.5 Гц.

В інтервалі часу 06:20...09:20 5 серпня 2019 р. спостерігалися значні (до 10 дБВ) варіації амплітуди $A(t)$ сигналу, відсутні в контрольні дні.

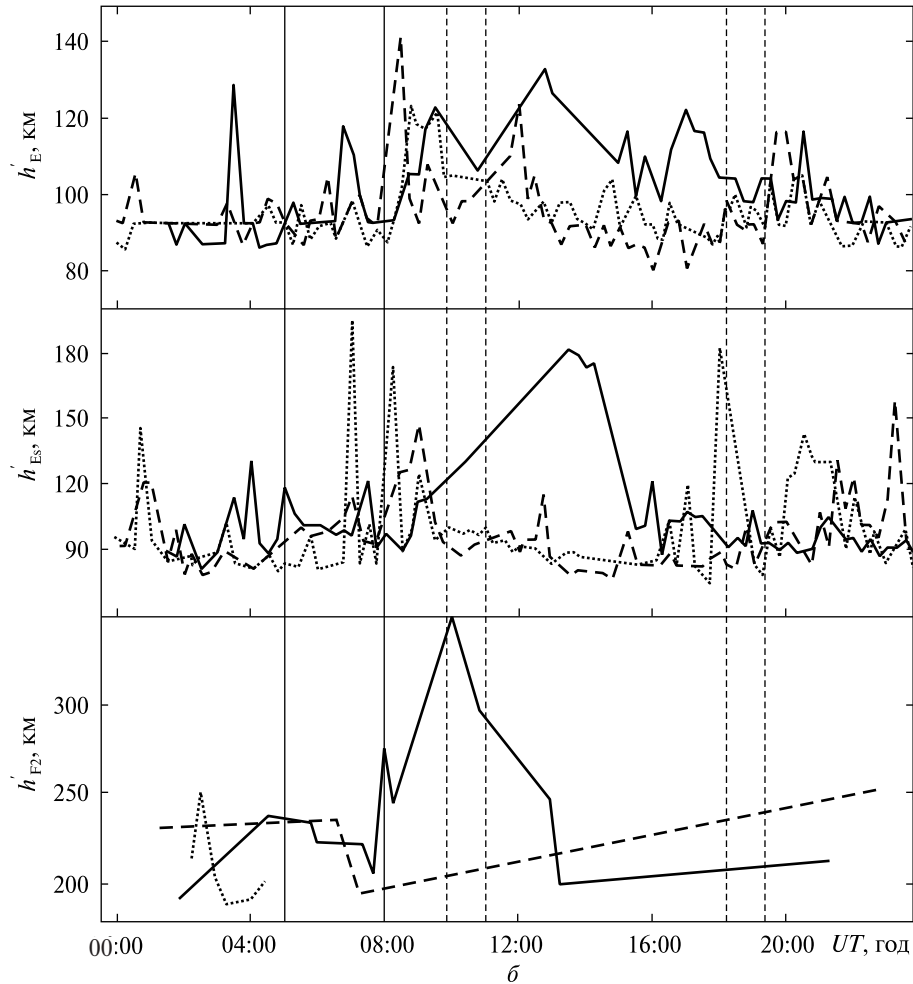


Рис. 5. Закінчення

Радіостанція Hwaseong — Harbin. Радіостанція, що працює на частоті 6015 кГц, дислокована у Південній Кореї ($R \approx 950$ км). Станція була вимкнена в інтервалі часу 00:00...03:30. 2 серпня 2019 р. доплерівські спектри були дифузними переважно в околиці вечірнього і ранкового термінаторів (рис. 7). 6 серпня 2019 р. доплерівські спектри були практично одномодовими. 5 серпня 2019 р. дифузність істотно збільшилася в інтервалах часу 07:00...14:00 та 17:00...19:30. Крім того, з 10:00 до 14:00 рееструвалися квазіперіодичні варіації $f_D(t)$ з періодом $T \approx 20$ хв і амплітудою $f_{Da} \approx 0.2$ Гц. З 07:00 до 11:00 5 серпня 2019 р. відзначалися значні (до 15 дБВ) варіації $A(t)$. Варіацій у контрольні дні не було.

Радіостанція Chiba / Nagara — Harbin. Радіопередавальний пристрій, який випромінює на частоті 6055 кГц, перебуває на території Японії ($R \approx 1610$ км). Випромінювання вимикалося з 15:00 до 22:00. 2 серпня 2019 р. в інтервалі часу 06:00...15:00 доплерівські спектри були дифузними (рис. 8). У день іоносферної бурі дифузність помітно посилилася. Приблизно з 09:00 до 15:00 доплерівські спектри займали смугу частот від -1.5 до 1.5 Гц. 6 серпня 2019 р. доплерівські спектри були практично одномодовими. Доплерівське зміщення частоти поблизу вечірнього термінатора змінювалося від -0.5 до 0.5 Гц.

5 серпня 2019 р. з 06:00 до 15:00 варіації $A(t)$ у межах 10 дБВ були квазіперіодичними. Пере-

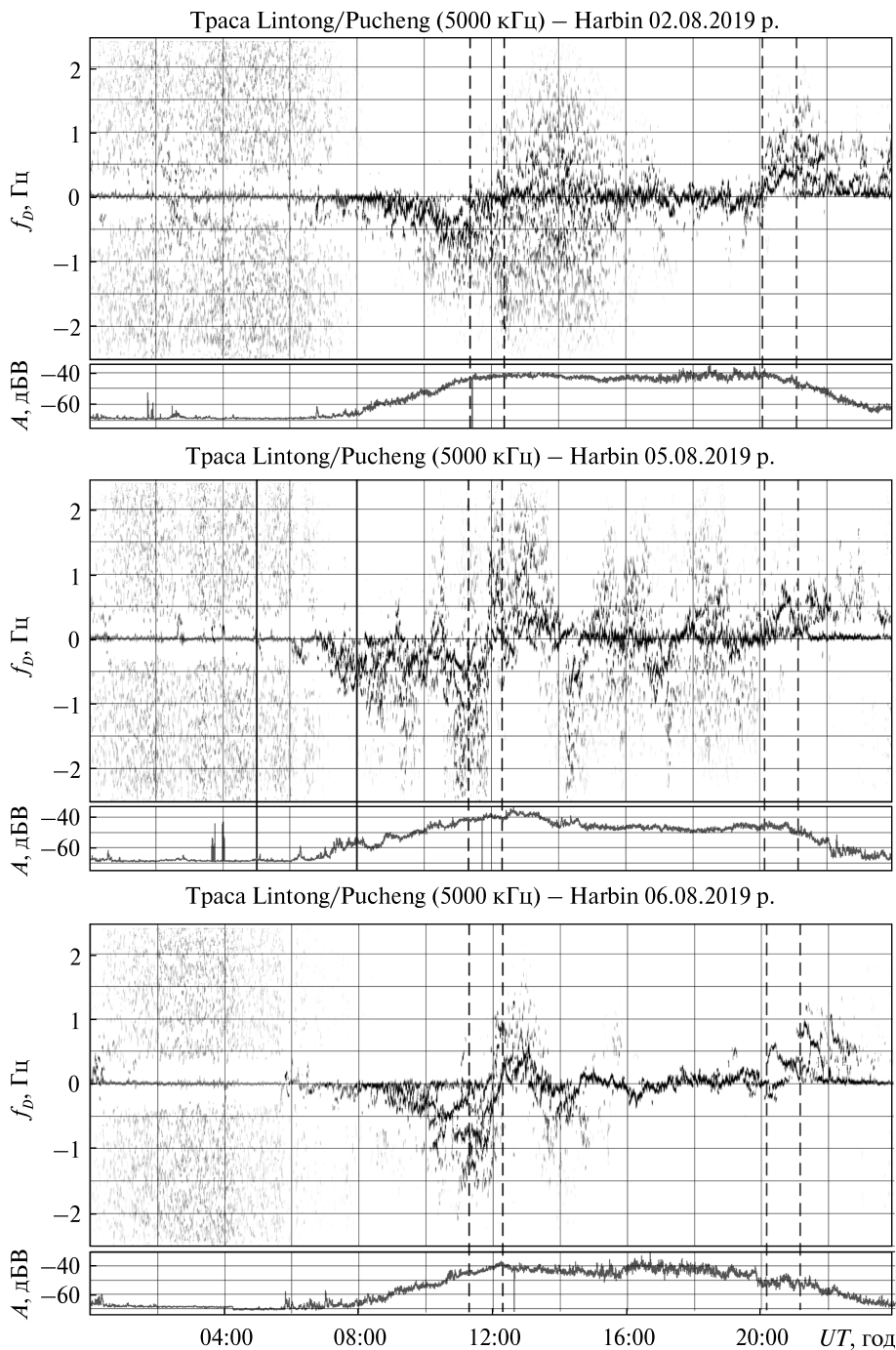


Рис. 6. Часові варіації доплерівських спектрів і амплітуд сигналу на радіотрасі Lintong / Pucheng — Harbin 2, 5 і 6 серпня 2019 р. (панелі зверху вниз). Суцільними вертикальними лініями показано інтервал часу, що відповідає головній фазі магнітної бурі, а штриховими лініями — моменти часу заходу і сходу Сонця на рівні Землі і на висоті 100 км

важали гармоніки з $T \approx 40$ хв. Подібний ефект не спостерігався у контрольні дні.

Радіотраса Beijing — Harbin. Радіостанція, що працює на частоті 6175 кГц, дислокована

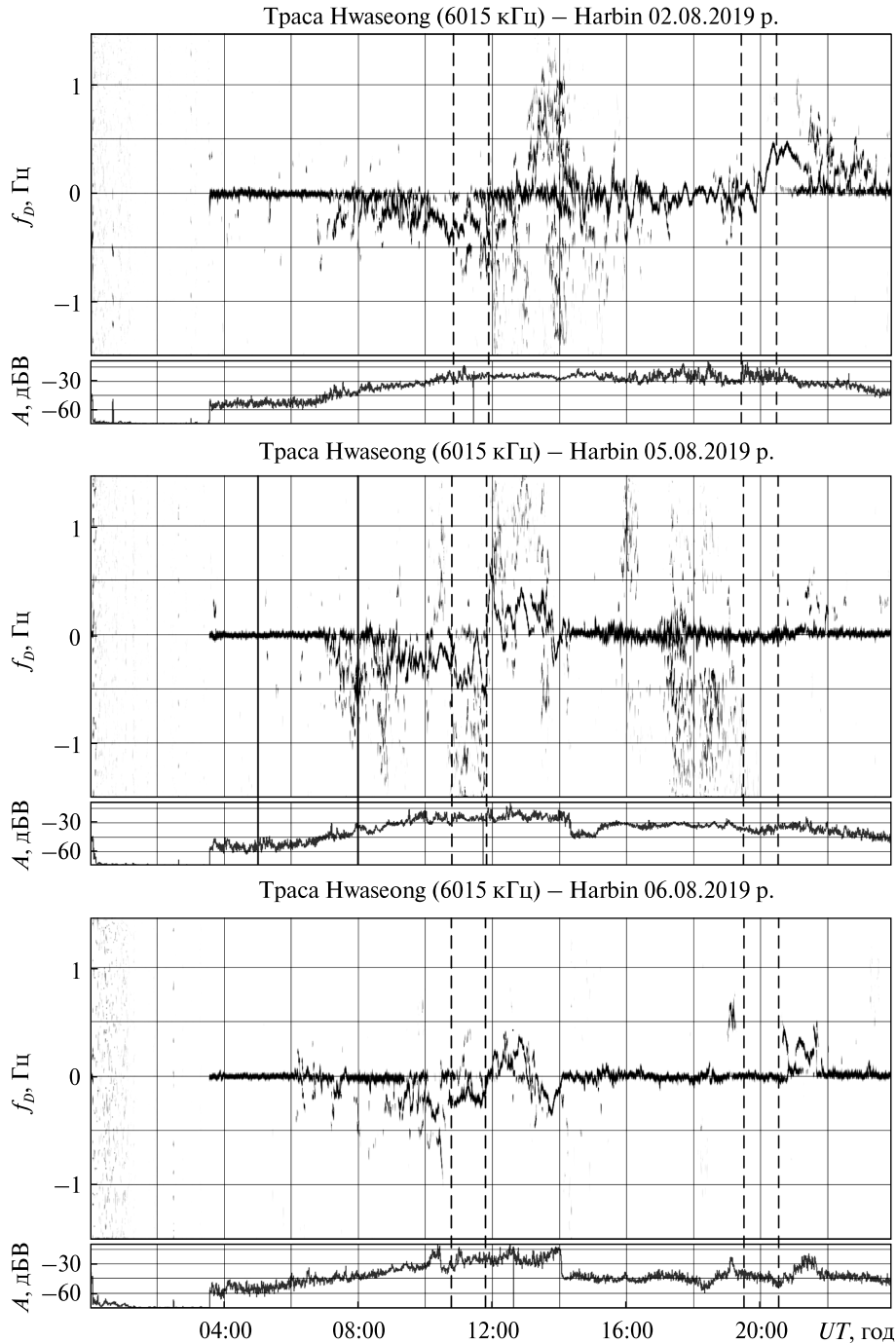


Рис. 7. Те ж, що на рис. 6, для радіотраси Hwaseong — Harbin

на території Китаю ($R \approx 1050$ км). Радіостанція припиняла мовлення з 00:00 до 07:00 і з 18:05 до 20:10. 5 серпня 2019 р., на відміну від контрольних днів, мало місце більше розширення доп-

плерівських спектрів (рис. 9). Крім того, в інтервалі часу 11:00...14:00 величина $f_D(t)$ змінювалася по квазіперіодичному закону з $T \approx 24$ хв, $f_{Da} \approx 0.20...0.25$ Гц і тривалістю $\Delta T \approx 180$ хв.

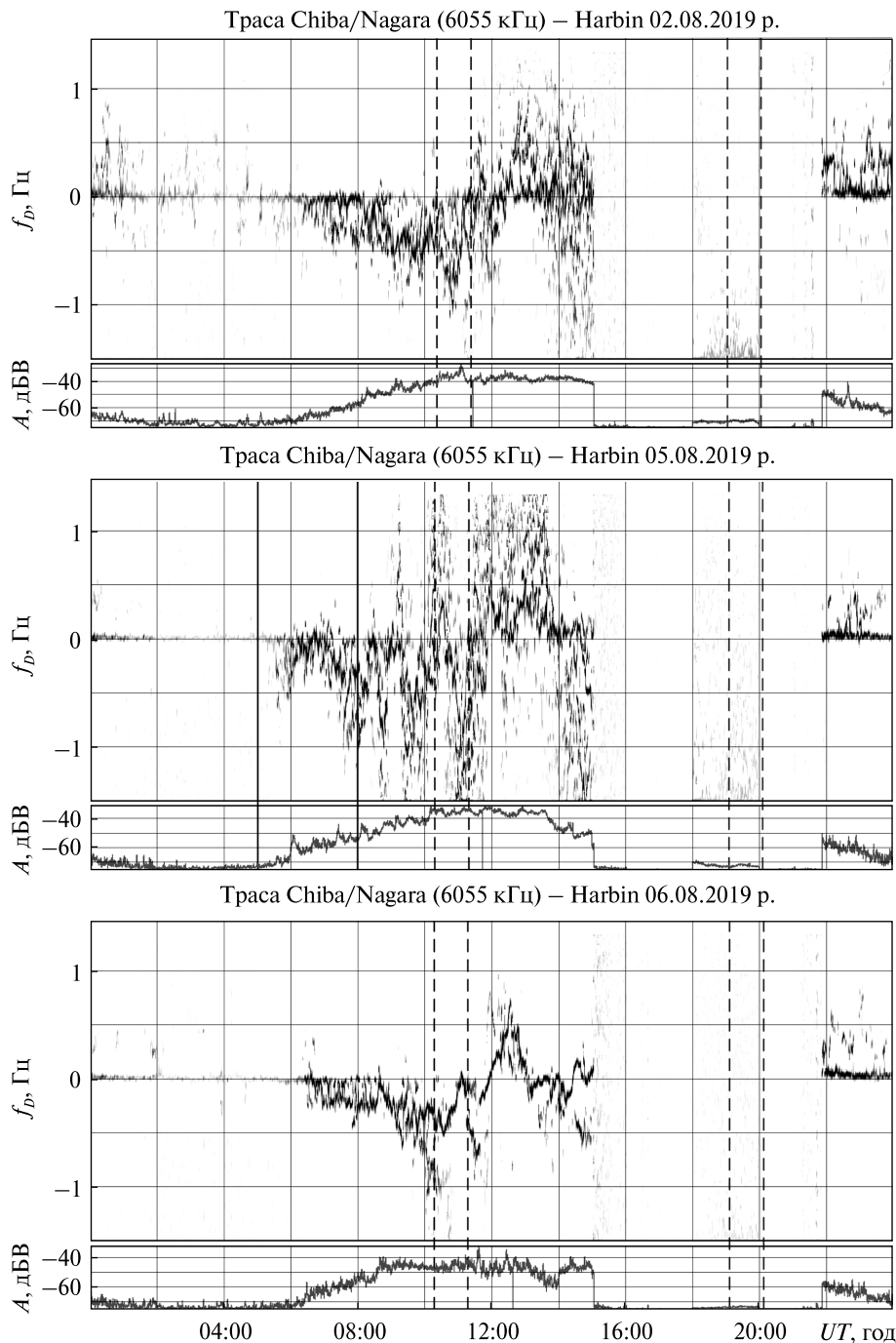


Рис. 8. Те ж, що на рис. 6, для радіотраси Chiba / Nagara — Harbin

Варіації $A(t)$ в день іоносферної бурі і в контрольні дні практично не відрізнялися.

Радіотраса Goyang — Harbin. Радіостанція, що випромінює на частоті 6600 кГц, розташована на

території Кореї ($R \approx 910$ км). Реєстрація сигналу була відсутня з 00:00 до 09:00. У день іоносферної бурі доплерівські спектри помітно відрізнялися від спектрів у контрольні дні (рис. 10). По-

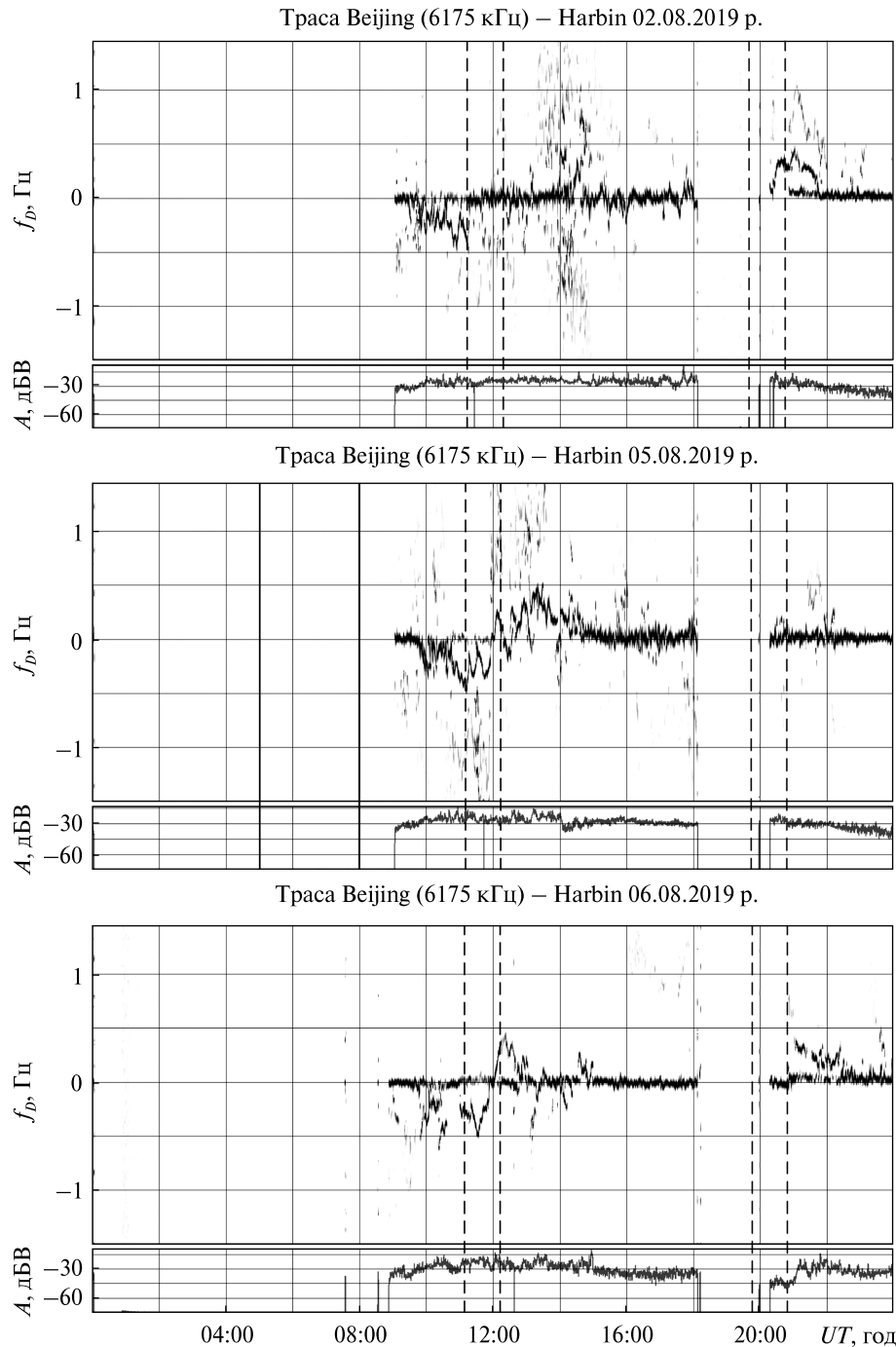


Рис. 9. Те ж, що на рис. 6, для радіотраси Beijing — Harbin

перше, вони були більш дифузними. По-друге, в інтервалі часу 09:00...14:00 варіації $f_D(t)$ були квазіперіодичними з $T \approx 24$ хв і $f_{D\alpha} \approx 0.20 \dots 0.25$ Гц. Їхня тривалість була не меншою за 240 хв.

Відмінностей в характері варіацій $A(t)$ не виявлено.

Радіотраса Ulaanbaatar — Harbin. Радіопередавальний пристрій, що працює на частоті

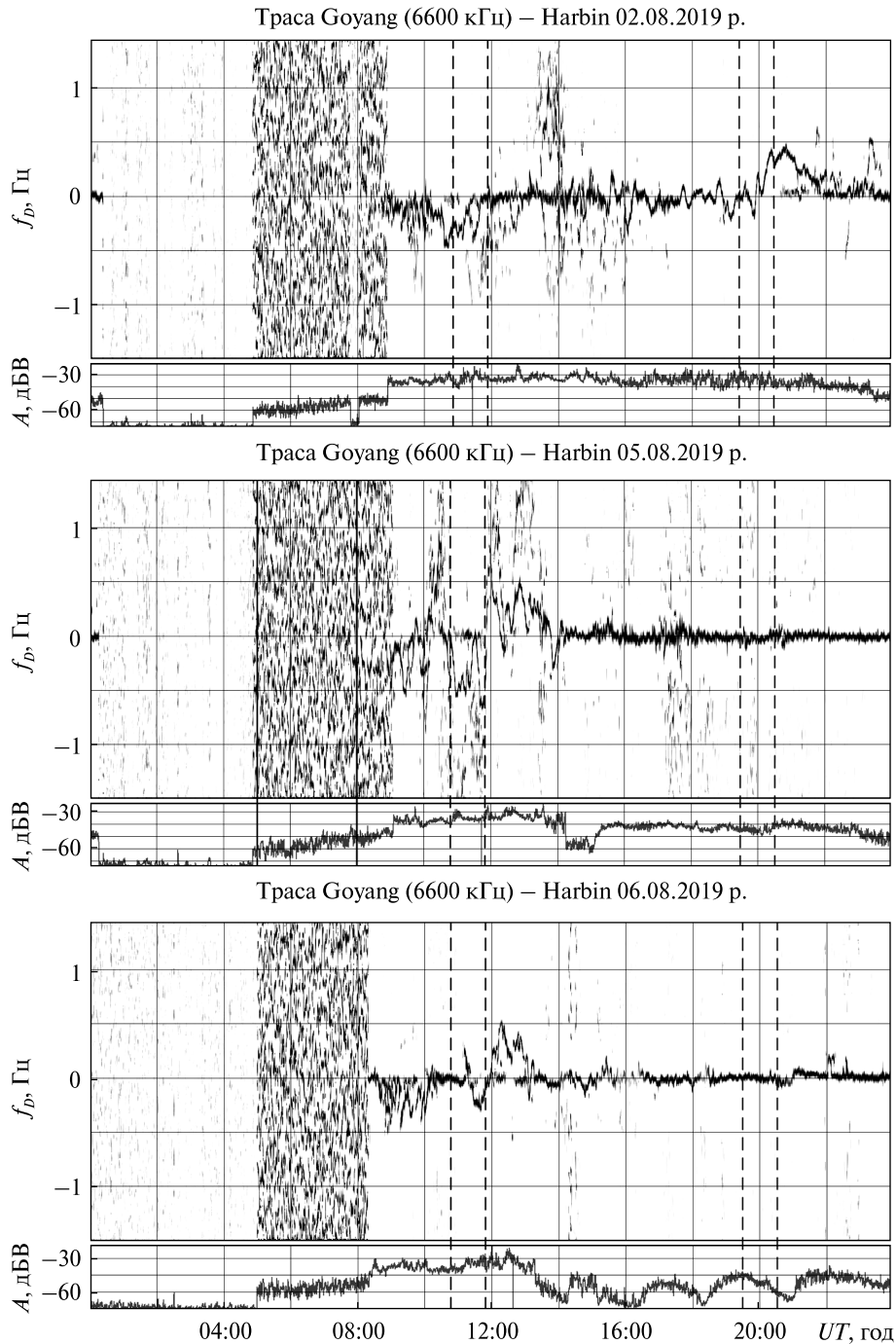


Рис. 10. Те ж, що на рис. 6, для радіотраси Goyang — Harbin

7260 кГц, розташований на території Монголії ($R \approx 1496$ км). Пристрій відключався з 05:00 до 07:00 і з 18:00 до 20:25. 5 серпня 2019 р. поведінка доплерівських спектрів значно відрізнялася

від поведінки спектрів у контрольні дні (рис. 11). Доплерівські спектри були дифузними. Вони займали смугу частот від -1.5 до 1.5 Гц. Крім того, в інтервалі часу 08:00...10:00 відбувалися

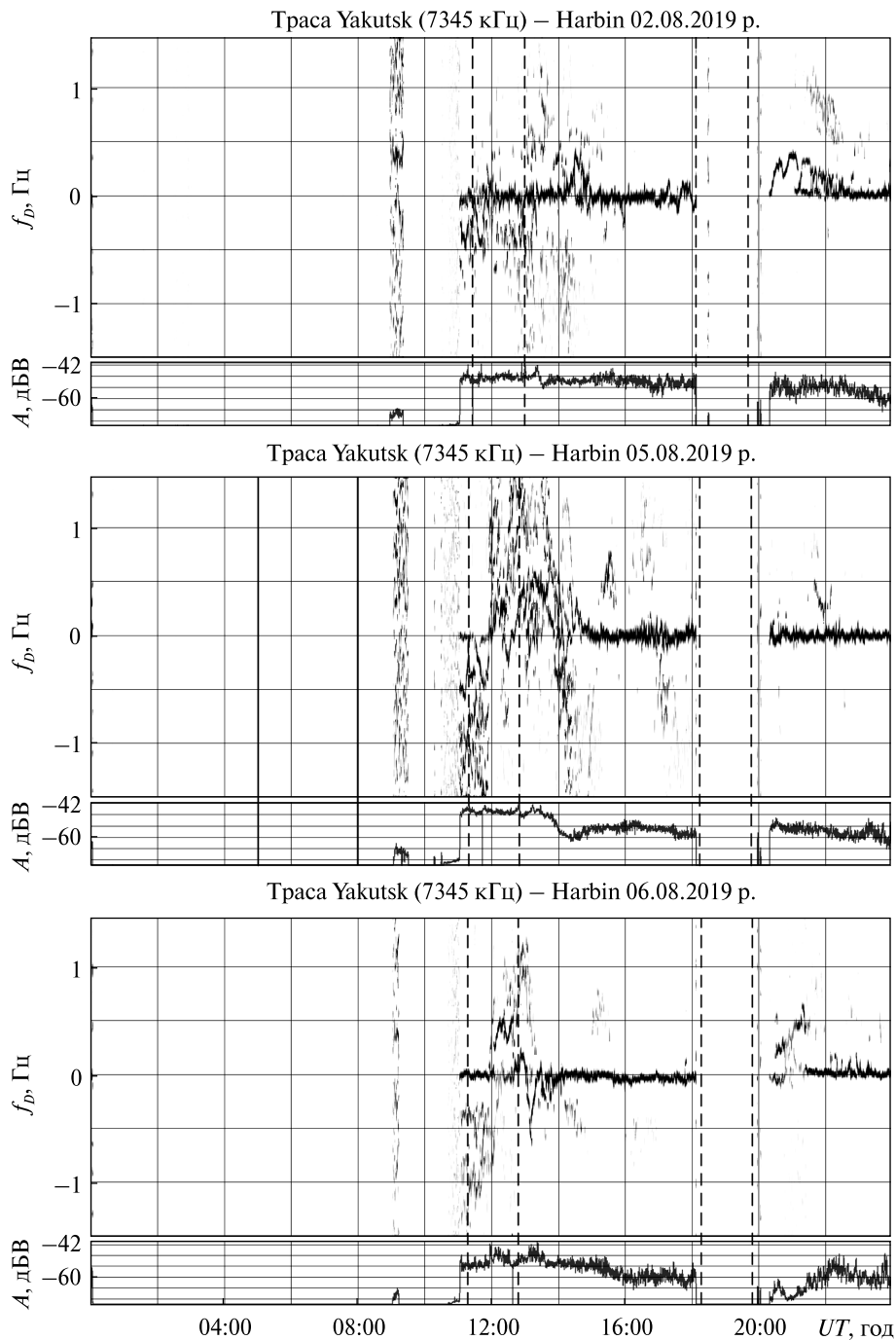


Рис. 12. Те ж, що на рис. 6, для радіотраси Yakutsk — Harbin

в інтервалі часу 11:00...18:05. У день іоносферної бурі доплерівські спектри були більш дифузними, ніж у контрольні дні (рис. 12).

Варіації $A(t)$ 5 серпня 2019 р. досягли 6...12 дБВ.

Радіопаса Shijiazhuang — Harbin. Радіопередавальний пристрій, який випромінює на частоті 9500 кГц, перебуває на території Китаю ($R \approx 1310$ км). У день іоносферної бурі вимикан-

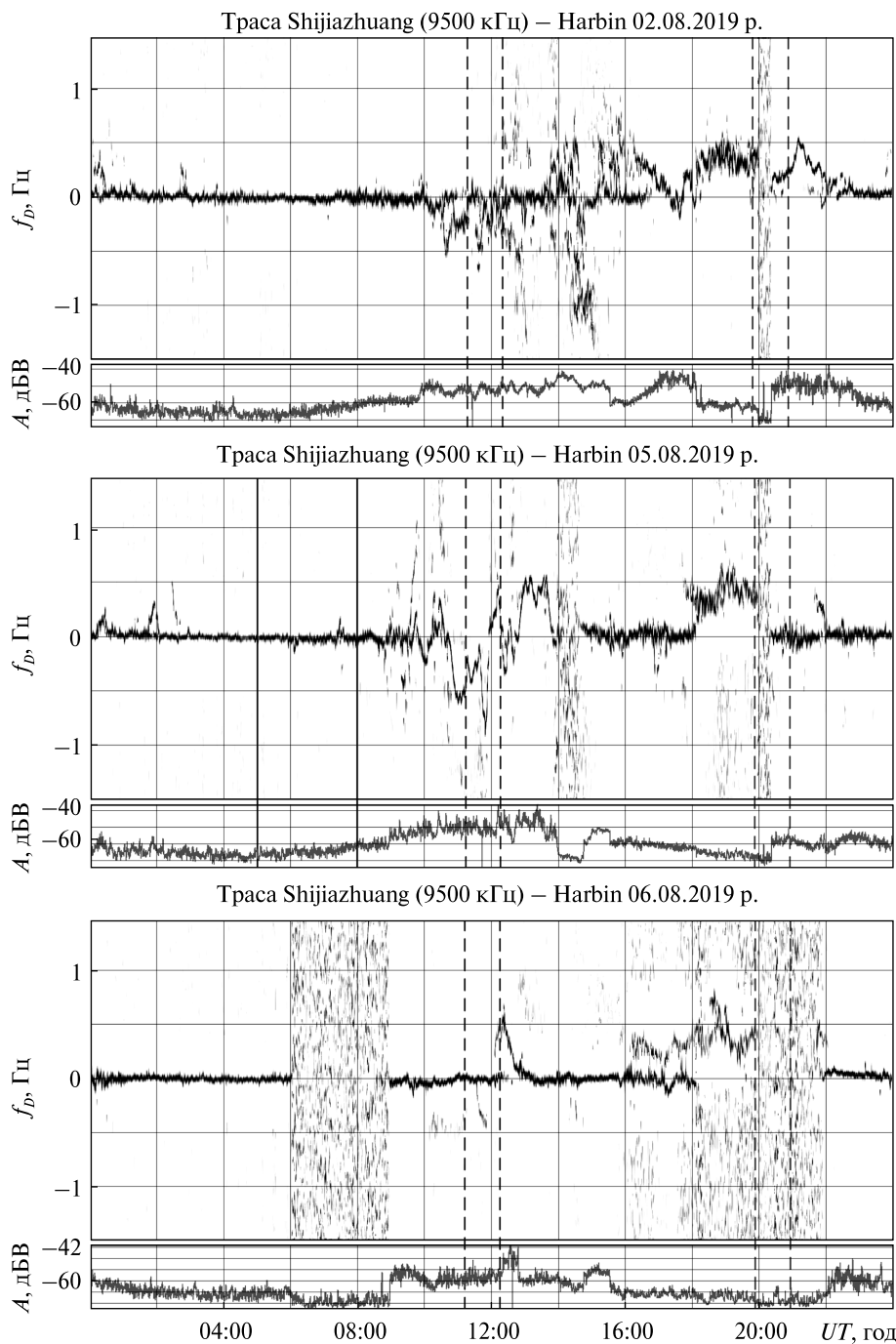


Рис. 13. Те ж, що на рис. 6, для радіотраси Shijiazhuang — Harbin

ня радіосигнального пристрою були нетривалими. Поведінка доплерівських спектрів 5 серпня 2019 р. помітно відрізнялася від поведінки спектрів у контрольні дні (рис. 13). В інтервалі часу

09:00...14:00 відзначалися квазіперіодичні варіації $f_D(t)$ з $T \approx 30$ хв, $f_{D_0} \approx 0.1...0.3$ Гц і $\Delta T \approx 240$ хв.

Варіації $A(t)$ 2, 5 і 6 серпня 2019 р. мало чим відрізнялися.

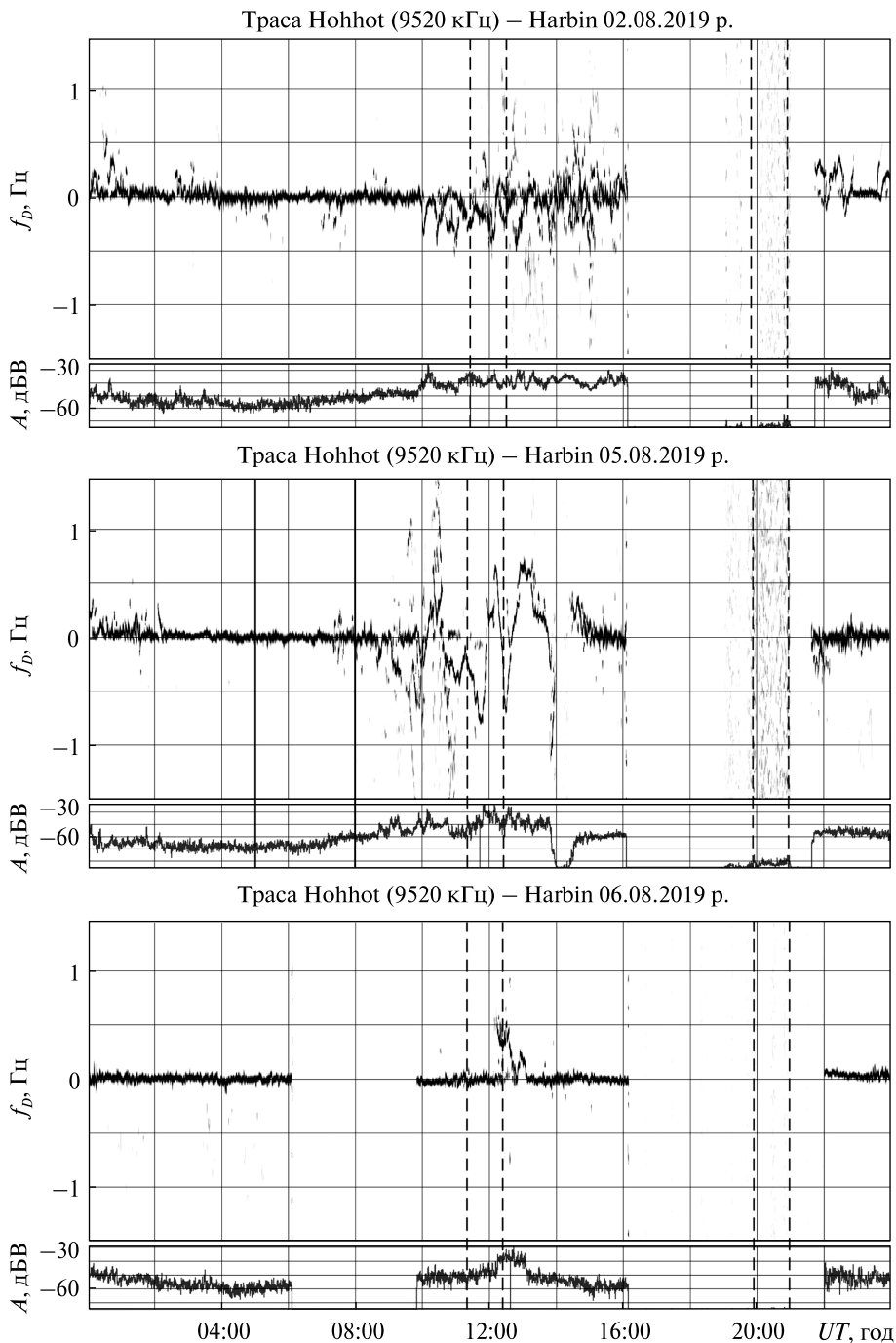


Рис. 14. Те ж, що на рис. 6, для радіотраси Hohhot – Harbin

Радіотраса Hohhot – Harbin. Радіостанція, що випромінює на частоті 9520 кГц, розташована на території Китаю ($R \approx 1340$ км). У день іоносферної бурі станція відключалася з 16:05 до 21:40.

5 серпня 2019 р. варіації доплерівських спектрів значно відрізнялися від варіацій спектрів у контрольні дні (рис. 14). З 10:00 до 14:00 мали місце аномально великі (від -0.7 до 0.7 Гц) квазі-

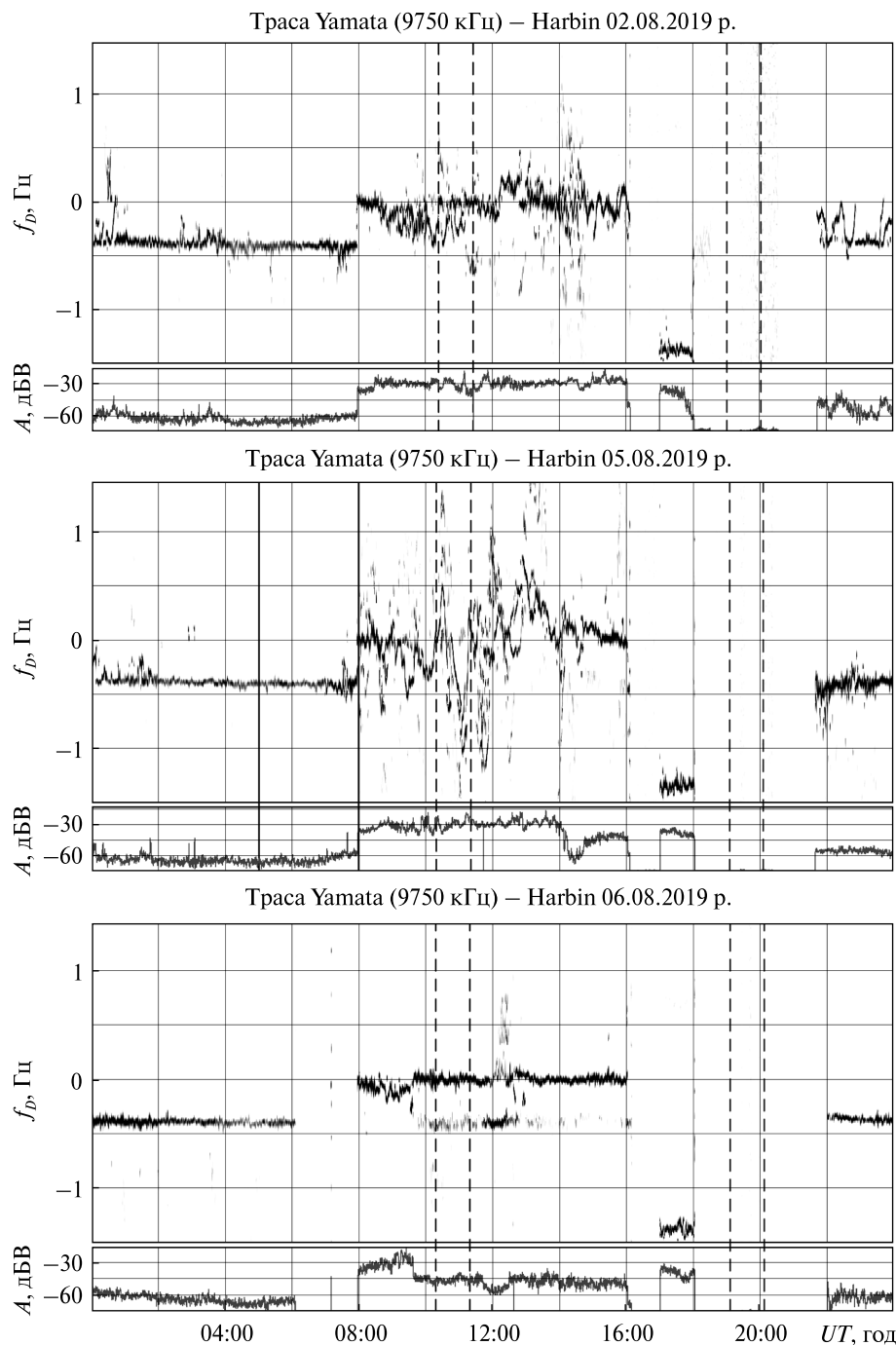


Рис. 15. Те ж, що на рис. 6, для радіотраси Yamata – Harbin

періодичні варіації $f_D(t)$. При цьому $T \approx 40$ хв, а $\Delta T \approx 240$ хв.

Істотної різниці варіацій $A(t)$ 2, 5 і 6 серпня 2019 р. не помічено.

Радіотраса Yamata – Harbin. Радіопередавальний пристрій, який випромінює на частоті 9750 кГц, дислоковано на території Японії ($R \approx 1570$ км). Понад третину доби радіовипромі-

нювання було відсутнє. З 08:00 до 16:00 у контрольну добу доплерівські спектри були практично одномодовими (рис. 15). 6 серпня 2019 р. з 10:00 до 14:00 спостерігалася мода від іншої радіостанції. 5 серпня 2019 р. доплерівські спектри були дифузними. Вони займали смугу частот від -1.5 до 1 Гц.

Поведінка амплітуд 2, 5 і 6 серпня 2019 р. мало відрізнялася.

ОБГОВОРЕННЯ

Геокосмічна буря 5—6 серпня 2019 р. була однією з найпомітніших за інтенсивністю та тривалістю в 2019 р.

Геокосмічна буря призвела до суттєвих збурень геомагнітного поля, які тривали не менше двох діб. Рівень і середнє квадратичне відхилення всіх складових геомагнітного поля помітно збільшилися. Частота флуктуацій значно збільшилася. На порядок збільшився рівень флуктуацій геомагнітного поля в діапазоні періодів $1...1000$ с. Найбільшу амплітуду мали гармоніки з періодом $400...600$ с для D -складової і $700...900$ с для H -складової.

Геокосмічна буря викликала істотні збурення в F -області іоносфери, особливо у період руху по іоносфері сонячного термінатора, практично не зачепивши E -області іоносфери. Ці збурення позначилися на характеристиках радіохвиль у діапазоні частот $5...10$ МГц. На всіх радіотрасах спостерігалася помітне розширення доплерівських спектрів. Це свідчило про посилення плазмової турбулентності в іоносфері та посилення розсіювання радіохвиль, що і призводило до багатопроменевості. Помітно змінювалася поведінка основної моди у відбитому від іоносфери сигналі. На ряді радіотрас спостерігалися квазіперіодичні варіації доплерівського зсуву частоти з періодами від 20 до 40 хв і тривалістю $120...240$ хв. Ці варіації викликані поширенням атмосферних гравітаційних хвиль, які модулюють концентрацію електронів N в іоносфері згідно з періодичним законом. Амплітуду відносних збурень N можна оцінити зі співвідношення [22, 23]

$$\delta_{Na} = \frac{K}{4\pi} \frac{cT}{L} \frac{f_{Da}}{f}, \quad (1)$$

де

$$K = \frac{1 + \sin \theta}{(1 + 2\zeta \operatorname{tg}^2 \theta) \cos \theta}$$

— коефіцієнт, залежний від траєкторії радіохвилі, c — швидкість світла, f_{Da} — амплітуда квазіперіодичного коливання з періодом T , f — частота радіохвилі, $\zeta = z_r / r_0$, $\operatorname{tg} \theta = R / (2z_r)$, $L \approx 2H$, z_r — висота відбиття радіохвилі, $r_0 \approx 6400$ км — радіус Землі, θ — кут падіння радіохвилі на іоносферу, відлічуваний від вертикалі, L — характерний висотний масштаб зміни δ_{Na} , H — висота однорідної атмосфери.

Співвідношення (1) передбачає, що

$$\delta_N(t, z) = \delta_{Na}(z_0) \exp\left(\frac{z - z_0}{2H}\right) \cos \frac{2\pi t}{T}.$$

Тут z_0 — висота початку шару з атмосферною гравітаційною хвилею.

Оцінки за співвідношенням (1), наприклад, для радіотраси Ulaanbaatar — Harbin дають при $2H \approx 30$ км $\delta_{Na} = 10...16$ %, а для радіотраси Shijiazhuang — Harbin при $2H \approx 50$ км — $\delta_{Na} = 3...10$ %. Аномально великі амплітуди коливань N були на радіотрасі Hohhot — Harbin, при цьому $\delta_{Na} = 80...90$ %.

Підтверджено, що геокосмічні бурі супроводжуються посиленням хвильової активності в діапазоні атмосферних гравітаційних хвиль. Ці хвилі генеруються в зоні полярного овалу і поширюються до середніх широт [26, 28, 31].

На більшості радіотрас іоносферна буря не вплинула помітним чином на амплітуду сигналу. Це означає, що нижня іоносфера, яка визначає амплітуду сигналу, протягом даної іоносферної бурі практично не збурювалася.

В цілому іоносферна буря істотно вплинула на ефекти термінатора. Можна стверджувати, що мала місце синергетична взаємодія двох потужних джерел збурення іоносфери.

ОСНОВНІ РЕЗУЛЬТАТИ

1. Збільшення основних параметрів сонячного вітру 5 серпня 2019 р. призвело до геокосмічної бурі, яка спостерігалася в основному 5 і 6 серпня 2019 р.

2. Головна фаза магнітної бурі мала місце 5 серпня 2019 р. з 06:00 до 08:30 УТ. Фаза відновлення тривала не менше 4 діб.

3. Магнітна буря виявлялася в істотних варіаціях всіх складових геомагнітного поля та збільшенні на порядок рівня коливань геомагнітного поля в діапазоні періодів 400...950 с.

4. Протягом іоносферної бурі мали місце значні збурення F-області іоносфери. E-область іоносфери залишалася практично незбуреною.

5. Іоносферна буря істотно вплинула на доплерівські спектри радіохвиль в діапазоні частот 5...10 МГц. Мали місце значне розширення доплерівських спектрів, варіації доплерівського зсуву частоти і його квазіперіодичні зміни з періодом 20...40 хв і тривалістю 120...240 хв.

6. Квазіперіодичні варіації доплерівського зсуву частоти зумовлені квазіперіодичними варіаціями концентрації електронів, амплітуда їхніх відносних збурень змінювалася від 3 до 16 %.

7. На одній з трас амплітуда доплерівського зсуву частоти сягала 0.7 Гц. При цьому величина δ_{Na} могла досягати 80...90 %.

8. Іоносферна буря незначно вплинула на амплітуду сигналу на більшості радіотрас.

У даній публікації використовуються дані, записані в Низькочастотній обсерваторії, що належить Інституту радіоастрономії НАН України, відділу радіофізики геокосмосу, лабораторії електромагнітного оточення Землі. Автори дякують співробітникам обсерваторії за їхню роботу.

Роботу виконано в рамках Договору про співпрацю між Харківським національним університетом імені В. Н. Каразіна та Харбінським інженерним університетом. Робота Л. Ф. Черногора і Y. Liao фінансово підтримана Національним фондом досліджень України, проект 2020.02/0015 «Теоретичні та експериментальні дослідження глобальних збурень природного і техногенного походження в системі Земля — атмосфера — іоносфера». Робота К. П. Гармаша, Л. Ф. Черногора і С. М. Шульги частково підтримувалася в рамках держбюджетної НДР, заданої МОН України, державний номер 0119U002538. Робота Q. Guo, Y. Zheng частково підтримана грантом КНР (номер гранта 2018YFE0206500).

ЛІТЕРАТУРА

1. Владимирский Б. М., Темурьянц Н. А., Мартынюк В. С. *Космическая погода и наша жизнь*. Фрязино: Век 2. 2004. 224 с.
2. Мирошниченко Л. И. Проблема «Солнце—Земля»: современные концепции и физические механизмы. *Космічна наука і технологія*. 2011. 17, № 1. С. 17—22.
3. Мирошниченко Л. И. *Физика Солнца и солнечно-земных связей*: учеб. пособие. М.: Университетская книга. 2011. 174 с.
4. Черногор Л. Ф. Современные методы спектрального анализа квазипериодических и волновых процессов в ионосфере: особенности и результаты экспериментов. *Геомагнетизм и аэрономия*. 2008. 48, № 5. С. 681—702.
5. Черногор Л. Ф., Гармаш К. П., Поднос В. А., Тырнов О. Ф. Радиофизическая обсерватория Харьковского национального университета имени В. Н. Каразина — средство для мониторинга ионосферы в космических экспериментах. *Космический проект «Ионосат-Микро»*. К.: Академперіодика, 2013. С. 160—182.
6. Черногор Л. Ф., Домнин И. Ф. *Физика геокоsmических бурь*: Монография. Х.: ХНУ имени В. Н. Каразина, Институт ионосферы НАН и МОН Украины, 2014. 408 с.
7. Черногор Л. Ф., Гармаш К. П., Guo Qiang, Zheng Yu, Поднос В. А., Розуменко В. Т., Тырнов О. Ф., Цимбал А. М. Когерентный многочастотный многотрасовый комплекс для радиофизического мониторинга динамических процессов в ионосфере. *Вісник Харків. нац. ун-ту імені В. Н. Каразіна. Сер. «Радіофізика та електроніка»*. 2018. 28. С. 88—93.
8. Appleton E., Ingram L. Magnetic storms and upper atmospheric ionization. *Nature*. 1935. 136. P. 548—549.
9. Benestad R. E. *Solar activity and Earth's climate*. Springer-Praxis. 2002. 287 p.
10. Blagoveshchensky D., Sergeeva M. Impact of geomagnetic storm of September 7—8, 2017 on ionosphere and HF propagation: A multi-instrument study. *Adv. Space Res.* 2019. 63, № 1. P. 239—256. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0273117718305787> (дата звернення: 23.12.2019).
11. Blanch E., Altadill D., Boška J., Burešová D., Hernández-Pajares M. November 2003 event: Effects on the Earth's ionosphere observed from ground-based ionosonde and GPS data. *Ann. Geophys.* 23. P. 3027—3034.

12. Borries C., Berdermann J., Jakowski N., Wilken V. Ionospheric storms — A challenge for empirical forecast of the total electron content. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2018. **120**, № 4. P. 3175—3186. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/2015JA020988> (дата звернення: 23.12.2019).
13. Bothmer V., Daglis I. *Space Weather: Physics and Effects*. New York, Springer-Verlag, 2006.
14. Buonsanto M. Ionospheric storms — A review. *Space Sci. Revs.* 1999. **88**, № 3-4. P. 563—601.
15. Carlowicz M. J., Lopez R. E. *Storms from the Sun*. Washington DC: Joseph Henry Press, 2002.
16. Chernogor L. F., Garmash K. P., Guo Q., Rozumenko V. T., Zheng Y. *Physical Effects of the Severe Ionospheric Storm of 26 August 2018*. Fifth UK—Ukraine—Spain Meeting on Solar Physics and Space Science. Programme, Abstracts, information. P. 33.
17. Chernogor L. F., Garmash K. P., Guo Q., Rozumenko V. T., Zheng Y. *Physical Processes Operating in the Ionosphere after the Earthquake of Richter Magnitude 5.9 in Japan on July 7, 2018*. Astronomy and Space Physics in the Kyiv University. Book of Abstracts. International Conference. May 28 — May 31, 2019. P. 87—88.
18. Chernogor L. F., Garmash K. P., Guo Q., Rozumenko V. T., Zheng Y. *Effects of the Severe Ionospheric Storm of 26 August 2018*. Astronomy and Space Physics in the Kyiv University. Book of Abstracts. International Conference. May 28 — May 31, 2019. P. 88—90.
19. Freeman J. W. *Storms in Space*. London, New York: Cambridge University Press, 2001.
20. Fuller-Rowell T. J., Codrescu M. V., Roble R. G., Richmond A. D. *How does the thermosphere and ionosphere react to a geomagnetic storm?* Magnetic Storms. Washington, 1997, P. 203—226. (AGU Monograph. vol. 98). DOI: 10.1029/GM098.
21. Goodman J. M. *Space Weather and Telecommunications*. Springer, 2005.
22. Guo Q., Chernogor L. F., Garmash K. P., Rozumenko V. T., Zheng Y. Dynamical processes in the ionosphere following the moderate earthquake in Japan on 7 July 2018. *J. Atmos. and Solar-Terr. Phys.* 2019. **186**. P. 88—103.
23. Guo Q., Chernogor L. F., Garmash K. P., Rozumenko V. T., Zheng Y. Radio Monitoring of Dynamic Processes in the Ionosphere over China during the Partial Solar Eclipse of 11 August 2018. *Radio Sci.* 2020. **55**, № 2. e2019RS006866.
24. Guo Q., Zheng Y., Chernogor L. F., Garmash K. P., Rozumenko V. T. Passive HF Doppler Radar for Oblique-Incidence Ionospheric Sounding. 2019 IEEE 2nd Ukraine Conference on Electrical and Computer Engineering. Lviv, Ukraine, July 2—6, 2019. P. 88—93.
25. Hafstad L., Tuve M. Further studies of the Kennelly-Heaviside layer by the echo-method. *Proc. Institute of Radio Engineers.* 1929. **17**, № 9. P. 1513—1521.
26. Hajkowicz L. Auroral electrojet effect on the global occurrence pattern of large scale travelling ionospheric disturbances. *Planet. and Space Sci.* 1991. **39**, № 8. P. 1189—1196.
27. Lathuillière C., Menvielle M., Lilensten J., Amari T., Radicella S. M. From the Sun's atmosphere to the Earth's atmosphere: an overview of scientific models available for space weather developments. *Ann. Geophys.* 2002. **20**, № 7. P. 1081—1104.
28. Lei J., Burns A. G., Tsugawa T., Wang W., Solomon S. C., Wiltberger M. Observations and simulations of quasiperiodic ionospheric oscillations and large-scale traveling ionospheric disturbances during the December 2006 geomagnetic storm. *J. Geophys. Res.* 2008. **113**, № A6. A06310. DOI: 10.1029/2008JA013090.
29. Lilensten J., Bornarel J. *Space Weather. Environment and Societies*. Springer, 2006.
30. Liu J., Wang W., Burns A., Yue X., Zhang S., Zhang Y., Huang C. Profiles of ionospheric storm-enhanced density during the 17 March 2015 great storm. *J. Geophys. Res.* 2016. **121**, №1. P. 727—744. DOI: 10.1002/2015JA021832.
31. Lyons L. R., Nishimura Y., Zhang S.-R., Coster A. J., Bhatt A., Kendall E., Deng Y. Identification of auroral zone activity driving largescale traveling ionospheric disturbances. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2019. **124**, № 1. P. 700—714.
32. Matsushita S. A study of the morphology of ionospheric storms. *J. Geophys. Res.* 1959. **64**, № 4. P. 305—321.
33. Mendillo M. Storms in the ionosphere: patterns and processes for total electron content. *Rev. Geophys.* 2006. **44**, № 4. RG4001. DOI: 10.1029/2005RG000193.
34. Mosna Z., Kouba D., Knizova P. K., Buresova D., Chum J., Sindelarova T., Urbar J., Boska J., Saxonbergova — Jankovicova D. Ionospheric storm of September 2017 observed at ionospheric station Pruhonice, the Czech Republic. *Adv. Space Res.* 2020. **65**, № 1. P. 115—128.
35. Pirog O. M., Polekh N. M., Zherebtsov G. A., Smirnov V. F., Shi J., Wang X. Seasonal variations of the ionospheric effects of geomagnetic storms at different latitudes of East Asia. *Adv. Space Res.* 2006. **37**, № 5. P. 1075—1080.
36. Polekh N., Zolotukhina N., Kurkin V., Zherebtsov G., Shi J., Wang G., Wang Z. Dynamics of ionospheric disturbances during the 17—19 March 2015 geomagnetic storm over East Asia. *Adv. Space Res.* 2017. **60**, № 11. P. 2464—2476.
37. Prölss G. W. Ionospheric F-region storms. *Handbook of atmospheric electrodynamics 2*. 1995. P. 195—248.
38. Prölss G. W. Ionospheric F-region Storms: Unsolved Problems. *Characterising the Ionosphere: Meeting Proceedings RTO-MP-IST-056, Paper 10*. Neuilly-sur-Seine, France: RTO, 2006, P. 10-1—10-20. URL: <http://www.rto.nato.int/abstracts.asp> (дата звернення: 23.12.2019).

39. Shpynev B. G., Zolotukhina N. A., Polekh N. M., Ratovsky K. G., Chernigovskaya M. A., Belinskaya A. Yu., Stepanov A. E., Bychkov V. V., Grigorieva S. A., Panchenko V. A., Korenkova N. A., Mielich J. The ionosphere response to severe geomagnetic storm in March 2015 on the base of the data from Eurasian high-middle latitudes ionosonde chain. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 2018. **180**. P. 93—105. DOI: 10.1016/j.jastp.2017.10.014. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S136468261730617X> (дата звернення: 23.12.2019).
40. *Space Weather* (Geophysical Monograph). Eds Song P., Singer H., Siscoe G. Union, Washington, D.C. 2001.
41. Vijaya Lekshmi D., Balan N., Tulasi Ram S., Liu J. Y. Statistics of geomagnetic storms and ionospheric storms at low and mid latitudes in two solar cycles. *J. Geophys. Res.* 2011. **116**, A11328. DOI: 10.1029/2011JA017042.
42. Yakovchouk O. S., Mursula K., Holappa L., Veselovsky I. S., Karinen A. Average properties of geomagnetic storms in 1932—2009. *J. Geophys. Res.* 2012. **117**, № A3. DOI: 10.1029/2011JA017093.
43. Yamauchi M., Sergienko T., Enell C.-F., Schillings A., Slapak R., Johnsen M. G., Tjuln A., Nilsson H. Ionospheric response observed by EISCAT during the 6—8 September 2017 space weather event: Overview. *Space Weather*. 2018. **16**, № 9. P. 1437—1450. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2018SW001937> (дата звернення: 23.12.2019).
44. Zolotukhina N. A., Kurkin V. I., Polekh N. M. Ionospheric disturbances over East Asia during intense December magnetic storms of 2006 and 2015: similarities and differences. *Solar-Terr. Phys.* 2018. **4**, №3. P. 28—42.

Стаття надійшла до редакції 23.12.2019

REFERENCES

1. Vladimírsky B. M., Temuryants N. A., Martinuk V. S. (2004). *Cosmic Weather and our life*. Fryazino [in Russian].
2. Miroshnichenko L. I. (2011). The Sun — Earth Problem: Modern Concepts and Physical Mechanisms. *Space Sci. and Technology*, **17**(1), 17—22 [in Russian].
3. Miroshnichenko L. I. (2011). *Physics of the Sun and solar-terrestrial relations*. Moscow: Universitetskaya Kniga Publ. [in Russian].
4. Chernogor L. F. (2008). Advanced methods of spectral analysis of quasiperiodic wave-like processes in the ionosphere: Specific features and experimental results. *Geomagnetism and Aeronomy*, **48**(5), 652—673.
5. Chernogor L. F., Garmash K. P., Podnos V. A., Tyrnov O. F. (2013). The V. N. Karazin Kharkiv National University Radio physical Observatory — the tool for ionosphere monitoring in space experiments. Space Project “Ionosat-Micro”. Eds. S. A. Zasukha, O. P. Fedorov. Kyiv: Akadempriodika Publ., 160—182 [in Russian].
6. Chernogor L. F., Garmash K. P., Guo Qiang, Zheng Yu, Podnos V. A., Rozumenko V. T., Tyrnov O. F., Tsymbal A. M. (2018). The coherent multi-frequency multipath radio diagnostic system for radiophysical monitoring of dynamic processes at ionosphere. *Bull. V. N. Karazin Kharkiv national university. Radio Physics and Electronics*, **28**, 88—93 [in Russian].
7. Chernogor L. F., Domnin I. F. (2014). *Physics of geocosmic storms*. Kharkiv: V. N. Karazin Kharkiv Nat. Univ. Publ. [in Russian].
8. Appleton E., Ingram L. (1935). Magnetic storms and upper atmospheric ionization. *Nature*, **136**, 548—549.
9. Benestad R. E. (2002). *Solar activity and Earth's climate*. Springer-Praxis.
10. Blagoveshchensky D., Sergeeva M. (2019). Impact of geomagnetic storm of September 7—8, 2017 on ionosphere and HF propagation: A multi-instrument study. *Adv. in Space Res.*, **63**(1), 239—256. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0273117718305787> (Last accessed 23.12.2019).
11. Blanch E., Altadill D., Boška J., Burešová D., Hernández-Pajares M. (2005). November 2003 event: Effects on the Earth's ionosphere observed from ground-based ionosonde and GPS data. *Ann. Geophys.*, **23**, 3027—3034.
12. Borries C., Berdermann J., Jakowski N., Wilken V. (2018). Ionospheric storms — A challenge for empirical forecast of the total electron content. *J. Geophys. Res.: Space Phys.*, **120**(4), 3175—3186. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/2015JA020988> (Last accessed 23.12.2019).
13. Bothmer V., Daglis I. (2006). *Space Weather: Physics and Effects*. New York: Springer-Verlag.
14. Buonsanto M. (1999). Ionospheric storms — A review. *Space Sci. Revs.*, **88**(3-4), 563—601.
15. Carlowicz M. J., Lopez R. E. (2002). *Storms from the Sun*. Washington D C: Joseph Henry Press.
16. Chernogor L. F., Garmash K. P., Guo Q., Rozumenko V. T., Zheng Y. (2019). Physical Effects of the Severe Ionospheric Storm of 26 August 2018. *Fifth UK—Ukraine—Spain Meeting on Solar Physics and Space Science. Programme, Abstracts, information*, 33.
17. Chernogor L. F., Garmash K. P., Guo Q., Rozumenko V. T., Zheng Y. (2019). Physical Processes Operating in the Ionosphere after the Earthquake of Richter Magnitude 5.9 in Japan on July 7, 2018. *Astronomy and Space Physics in the Kyiv University. Book of Abstracts. International Conference. May 28 — May 31, 2019*, 87—88.

18. Chernogor L. F., Garmash K. P., Guo Q., Rozumenko V. T., Zheng Y. (2019). *Effects of the Severe Ionospheric Storm of 26 August 2018*. Astronomy and Space Physics in the Kyiv University. Book of Abstracts. International Conference. May 28 – May 31, 2019, 88–90.
19. Freeman J. W. (2001). *Storms in Space*. London, New York: Cambridge Univ. Press.
20. Fuller-Rowell T. J., Codrescu M. V., Roble R. G., Richmond A. D. (1997). *How does the thermosphere and ionosphere react to a geomagnetic storm?* Magnetic Storms. Washington, 203–226 (AGU Monograph., vol. 98). DOI: 10.1029/GM098.
21. Goodman J. M. (2005). *Space Weather and Telecommunications*. Springer.
22. Guo Q., Chernogor L. F., Garmash K. P., Rozumenko V. T., Zheng Y. (2019). Dynamical processes in the ionosphere following the moderate earthquake in Japan on 7 July 2018. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, **186**, 88–103.
23. Guo Q., Chernogor L. F., Garmash K. P., Rozumenko V. T., Zheng Y. (2020). Radio Monitoring of Dynamic Processes in the Ionosphere over China during the Partial Solar Eclipse of 11 August 2018. *Radio Sci.*, **55**(2), e2019RS006866..
24. Guo Q., Zheng Y., Chernogor L. F., Garmash K. P., Rozumenko V. T. (2019). *Passive HF Doppler Radar for Oblique-Incidence Ionospheric Sounding*. IEEE 2nd Ukraine Conference on Electrical and Computer Engineering. Lviv, Ukraine, July 2–6, 2019, 88–93.
25. Hafstad L., Tuve M. (1929). Further studies of the Kennelly-Heaviside layer by the echo-method. *Proc. the Institute of Radio Engineers*, **17**(9), 1513–1521.
26. Hajkowicz L. (1991). Auroral electrojet effect on the global occurrence pattern of large scale travelling ionospheric disturbances. *Planet. and Space Sci.*, **39**(8), 1189–1196.
27. Lathuillière C., Menvielle M., Lilensten J., Amari T., Radicella S. M. (2002). From the Sun's atmosphere to the Earth's atmosphere: an overview of scientific models available for space weather developments. *Ann. Geophys.*, **20**(7), 1081–1104.
28. Lei J., Burns A.G., Tsugawa T., Wang W., Solomon S.C., Wiltberger M. (2008). Observations and simulations of quasiperiodic ionospheric oscillations and large-scale traveling ionospheric disturbances during the December 2006 geomagnetic storm. *J. Geophys. Res.*, **113**(A6), A06310. DOI: 10.1029/2008JA013090.
29. Lilensten J., Bornarel J. (2005). *Space Weather, Environment and Societies*. Berlin/New York: Springer.
30. Liu J., Wang W., Burns A., Yue X., Zhang S., Zhang Y., Huang C. (2016). Profiles of ionospheric storm-enhanced density during the 17 March 2015 great storm. *J. Geophys. Res.*, **121**(1), 727–744. DOI: 10.1002/2015JA021832.
31. Lyons L. R., Nishimura Y., Zhang S.-R., Coster A. J., Bhatt A., Kendall E., Deng Y. (2019). Identification of auroral zone activity driving largescale traveling ionospheric disturbances. *J. Geophys. Res.: Space Phys.*, **124**(1), 700–714.
32. Matsushita S. (1959). A study of the morphology of ionospheric storms. *J. Geophys. Res.*, **64**(4), 305–321.
33. Mendillo M. (2006). Storms in the ionosphere: patterns and processes for total electron content. *Rev. Geophys.*, **44**(4), RG4001. DOI: 10.1029/2005RG000193.
34. Mosna Z., Kouba D., Knizova P. K., Buresova D., Chum J., Sindelarova T., Urbar J., Boska J., Saxonbergova-Jankovicova D. (2020). Ionospheric storm of September 2017 observed at ionospheric station Pruhonice, the Czech Republic. *Adv. Space Res.*, **65**(1), 115–128.
35. Pirog O.M., Polekh N.M., Zherebtsov G.A., Smirnov V.F., Shi J., Wang X. (2006). Seasonal variations of the ionospheric effects of geomagnetic storms at different latitudes of East Asia. *Adv. Space Res.*, **37**(5), 1075–1080.
36. Polekh N., Zolotukhina N., Kurkin V., Zherebtsov G., Shi J., Wang G., Wang Z. (2017). Dynamics of ionospheric disturbances during the 17–19 March 2015 geomagnetic storm over East Asia. *Adv. Space Res.*, **60**(11), 2464–2476.
37. Prölss G. W. (1995). *Ionospheric F-region storms*. Handbook of atmospheric electrodynamics. 2, 195–248.
38. Prölss G. W. (2006). Ionospheric F-region Storms: Unsolved Problems. Characterising the Ionosphere: *Meeting Proceedings RTO-MP-IST-056, Paper 10*. Neuilly-sur-Seine, France: RTO, 2006, 10-1–10-20. URL: <http://www.rto.nato.int/abstracts.asp> (Last accessed 23.12.2019).
39. Shpynev B. G., Zolotukhina N. A., Polekh N. M., Ratovsky K. G., Chernigovskaya M. A., Belinskaya A. Yu., Stepanov A. E., Bychkov V. V., Grigorieva S. A., Panchenko V. A., Korenkova N. A., Mielich J. (2018). The ionosphere response to severe geomagnetic storm in March 2015 on the base of the data from Eurasian high-middle latitudes ionosonde chain. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, **180**, 93–105. DOI: 10.1016/j.jastp.2017.10.014. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S136468261730617X> (Last accessed 23.12.2019).
40. Song P., Singer H., Siscoe G. (Eds). (2001). *Space Weather (Geophysical Monograph)*. Union, Washington, D. C.
41. Vijaya Lekshmi D., Balan N., Tulasi Ram S., Liu J. Y. (2011). Statistics of geomagnetic storms and ionospheric storms at low and mid latitudes in two solar cycles. *J. Geophys. Res.*, **116**, A11328. DOI: 10.1029/2011JA017042.
42. Yakovchouk O. S., Mursula K., Holappa L., Veselovsky I. S., Karinen A. (2012). Average properties of geomagnetic storms in 1932–2009. *J. Geophys. Res.*, **117**(A3). DOI: 10.1029/2011JA017093.
43. Yamauchi M., Sergienko T., Enell C.-F., Schillings A., Slapak R., Johnsen M. G., Tjulín A., Nilsson H. (2018). Ionospheric response observed by EISCAT during the 6–8 September 2017 space weather event: Overview. *Space Weather*, **16**(9), 1437–1450. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2018SW001937> (Last accessed 23.12.2019).

44. Zolotukhina N. A., Kurkin V. I., Polekh N. M. (2018). Ionospheric disturbances over East Asia during intense December magnetic storms of 2006 and 2015: similarities and differences. *Solar-Terr. Phys.*, **4**(3), 28—42.

Received 23.12.2019

Y. Luo¹, Postgraduate at the Department of the Theoretic Radiophysics

Q. Guo², Ph. D., Professor

Y. Zheng³, Ph. D., Professor

K. P. Garmash¹, Senior Researcher at the Department of Space Radiophysics, Ph. D. in Phys. & Math.

L. F. Chernogor¹, Head of the Dреpartment of Space Radiophysics, Dr. Sci. in Phys. & Math., Professor

S. M. Shulga¹, The Dean of the School of Radiophysics, Biomedical Electronics and Computer Systems, Dr. Sci. in Phys. & Math., Professor

¹ V. N. Karazin National University of Kharkiv

4 Svobody Square, Kharkiv, 61022 Ukraine

² Harbin Engineering University

145-1 Nantong Str., Nangang District, Harbin, Heilongjiang Province, 150001 China

³ Qingdao University

308 Ning Xia Lu, Laoshan District, Qingdao, Shandong, 266071 China

GEOSPACE STORM EFFECTS ON AUGUST 5—6, 2019

Geospace storms are the synergistically interacting magnetic storms, ionospheric storms, atmospheric storms, and the storms in an electric field of magnetospheric, ionospheric, and atmospheric origins. Geospace storms are very diverse, and no two of them behave exactly the same. Therefore, studying the effects of each new storm becomes an urgent task for us. Such research will reveal both the general laws and individual characteristics of storm processes.

The purpose of this paper is to present general information about the geospace storm, the results of the analysis of features of magnetic and ionospheric storms.

To analyze the magnetic environment, we used the measurement results of magnetic field fluctuations in the range from 1 s to 1000 s, performed at the Magnetometric Observatory of V. N. Karazin Kharkiv National University, and variations of three components of the geomagnetic field, performed at the Low-frequency observatory of the IRA NASU. We analyzed the ionospheric environment using multi-frequency multi-path measurements performed at Harbin Engineering University (China) and also the data of ionosonde. The main results of the work are as follows. An increase in the main parameters of the solar wind on August 5, 2019, led to a geospace storm, which was mainly observed on August 5 and 6, 2019. The main phase of the magnetic storm took place on August 5, 2019, from 06:00 a. m. to 08:30 a. m. The recovery phase lasted at no less than 4 days. The magnetic storm shows significant variations of all components of the geomagnetic field, and there is an increase by order of magnitude of the oscillations' level of the geomagnetic field in the range from 400 s to 950 s. During the ionospheric storm, significant disturbances occurred in the F-region of the ionosphere. The E-region of the ionosphere remained weakly perturbed. The ionospheric storm has severely affected the Doppler spectra of radio waves in the 5—10 MHz frequency range. The Doppler spectra are significantly broadened, and the Doppler frequency shift and its quasi-periodic change with a period of 20—40 minutes and a duration of 120—240 minutes have taken place. The quasi-periodic variations of the Doppler frequency shift are due to quasi-periodic variations in the electron density, and the amplitude of their relative perturbations varied from 3 % to 16 %. On one of these paths, the amplitude of the Doppler frequency shift reached 0.7 Hz. And in this case, the amplitude of the relative perturbations of the electron concentration could reach 80—90 %. In addition, the ionospheric storm little affected the signal amplitude on most radio paths.

Keywords: geospace storm, magnetic storm, ionospheric storm, ionosphere oblique-incidence system, Doppler spectra, Doppler frequency shift, quasi-periodic variations, electron density.

<https://doi.org/10.15407/knit2021.02.070>

УДК 536.2.075:620.2

А. Г. КОСТОРНОВ, гол. наук. співроб., д-р техн. наук

А. А. ШАПОВАЛ, старш. наук. співроб., канд. техн. наук

E-mail: ash48@ukr.net

І. В. ШАПОВАЛ, наук. співроб.

Інститут проблем матеріалознавства ім. І. М. Францевича Національної академії наук України
вул. Кржижановського 3, Київ, Україна, 03142

КАРКАСНА ТЕПЛОПРОВІДНІСТЬ ПОРИСТИХ МЕТАЛЕВИХ МАТЕРІАЛІВ

Досліджено вплив фізичних характеристик і параметрів металевих волокнистих матеріалів на їхню теплопровідність. Такі пористі матеріали призначені, зокрема, для ефективного застосування у двофазних теплопередавальних пристроях (теплових трубах). Застосування теплових труб у авіаційних і космічних апаратах забезпечує ряд теплофізичних переваг. Наприклад, теплові труби суттєво розширюють можливість повітряного охолодження теплонавантажених технічних пристроїв. Теплопровідність капілярно-пористих матеріалів-структур, які є важливими елементами теплових труб, істотно впливає на інтенсивність двофазного теплообміну всередині теплових труб. Каркасна теплопровідність є еквівалентом теплопровідності матеріалів, таких, зокрема, які є умовно суцільними середовищами. Дослідження впливу структурних характеристик пористих матеріалів, таких як пористість і розміри дискретних часток-волоконцець (фракцій досліджуваних матеріалів), виконано з використанням спеціального експериментального обладнання, розробленого і створеного в Інституті проблем матеріалознавства ім. І. М. Францевича НАН України. Пористі металеві структури (покриття), виготовлені з мідних, нікелевих і сталевих волокон (МВМ), досліджено в умовах, аналогічних щодо умов функціонування теплових труб космічного призначення. Значення пористості дослідних зразків матеріалів змінювалися від 40 до 93 %.

Результати досліджень показали, що на значення теплопровідності пористих матеріалів істотно впливають такі фізичні характеристики капілярних структур: 1) теплопровідність металевих матеріалів (фракцій-волоконцець); 2) пористість капілярно-пористих металевих матеріалів (структур). Розміри дискретних часток-волоконцець також впливають на значення теплопровідності МВМ, але меншою мірою.

Отримані у роботі результати узагальнено емпіричними залежностями-формулами, що дозволяє виконувати інженерні розрахунки теплопровідності металевих волокнистих матеріалів. Результати досліджень призначено для їхнього практичного інженерного застосування у авіаційному та космічному приладо- і апаратобудуванні. Зокрема, наведені результати є необхідними при розробці та створенні ефективних теплових труб з металевими волокнистими капілярними структурами.

Ключові слова: металеві волокнисті матеріали, каркасна теплопро-відність, розміри волоконцець, характеристики і геометричні параметри волоконцець, довжина, діаметр.

ВСТУП

Металеві волокнисті матеріали (МВМ) [5–7] мають ряд властивостей, що визначають ефективність їхнього застосування у багатьох технічних умовах та об'єктах. До них належить тепло-

провідність пористих матеріалів λ ($\text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$). Результати досліджень основних характеристик двофазних теплопередавальних пристроїв, таких як теплові труби і термосифони зі вставними капілярно-пористими структурами [4, 11, 12],

Цитування: Косторнов А. Г., Шаповал А. А., Шаповал І. В. Каркасна теплопровідність пористих металевих матеріалів. *Космічна наука і технологія*. 2021. 27, № 2 (129). С. 70–77. <https://doi.org/10.15407/knit2021.02.070>

показали, що теплопровідність МВМ істотно впливає на процеси теплообміну і теплопереносу в цих пристроях.

Використання теплових труб у космічних і авіаційних апаратах у ряді випадків дозволяє, зокрема, успішно вирішувати проблемні завдання ефективного тепловідведення надлишкової теплоти та одночасно забезпечувати «нормальну» роботу приладів і апаратури в умовах дефіциту простору і енергозабезпечення при встановлених технічними вимогами теплових режимах обладнання.

ЗАВДАННЯ І ОБ'ЄКТИ ДОСЛІДЖЕНЬ

Вплив ряду характеристик і параметрів металевих волокнистих структур на теплопровідність пористих матеріалів частково досліджено у роботах [5, 7, 13]. Показано, що за рядом фізико-технічних і експлуатаційних характеристик (проникність, відсутність «тупикових» пор, технологічність при виготовленні, ефективність застосування у різних технічних пристроях) металеві волокнисті матеріали є одними із кращих. Використання МВМ у двофазних теплопередавальних пристроях (зокрема теплових трубах), перспективних для застосування у багатьох інженерних аспектах, необхідність проведення відповідних конструкторських розрахунків стимулювали продовження і розширення кола досліджень.

В Інституті проблем матеріалознавства НАН України ім. І. М. Францевича розроблено і створено ефективні пористі металеві матеріали нових типів (композиційні, градієнтні та ін.). Різні конструкції та різні МВМ зумовили необхідність проведення експериментальних досліджень впливу структурних характеристик таких матеріалів на їхню теплопровідність. Однією з цілей досліджень, зокрема, стало отримання аналітичних залежностей, які б дозволили здійснювати інженерні розрахунки значень каркасної теплопровідності λ_k з урахуванням впливу розмірів вихідних часток МВМ (довжини і діаметра металевих волоконців). Для вирішення завдань необхідною умовою стало створення відповідного експериментального обладнання та отримання ряду дослідних пористих зразків МВМ, для яких

характерним є широкий діапазон зміни значень теплопровідності λ_k .

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНЕ ОБЛАДНАННЯ

Конструкцію експериментальної установки, призначеної для досліджень впливу параметрів і характеристик пористих структур на коефіцієнти теплопровідності λ_k досліджуваних металевих матеріалів, представлено на рис. 1. Установку побудовано за принципом «плоскої пластини» [1]. Тепловий потік, створюваний електронагрівом

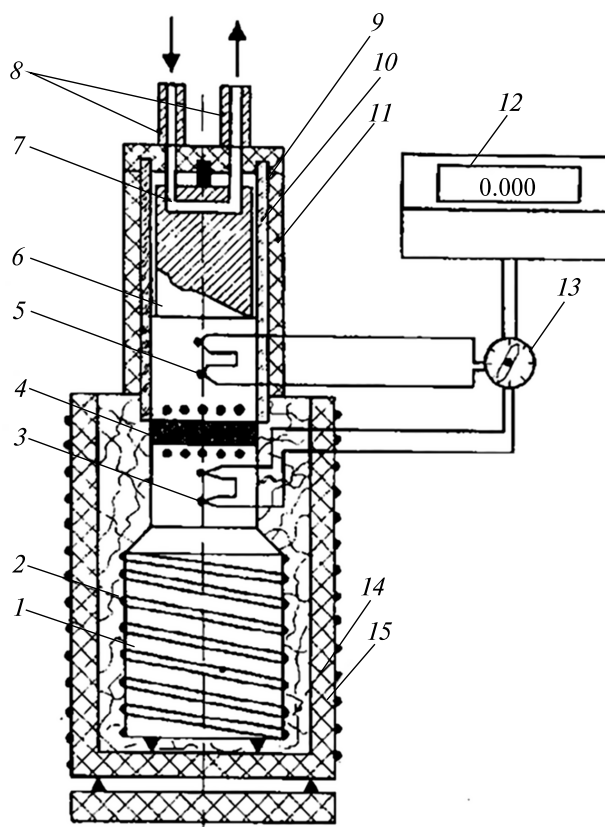


Рис. 1. Конструкція експериментальної установки ППМ, призначеної для досліджень теплопровідності пористих металевих матеріалів: 1 — мідний стрижень, 2 — основний електронагрівач, 3, 5 — диференціальні термопари, 4 — дослідний зразок МВМ, 6 — притискний пристрій (стрижень-циліндр), 7 — канал водяного охолодження, 8 — штуцери підведення і відведення води, 9 — фланець, 10, 11 — теплоізоляційні циліндри, 12 — мілівольтметр, 13 — перемикач термопар, 14 — шар теплоізоляції, 15 — термостійкий кожух, чорні точки — давачі теплового потоку (розробка ІТТФ НАН України)

вачем 2, проходив через мідний блок 1, через дослідний зразок пористого матеріалу 4; надалі тепло відводилось охолоджувальною водою.

Істотною відмінністю представленої конструкції (рис. 1) експериментальної установки, у порівнянні з відомими аналогічними пристроями, стало застосування у мідних блоках (теплопідведення і тепловідведення) вбудованих дровових давачів теплового потоку нового типу (розроблених в Інституті технічної теплофізики НАН України), що дозволило істотно підвищити точність теплофізичних вимірювань. У процесі досліджень робочу ділянку експериментальної установки було попередньо відтаровано: для забезпечення високої достовірності отриманих результатів як еталонний метал було використано хімічно чистий свинець.

Основні характеристики і параметри досліджених в експериментах матеріалів були такими: матеріали волокон — мідь М1 та корозійно-стійка сталь марки 9Х18Н10Т; пористість зразків $\Theta = 40...95\%$, довжина волоконця $L = 3...9$ мм; діаметр волоконця $d = 30...50$ мкм, діаметр дослідних зразків (з волокон) — 20 мм, товщина пористих зразків-структур — 1...3 мм.

МЕТОДИКА ПРОВЕДЕННЯ ЕКСПЕРИМЕНТІВ

Досліджуваний зразок МВМ встановлювали між металевими циліндрами: нижнім (циліндр 1, рис. 1), який підводив тепло до пористого зразка і верхнім (циліндр 6, рис. 1), який тепло відводив. До дослідного зразка підводили тепловий потік Q певної густини q методом електронагрівання. Досягали стаціонарності теплового режиму (при цьому значення температури t у блоках-циліндрах істотно не змінювалися). Проводили вимірювання значень шуканих параметрів, розраховували значення теплопровідності МВМ з урахуванням теплових втрат і контактних термоопорів (які виникають у місцях контакту пористих матеріалів із суцільними металевими поверхнями). Теплопровідністю повітря, що містилось у порах МВМ, нехтували (через її малі значення). Отримані експериментальні значення каркасної теплопровідності λ_k порівнювали з відомими з літературних джерел аналогічними оцінками [1, 4, 9, 10].

РЕЗУЛЬТАТИ ДОСЛІДЖЕНЬ.

АНАЛІЗ І УЗАГАЛЬНЕННЯ

Відомі модельні уявлення про структурну будову волокнистих матеріалів [1, 3, 4, 9, 13] не дозволяють безпосередньо, з необхідною точністю, розраховувати значення коефіцієнтів теплопровідності λ_k пористих металевих матеріалів, які б задовільно узгоджувались з відомими експериментальними даними. Згідно з відомими в літературі методами розрахунку коефіцієнтів λ_k для вищевказаних умов найбільш близькими є результати, отримані з використанням моделі Сінгха [13], у якій превалює так звана теплопровідність «уздовж частинок-волокон». Великі відхилення від результатів експериментів дають розрахунки з використанням моделі «безкінечних, хаотично орієнтованих циліндрів» [9]. Проміжне становище займають значення теплопровідності λ_k , розраховані з використанням методу «теплопровідність поперек волокон», згідно з моделлю Дульнева [3].

Вплив структурних (визначальних) характеристик волокнистих матеріалів (пористості Θ , діаметра d та довжини волоконця l) на значення каркасної теплопровідності МВМ λ_k показано на рис. 2.

Теоретичні залежності за даними робіт [7, 9, 10] (криві 1—3 на рис. 2), відомі експериментальні дані дослідників [3, 11] (2 нижні криві на рис. 2) свідчать про те, що зазначені вище характеристики МВМ, особливо пористість Θ , впливають на значення каркасної теплопровідності матеріалів, створених із високотеплопровідних металів (зокрема з міді). Зі зменшенням значень коефіцієнтів теплопровідності λ_k вихідних металів (наприклад, корозійно-стійкої сталі 09Х18Н10Т) вплив вищевказаних характеристик і параметрів частинок МВМ на їхню каркасну теплопровідність λ_k зменшується. Необхідно зазначити, що в ряді аналогічних розрахункових залежностей [9, 10], отриманих теоретичним шляхом, не враховуються контактні явища у місцях зіткнень між дискретними частинками (фракціями). Відомі результати робіт [11, 13], де враховувався вплив контактів між дискретними волоконцями; зокрема для якісно і неякісно спечених пористих

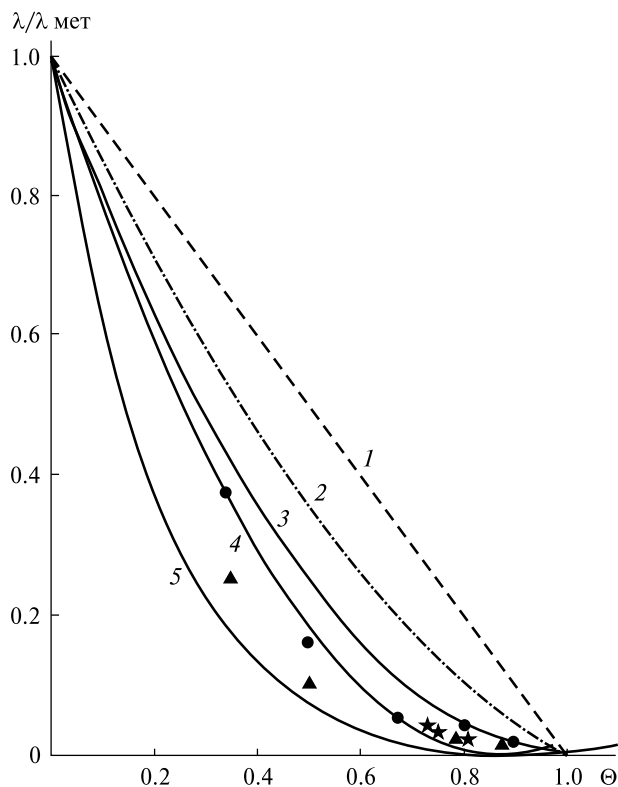


Рис. 2. Залежність теплопровідності і металевих пористих матеріалів від пористості Θ : 1 — розрахунки за формулою [10] для порошкових матеріалів, 2 — розрахунки згідно з [9], 3 — розрахунки згідно з [7], 4, 5 — дані [3, 11] та дані [6, 13] для мідних МВМ: трикутники — $d_b = 20$ мкм, точки — 40 мкм, зірочки — наші дані ($d_b = 30$ мкм)

МВМ. Однак отримані в роботах [11, 13] розрахункові залежності складно застосовувати для практичних інженерних розрахунків, зокрема при конструюванні теплопередавальних пристроїв з капілярно-пористими металевими структурами.

Ряд експериментальних даних, які ілюструють вплив пористості МВМ, а також вплив теплопровідності та розмірів частинок-фракцій, з яких створено волокнисті матеріали, на каркасну теплопровідність МВМ, показано на рис. 3.

Відомі результати розрахунків, а також експериментальні оцінки, отримані у даній роботі, свідчать про те, що каркасна теплопровідність λ_k волокнистих структур в основному залежить від трьох чинників:

- 1) пористості матеріалів Θ ;

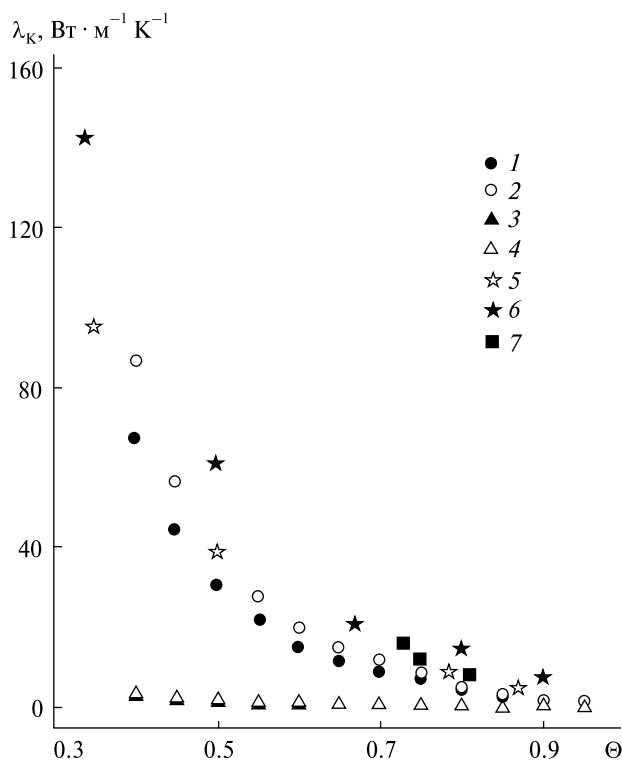


Рис. 3. Результати розрахунків і експериментальних досліджень впливу характеристик волокнистих капілярних матеріалів на їх каркасну теплопровідність, згідно з формулами (1) і (2): мідь, 1 — $l/d = 43$, 2 — $l/d = 200$, 3–4 — корозійностійка сталь; експеримент: мідь, 5 — дані [13], 6 — дані [8], 7 — результати авторів

- 2) відношення l_b/d_b довжини дискретних волоконців до їхнього діаметра;

- 3) якості контактів між волоконцями.

Збільшення значень пористості зменшує значення каркасної теплопровідності МВМ; натомість збільшення співвідношення (l_b/d_b) збільшує значення λ_k . Ряд експериментальних даних, що демонструють вплив пористості МВМ, теплопровідності та розмірів частинок-волоконців у волокнистих матеріалах на каркасну теплопровідність МВМ, представлено на рис. 3.

Емпіричні формули (1), (2), запропоновані у даній роботі для розрахунків каркасної теплопровідності λ_k волокнистих металевих пористих матеріалів-структур, враховують вплив вищезазначених факторів (чинників) і задовільно узгадальнюють результати проведених досліджень.

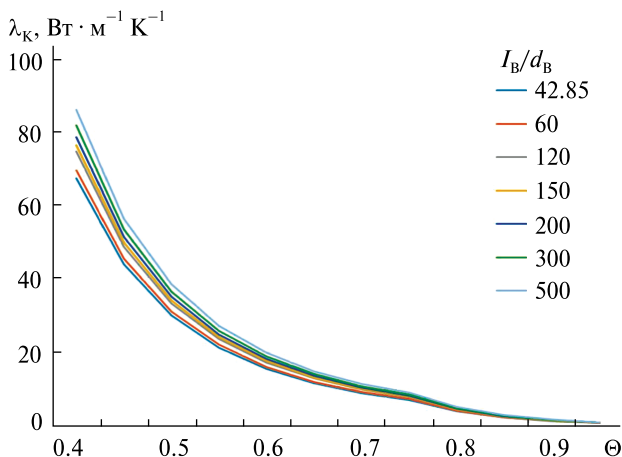


Рис. 4. Вплив пористості Θ мідних пористих волокнистих матеріалів на їхню каркасну теплопровідність λ_k

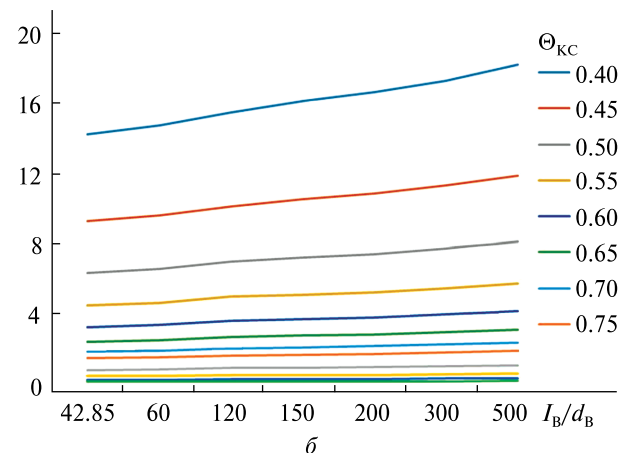
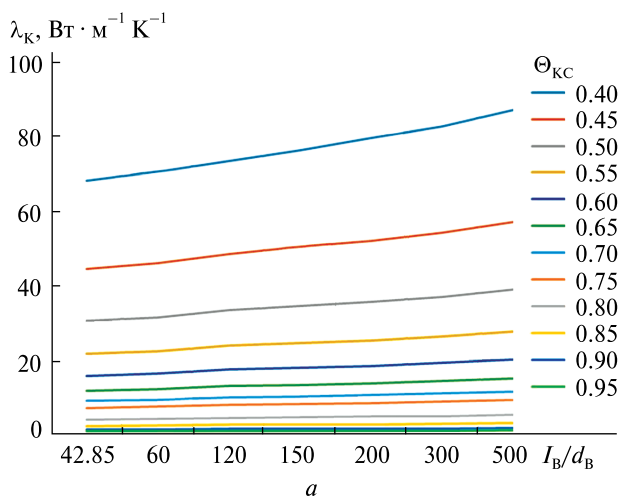


Рис. 5. Вплив розмірів I_B/d_B дискретних часток на каркасну теплопровідність λ_k мідних (а) та нікелевих (б) волокнистих матеріалів різної пористості Θ_{KC}

Формули мають такий вигляд:

1) для МВМ з пористістю $\Theta = 40 \dots 75 \%$:

$$\lambda_k = 0.0045 \cdot \Theta^{-1.6} \cdot \lambda_{мет}^{-2} \cdot (l/d)^{0.1}, \quad (1)$$

2) для МВМ с пористістю $\Theta = 75 \dots 90 \%$:

$$\lambda_k = 0.001 \cdot \Theta^{-7} \cdot \lambda_{мет}^{-2} \cdot (l/d)^{0.1}. \quad (2)$$

Числові значення величин у формулах (1) і (2) є безрозмірними.

Результати розрахунків теплопровідності λ_k , виконаних для вищевказаних діапазонів пористості МВМ і співвідношень $I_B/d_B = 43 \dots 200$ з використанням формул (1), (2), представлено на рис. 4 і 5. Вони задовільно кореспондуються з відомими у технічній літературі даними. Отримані розрахункові і експериментальні дані підтвердили той факт, що вплив розмірів волокон на теплопровідність λ_k є істотним лише для високотеплопровідних (зокрема мідних) МВМ, причому у діапазоні середніх значень пористості ($\Theta = 40 \dots 60 \%$). Для низькотеплопровідних пористих структур (виготовлених, зокрема, з корозійностійких сталей) вплив як пористості, так і розмірів складових частинок-фракцій МВМ на їхню каркасну теплопровідність λ_k є відносно незначним.

Експериментальні дані та виконані розрахунки свідчать про те, що пористість МВМ, розміри часток-фракцій і співвідношення розмірів волоконця («довжина / діаметр») певним чином впливають на теплопровідність волокнистих матеріалів. При збільшенні довжини волоконця і зменшенні їхніх діаметрів теплопровідність волокнистих матеріалів λ_k зростає, тому що відносні розміри «плям» контактів у місцях зіткнень волоконця і кількість таких контактів збільшуються. Каркасна теплопровідність λ_k залежить також і від теплофізичних властивостей вихідних волокон. У матеріалах, спечених з мідних волокон, коефіцієнти їхньої каркасної теплопровідності λ_k мають учетверо більші значення, ніж матеріали, виготовлені з нікелю (при однакових структурних характеристиках). Вплив пористості Θ МВМ на λ_k проявляється більшою мірою для волокнистих матеріалів із середньою пористістю ($\Theta = 40 \dots 75 \%$) і меншою мірою — для високопористих структур ($\Theta = 75 \dots 93 \%$). Для малотеплопровідних сталевих структур вищевказаний вплив також зафіксовано, однак

значення показників ступеня такого впливу менші, ніж для високотеплопровідних МВМ.

Здійснені в роботі експерименти можна було виконувати із застосуванням серійного приладу (типу ІТ-1-400), призначеного для вимірювань значень теплопровідності різних технічних матеріалів. Проте такий прилад: 1) не забезпечує необхідної точності вимірювань значень теплопровідності різних пористих матеріалів; 2) цей прилад не дозволяє (з необхідною точністю) вимірювати значення теплопровідності металевих пористих матеріалів у різних температурних діапазонах (зазначених вище). Останній факт є важливим фізико-технічним чинником. Необхідно зазначити, що конструкцію експериментальної установки ІПМ НАН України було узгоджено з провідними науковцями-спеціалістами у галузі теплофізичних вимірювань, які працюють в Інституті технічної теплофізики НАН України (завідувач відділу — проф. Декуша Леонід Васильович), а унікальні дровові давачі теплових потоків було виготовлено у лабораторіях ІТТФ.

Авторами підготовлено патент на представлений у даній роботі установа.

ВИСНОВКИ

Експериментальними методами досліджено вплив структурних (пористості) і геометричних (довжина, діаметр і співвідношення «довжина / діаметр») параметрів і характеристик волокон металоволокнистих пористих матеріалів на їхню теплопровідність.

Запропоновані у роботі залежності (1), (2) можуть бути рекомендовані для інженерних розрахунків значень теплопровідності металевих волокнистих матеріалів, необхідних при розробках і конструюванні ефективних теплопередавальних пристроїв, що функціонують у режимах двофазного теплообміну. За нашими оцінками, похибки розрахунків величин каркасної теплопровідності металоволокнистих пористих матеріалів з використанням формул (1), (2) не перевищують 12 %.

ЛІТЕРАТУРА

1. Вишенский С. А., Каштан В. С., Коновал В. П., Луцик Р. В., Недужий Н. А., Цатурянц А. Б. *Характеристики капиллярно-пористых материалов*. К.: Вища школа, 1988. 168 с.
2. Воронин В. Г., Ревякин А. В., Сасин В. Я., Тарасов В. С. *Низкотемпературные тепловые трубы для летательных аппаратов*. М.: Машиностроение, 1976. 200 с.
3. Дутьнев Г. Н., Заричняк Ю. П. *Теплопроводность смесей и композиционных материалов*. Л.: Энергия, 1974. 264 с.
4. Ивановский М. Н., Сорокин В. П., Ягодкин И. В. *Физические основы тепловых труб*. М.: Атомиздат, 1978. 256 с.
5. Косторнов А. Г. Волокнистые материалы. Энциклопедия неорганических материалов: в 2-х т. Киев: Гл. ред-ция Укр. сов. энциклопедии, 1977. Т. 1. С. 204—205.
6. Косторнов А. Г. *Проницаемые металлические волокнистые материалы*. Киев: Техника, 1983. 128 с.
7. Косторнов А. Г. *Материаловедение дисперсных и пористых металлов и сплавов*. Киев: Наук. думка, 2003. Т. 2. 550 с.
8. Косторнов А. Г., Галстян Л. Г. Теплофизические свойства пористых волокнистых материалов. *Порошковая металлургия*. 1984. № 3. С. 88—92.
9. Оделевский В. И. Расчёт обобщённой проводимости гетерогенных систем. *Журн. техн. физ.* 1951. **21**, вып. 6. С. 667—685.
10. Скороход В. В. Некоторые физические свойства высокопористых тел. *Порошковая металлургия*. 1967. № 6. С. 33—38.
11. *Справочник по теплообменникам*: в 2-х т. Пер. с англ. под ред. О. Г. Мартыненко. А. А. Михалевича, В. К. Шикова. М.: Энергоатомиздат, 1987. Т. 2. 352 с.
12. Shapoval A. A., Panov Y. M., Shapoval I. V., Ditkivska O. S. *Porous coatings and structures for the intensification of boiling processes on metallic heat-stressed surfaces*. Ukr. Conf. with Int. Participation «Shemistry, Physics and Technology of Surface» and Workshop «Metal-Based Biocompatible Nanoparticles: Synthesis and Applications». Book of abstracts. Kiev, 2019. P. 166.
13. Singh B. S., Dybbs A., Lyman F. A. Experimental study of the effective thermal conductivity of liquid saturated sintered fibre metal wicks. *Int. J. Heat and Mass Transfer*. 1973. P. 145—155.

Стаття надійшла до редакції 28.04.2020

REFERENCES

1. Vishenskiy S. A., Kashtan V. S., Konoval V. P., Lutsik R. V., Neduzhiy N. A., Tsaturyants A. B. (1988). *Characteristics of capillary-porous materials*. Kyiv: High school, 168 p. [in Russian].
2. Voronin V. G., Revyakin A. V., Sasin V. J., Tarasov V. S. (1976). *Low temperature heat pipes for aircraft*. Moscow: Engineering, 200 p. [in Russian].
3. Dulnev G. N., Zarichnyak Y. P. (1974). *Thermal conductivity of mixtures and composite materials*. Leningrad: Energy, 264 p. [in Russian].
4. Ivanovskiy M. N., Sorokin V. P., Yagodkin I. V. (1978). *The physical basis of heat pipes*. Moscow: Atomizdat, 256 p. [in Russian].
5. Kostornov A. G. (1977). Fibrous materials. *Encyclopedia of Inorganic Materials* in 2 vol. Kyiv: The main edition of the Ukrainian Soviet Encyclopedia, Vol. 1, 204—205 [in Russian].
6. Kostornov A. G. (1983). *Permeable metallic fiber materials*. Kyiv: Technique, 128 p. [in Russian].
7. Kostornov A. G. (2003). *Material science of dispersed and porous metals and alloys*. Kyiv: Scientific thought, Vol. 2, 550 p. [in Russian].
8. Kostornov A. G., Galstyan L. G. (1984). Thermophysical properties of porous fiber materials. *Powder Metallurgy*, № 3, 88—92. [in Russian].
9. Odelevskiy V. I. (1951). Calculation of the generalized conductivity of heterogeneous systems. *J. Techn. Phys.*, **21**(6), 667—685 [in Russian].
10. Skorokhod V. V. (1967). Some physical properties of highly porous bodies. *Powder Metallurgy*, № 6, 33—38 [in Russian].
11. Martynenko O. G., Mikhalevich A. A., Shikov V. K. (Eds.). (1987). *Handbook of Heat Exchangers* in 2 vol. Moscow: Energoatomizdat, Vol. 2, 352 p. [in Russian].
12. Shapoval A. A., Panov Y. M., Shapoval I. V., Ditkivska O. S.. (2019). Porous coatings and structures for the intensification of boiling processes on metallic heat-stressed surfaces. Ukr. Conf. with Int. Participation «Chemistry, Physics and Technology of Surface» and Workshop «Metal-Based Biocompatible Nanoparticles: Synthesis and Applications», Ukraine, Kyiv, May 15—17. Book of abstracts. p. 166.
13. Singh B. S., Dybbs A., Lyman F. A. (1973). Experimental study of the effective thermal conductivity of liquid saturated sintered fibre metal wicks. *Int. J. Heat and Mass Transfer*, № 16, 145—155.

Received 28.04.2020

A. G. Kostornov, Chief Researcher, Dr. Sci. in Tech.

A. A. Shapoval, Senior Researcher, Ph. D. in Tech.

E-mail: ash48@ukr.net

I. V. Shapoval, Researcher

I. M. Frantsevich Institute for Materials Science of the National Academy of Sciences of Ukraine
3 Krzhizhanovsky Str., Kyiv, 03142 Ukraine

SKELETAL HEAT CONDUCTIVITY OF POROUS METAL FIBER MATERIALS

The influence of a number of physical characteristics and parameters of metallic fiber materials on their thermal conductivity is studied in this work. Such porous materials are intended, among other things, for their effective use in two-phase heat transfer devices (heat pipes). The use of heat pipes in aircraft and space vehicles provides a number of thermophysical advantages. In particular, heat pipes significantly expand the possibilities of air cooling of heat-loaded technical devices.

The thermal conductivity of capillary-porous materials-structures, which are important elements of heat pipes, significantly affects the intensity of two-phase heat transfer inside heat pipes. Frame thermal conductivity is equivalent to the thermal conductivity of materials that are conditionally continuous medium. Studies of the influence of structural characteristics of porous materials, such as porosity and parameters (dimensions) of discrete particles-fibers (fractions of the studied materials), were performed using special experimental equipment created at the I.M. Frantsevich Institute for Problems of Materials Science of the National Academy of Sciences of Ukraine (Kyiv). Porous metal structures (coatings) made of copper, nickel, and steel fibers (MPM) were investigated under conditions similar to those for space heat pipes. The porosity values of the prototypes of materials were in the range of 40 to 93 %.

The research results showed that the following physical characteristics of capillary structures, such as values of thermal conductivity of metallic materials (fiber fractions), the porosity of capillary-porous metal materials (structures), significantly affect the value of thermal conductivity of porous materials.

The dimensions of discrete particles-fibers also affect in a certain way the value of the MBM thermal conductivity but to a lesser degree.

The results obtained in this work are summarized in the form of empirical dependencies — formulas, providing engineering calculations of the thermal conductivity values of metal fiber materials. The research results are intended for practical application in aviation and spacecraft apparatus engineering. In particular, the presented results are necessary for the development and creation of effective heat pipes with metal fiber capillary structures.

Keywords: metal fiber materials, frame thermal conductivity, fiber dimensions, characteristics and geometric parameters of fibers, length, diameter.

<https://doi.org/10.15407/knit2021.02.078>
UDC 58:581:43:58.057

E. L. KORDYUM, Head of Department of Cell Biology and Anatomy,
Corr. Member of NAS of Ukraine, Dr. Sci. In Biology, Professor

V. O. BRYKOV, Senior Researcher, Ph.D. in Biology

E-mail: vbrykov@gmail.com, brykov_vo@nas.gov.ua

M. G. Kholodny Institute of Botany, National Academy of Sciences of Ukraine
2 Tereshchenkivska Str., Kyiv, 01004 Ukraine

STATOLITHS DISPLACEMENT IN ROOT STATOCYTES IN REAL AND SIMULATED MICROGRAVITY

Despite the long-term employment of different types of clinostats in space and gravitational biology, the discussions about their reliability to mimic microgravity in space flight are still ongoing. In this paper, we present some data about the behaviour of amyloplasts-statoliths in root cap statocytes of higher plant seedlings growing during 3–5 days under slow and fast 2-D clinorotation and real microgravity in orbital flight. In addition, data on the displacement of amyloplasts in the statocytes of seedlings subjected to vibration and acceleration in the launch mode of a spacecraft are also given. A comparative analysis showed sharp differences in statolith responses to slow and fast clinorotation with a speed of 50 rpm. In the first case, the behaviour of amyloplasts was more or less similar to that in space flight, they did not touch the plasmalemma. In the second case, the contacts of statoliths with the plasmalemma or its invaginations (plasmalomasomes), like those under the action of vibration and acceleration, were clearly observed. Thus, slow 2-D clinostat is more suitable to study gravity sensing by root cap amyloplasts-statoliths and their responses to microgravity in the ground-based experiments.

Keywords: slow clinorotation, fast clinorotation, amyloplasts, gravity perception, plant root, simulated microgravity, microgravity.

INTRODUCTION

To simulate biological effects of microgravity in space flight, various ground-based facilities — slow (1–10 rpm) and fast (50–120 rpm) 2-D clinostats, Random Positioning Machine, Free Fall Machine, Rotating Wall Vessels and magnetic levitation — are widely used [1–7] as experiments in “real μg are scarce, costly and time-consuming” [8]. Capacities and limitations of various devices for accurate and reliable simulations of microgravity conditions comparable to real microgravity in space are constantly discussed [6, 9–16].

Recent comparative studies of the quality of microgravity simulation provided by different operational modes have shown the greatest suitability of fast 2-D clinorotation for investigating the gravi-

perception mechanism in *Chara* rhizoids compared with slower 2-D and 3-D clinorotation and rotation of samples around two axes [8]. In the given paper, we compare the position of amyloplasts-statoliths in root cap statocytes of higher plants at 1 g, slow and fast 2-D clinorotation, real microgravity in space flight, vibration and acceleration in the spacecraft launch mode.

1g conditions

Root cap statocytes in angiosperm plants are highly specialized graviperceptive cells and characterized by the structural polarity shown by the position of a blade-shape nucleus in the proximal part of the cell and the endoplasmic reticulum (ER) complex in its distal part. Not all investigated species have a massive

Цитування: Kordyum E. L., Brykov V. O. Statoliths displacement in root statocytes in real and simulated microgravity. *Space Science and Technology*. 2021. 27, № 2 (129). С. 78–84. <https://doi.org/10.15407/knit2021.02.078>

ER complex. Amyloplasts perform a statolithic function sediment in the distal part of the statocytes in the direction of the gravitational vector at some distance from the plasmalemma and thus not in contact with it [17–19]. This polar arrangement of organelles, which is genetically determined, is achieved and maintained by means of the cytoskeleton [20–23].

Results of our investigations of root cap statocytes in *Beta vulgaris*, *Brassica rapa*, and *Pisum sativum* 3–5-day old seedlings grown in stationary conditions using light and electron microscopy correspond to literary data on the whole. As a rule, round or oval amyloplasts on sections are in close contact with each other, often with the outgrowths of the outer membrane of the organelle envelope and sediment in the distal part of a statocyte (Fig. 1).

μg conditions

Histogenesis and cell differentiation in the embryonal root cap of investigated plants occurred normally in real microgravity in space flight [18, 19, 24–26]. In the cap columella, as in control, the following zones are distinguished: the meristem, the differentiating statocytes, the mature statocytes (central stenchyma), and the peripheral secretory cells. Cell quantity in the different zones varies among species. A continuous replacement of cells of all the cap zones occurs constantly in the root growth as a result of cap meristem proliferative activity and the removal of peripheral cells. Statocytes preserve structural polarity: a nucleus is situated in the proximal part of a cell and ER cisterns — in distal. Amyloplasts, which did not sediment in the distal part of statocytes in the absence of the gravitational vector, mainly grouped in the center of a statocyte, organelles could contact in this case, and more rarely throughout the cell without contacting the plasmalemma (Fig. 2). Increased vacuolization of the cytoplasm was observed.

Slow 2-D clinorotation (2 rpm)

As in microgravity, amyloplasts, lacking the opportunity to perceive the gravitational stimulus, did not sediment in the distal part of statocytes [27–32]. Amyloplasts also tended to group closer to the center of a cell or near the nucleus but could be located in separate groups of 2–3 organelles without contacting the plasmalemma (Fig. 3). Organelles could be in

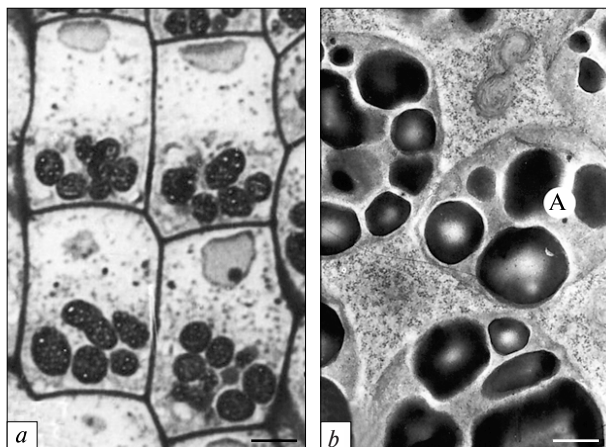


Fig. 1. *a* — Root cap statocytes of *Beta vulgaris* 3-day old seedling grown in the stationary conditions, *b* — amyloplasts. A — amyloplast. Bar: *a* — 5 μm , *b* — 0.5 μm

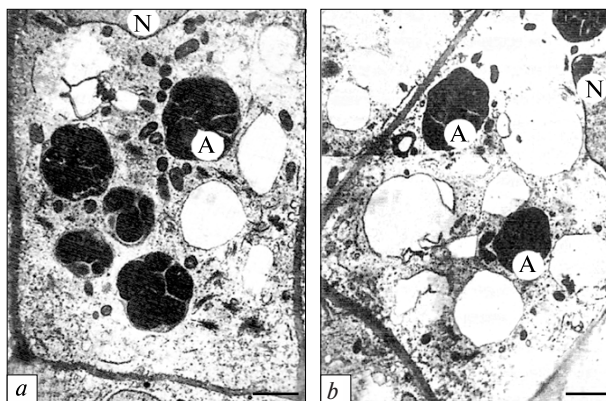


Fig. 2. *a* — Root cap statocytes of *Brassica rapa* 5-day old seedlings grown onboard space shuttle Columbia (STS-87). *a* — amyloplasts grouped in the cell center, *b* — amyloplasts distributed over the cell. N — nucleus, A — amyloplast. Bar: 1 μm

contact with each other being at some distance from the plasmalemma. Progressive vacuolization of the cytoplasm also occurred.

Fast 2-D clinorotation (50 rpm)

Large amyloplasts in the root cap statocytes of pea 5-day old seedlings contained up to 15 starch grains per section, osmiophilic globules, and peripheral reticulum and varied in shape and size. Rounded plastids dominated. Unlike slow clinorotation, amyloplasts are distributed in different parts of root cap statocytes. Direct contacts of amyloplasts with the

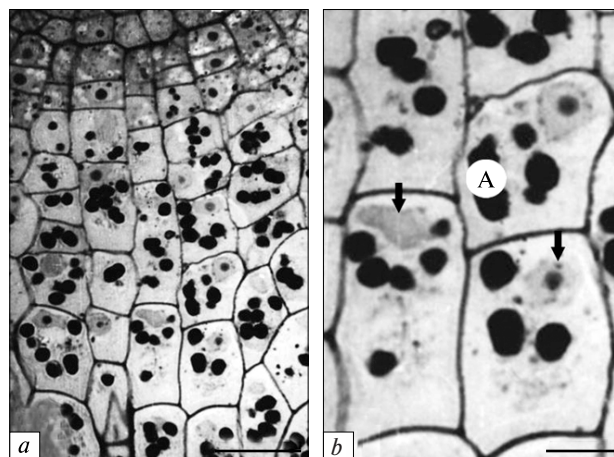


Fig. 3. *a* — Root cap central statenchyma of *Beta vulgaris* 3-day old seedling grown under slow clinorotation (2 rpm), *b* — statocytes. Arrows — nucleus, A — amyloplast. Bar: *a* — 20 μm , *b* — 5 μm

plasmalemma were one of the distinctive features of these organelles under fast clinorotation. Changes in organelle shape, size, stroma density, and volume of starch grains were the second distinctive feature. Plastids acquired an oval, pear-shaped or somewhat elongated or angular shape, often with a nose of the various thickness, which came in contact with the plasmalemma. The electron density of the stroma increased, and the number and size of starch grains significantly decreased. It is interesting to note that contacts of plastids with the plasmalemma were often observed at the sites of bends of the cell walls (Fig. 4).

Vibration and acceleration

To analyze the impact of vibration and acceleration in the spacecraft launch mode, 5-day old *P. sativum* seedlings were placed on the installation modeling dynamic factors of space flight in the N. I. Vavilov Institute of General Genetics of the Russian Academy of Sciences within 8 min. The maximum spectral density of vibration on the installation was reached in the frequency band 300–800 Hz. In so doing, acceleration with the total level of 7–10 g, as when spacecraft launching, was the attendant effect [33]. Samples were fixed directly after exposure.

Unlike control, amyloplasts were distributed throughout the cytoplasm, and tight approaching or close contacts of amyloplasts with the plasmalem-

ma were observed. The distance between the outer membrane of the organelle envelope and the plasmalemma could vary from 2.5 to 18 nm. Amyloplasts came into contact with the plasmalemma papillae or invaginations (lomasomes) of various shapes. In sections, lomasomes could consist of the plasmalemma double invaginations or more and contained few small vesicles or thin fibrillar substances. Electron-dense lomasomes of a somewhat angular shape, in which the membranes were no longer distinguished, were also observed. On a number of sections, it was especially clearly seen that the places of contact of the plastids with the plasmalemma were located under the plasmodesmata. In some cases, the narrow protrusions of the plastid stroma were in contact with the plasmalemma. Such protrusions lacked starch grains or contained one or more small rounded starch grains. Contacts of amyloplasts with a nucleus and endoplasmatic reticulum were also characteristic of pea root statocytes after the impact of vibration and acceleration (Fig. 5). Such behaviour of plastids was more or less similar to that under fast 2-D clinorotation.

Short overview

We considered some examples of spatial responses of amyloplasts-statoliths in root cap statocytes of *B. vulgaris*, *Brassica rapa*, and *Pisum sativum* seedlings to slow and fast 2-D-clinorotation, vibration and acceleration in spacecraft launch mode. As well known, currently different types of clinostats are widely used in space and gravitational biology but the physical principles of slow and fast clinostats as well as a degree of reproducibility of real microgravity biological effects by these devices, in particular depending on the plane and speed of rotation, are also repeatedly described and debated (see for details [5–7]). The slow rotating clinostat enjoys a stable reputation as a reliable tool for reproducing a crucially important feature of microgravity, namely, the absence of a permanently orienting effect of a gravity vector [10, 18, 28, 31, 34–36]. The use of the fast clinostat is limited to small living objects, which are strictly on the axis of rotation; in this case, the centrifuge forces are immaterial. Organs and cells, which deflect the axis for some distance, will undergo centrifugal forces. A comparison of results from flight experiments

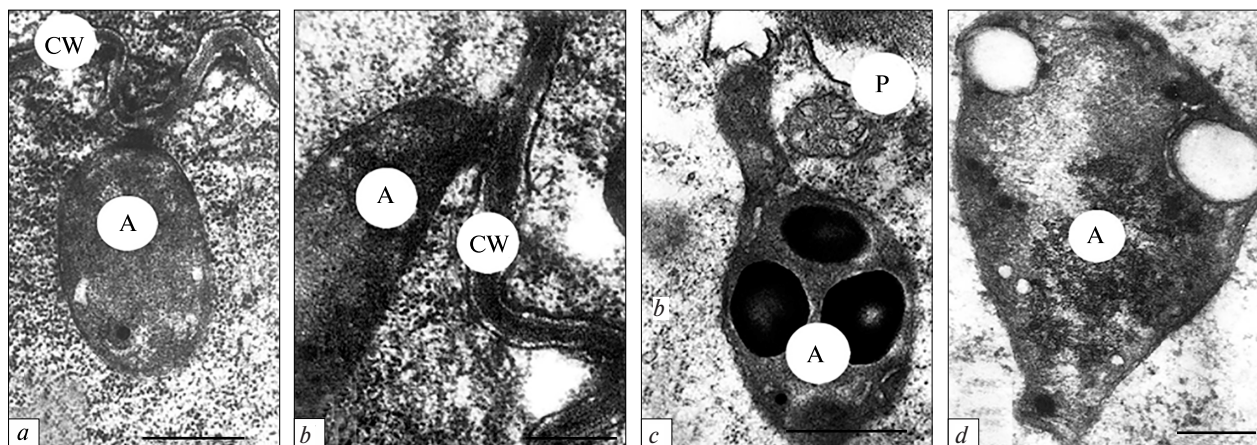


Fig. 4. Fragments of root statocytes of *Pisum sativum* 5-day old seedlings grown under fast clinorotation (50 rpm). Contacts of amyloplasts with the plasmalemma (a–c), amyloplast (d). A — amyloplast, CW — cell wall, P — plasmalemma. Bar: a–c — 0.5 μ m, d — 0.2 μ m

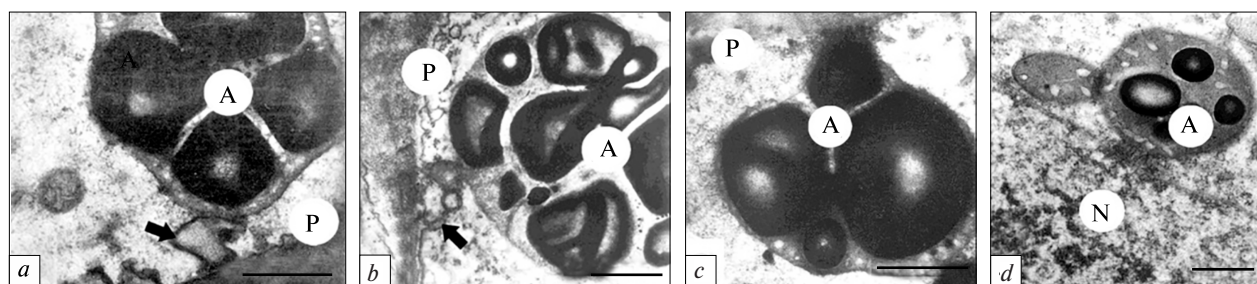


Fig. 5. Fragments of root statocytes of *Pisum sativum* 5-day old seedlings exposed to vibration and acceleration for 8 min. Contacts of amyloplasts with a simple (a) and double (b) lomasomes, plasmalemma (c), and a nuclear envelope (d). A — amyloplast, N — nucleus, P — plasmalemma, arrows — lomasome. Bar: a, b, d — 0.5 μ m, c — 0.2 μ m

and clinorotation with unicellular and multicellular organisms and tissue cultures showed that the fast clinostat is a valuable tool for evaluating an organism's sensitivity to altered gravity [8, 9, 37]. The absolute magnitude of the vector is incidentally preserved, consequently, the environmental properties are not changed. Clinorotation is unable to remove globally scalar effects of gravity such as hydrostatic pressure and surface tension. This naturally limits the simulation of microgravity by clinorotation to effects caused by the absence of a gravity vector. That is why currently, clinorotation is considered to reproduce only partially the biological effects of microgravity caused by the absence of the gravitational vector. Despite these restrictions, clinostats are widely used to investigate the effects of altered gravity because they make it possible to carry out experiments in the nec-

essary time parameters and to use a great number of analytical methods that are equivalent to the tasks of experiments in comparison with spaceflight conditions. A comparison of the indices of linear growth and the gravitropic reaction of seedlings that depend on the magnitude of centrifugal forces in microgravity showed that there is no direct correlation between growth and morphogenesis with a gravisensory system determining the spatial orientation of plant organs [35]. The realization of plant growth and development in microgravity and under clinorotation makes it possible to analyze the nature of changes occurring under these conditions and to establish certain general patterns in their manifestation.

During the last two decades, 3-D clinostat and RPM successfully used to study the impact of simulated microgravity on plant proteome, transcriptome,

and metabolome [3, 4, 6, 7, 16]. For instance, the certain similarity of data on activation or inhibition of gene expression and protein synthesis associated with cell wall remodeling detected both in *A. thaliana* seedlings grown in real microgravity [38–40] and under 3-D clinorotation [41], as well as loosening and thinning of cell walls in microgravity and under clinostation can be explained in the light of biochemical data on quantitative and qualitative changes in the composition of poly- and monosaccharides [42, 43]. A fast-rotating 2-D clinostat is also considered to be an efficient tool for studying the plant responses to simulated microgravity [8, 15]. Changes in gene expression in roots of 5-day old *A. thaliana* seedlings as well as in the location of amyloplasts-statoliths in cap statocytes after 3 min and 6 min of fast 2-D clinorotation were described [15]. Basipetal transport of statoliths in *Chara globularis* rhizoids under 2-D clinorotation with speeds in the range of 60–85 rpm occurred the most closely with that in real microgravity of MAXUS-Sounding Rocket flights [8]. Authors emphasize that such positive results were provided by the perfect conformity of rhizoid cell tip to the rotation axis.

Roots of plant seedlings deviate from the clinostat rotation axis during their growth for 3–5 days and thus can undergo the acceleration of rotation. The distribution of amyloplasts in statocytes sharply differed under slow and fast 2-D clinorotation. The location of amyloplasts under slow clinorotation was more or less similar to that in real microgravity. Direct contacts of amyloplasts with the plasmalemma have never been observed. Decreasing the volume of starch grains in amyloplasts and progressive vacu-

olization of statocytes occurring under clinorotation are not destructive, as W. Hensel and A. Sievers noted in 1980 [27]. Later ground-based and space-flight experiments showed that such changes are usual traits of root statocytes of seedlings grown under slow clinorotation and in orbital flights. A decreased starch volume in statocytes indicates changes in carbohydrate metabolism, which is very sensitive to the impact of altered gravity. Direct contacts of amyloplasts with the plasmalemma, especially in the sites of cell wall bends, is the striking feature of the impact of fast 2-D clinorotation with a speed of 50 rpm on the root graviperceptive cells. A comparison of amyloplast position in statocytes under fast clinorotation and after the impact of acceleration and vibration during 8 min clearly showed that amyloplasts undergo these factors under fast 2-D clinorotation. It is suggested that amyloplasts act to sense vibration by changing their position rapidly inside plant cells in response to vibration [44]. Drastic changes in shape and the ultrastructure of amyloplasts, in particular alteration in the volume and position of starch grains, also indicate the adverse impact of clinorotation with a speed of 50 rpm and thus the unacceptability of fast clinorotation to simulate the microgravity conditions. We agree with the opinion of L. Krause et al. [8] that “higher rotational speeds, residual g-forces or even centrifugal forces with increasing distance from a fast rotating axis, induce shear forces and might cause stress symptoms in the organisms”. That is why we considered a slow 2-D clinostat as the qualified tool to study the higher plant organ gravisensitivity, firstly sensing and the response of root graviperceptive cells to simulated microgravity.

REFERENCES

1. Dedolph R. R., Dipert M. H. (1971). The physical basis of gravity stimulus nullification by clinostat rotation. *Plant Physiol.*, **47**, 756–764.
2. Brown A. H., Chapman D. K., Johnsson A., Heathcote D. (1995). Gravitropic responses of the *Avena* coleoptile in space and on clinostats. I. Gravitropic response thresholds. *Physiol. plant.*, **95**, 27–33.
3. Kraft T., van Loon J., Kiss J. Z. (2000). Plastid position in *Arabidopsis* columella cells is similar in microgravity and on a random-positioning machine. *Planta*, **211**, 415–422.
4. van Loon J. (2007). Some history and use of the random positioning machine, RPM, in gravity related research. *Adv. Space Res.*, **39**, 1161–1165.
5. Beysens D., Carotenuto L., van Loon J., Zell M. (2011). *Laboratory Science with Space Data*. Berlin: Springer.
6. Herranz R., Anken R., Boonstra J., Braun J. M., Christianen P. C. M., de Geest M., Hauslage J., Hilbig R., Hill R. J. A., Lebert M., Medina F. J., Vagt N., Ullrich O., van Loon J. J. W. A., Hemmersbach R. (2013). Ground-based facilities for simulation of microgravity: organism-specific recommendations for their use, and recommended terminology. *Astrobiology*, **13**, 1–17.

7. Kiss J. Z., Wolverson C., Wyatt S. E., Hasenstein K. H., van Loon J. J. W. A. (2019). Comparison of microgravity analogs to spaceflight in studies of plant growth and development. *Front. Plant Sci.* doi.org/10.3389/fpls.2019.01577
8. Krause L., Braun M., Hauslage J., Hemmersbach R. (2018). Analysis of statolith displacement in *Chara* rhizoids for validating the microgravity-simulation quality of clinorotation modes. *Microgravity Sci. and Technol.*, **30**, 229–236.
9. Cogoli M. (1992). The fast rotating clinostat: a history of its use in gravitational biology and a comparison of ground-based and flight experiment results. *ASGSB Bull.*, **5**, 59–67.
10. Hilaire E., Paulsen A. Q., Brown C. S., Guikema J. A. (1995). Effects of clinorotation and microgravity on sweet clover columella cells treated with cytochalasin D. *Physiol. plant.*, **95**, 267–273.
11. Hoson T., Kamisaka S., Masuda Y., Yamashita M., Buchen B. (1997). Evaluation of the three-dimensional clinostat as a simulator of weightlessness. *Planta*, **203**, suppl., 187–197.
12. Hoson T., Soga K., Mori R., Saiki M., Wakabayashi K., Kamisaka S. (1999). Plant growth and morphogenesis under different gravity conditions: relevance to plant life in space. *J. Plant Res.*, **112**, 477–486.
13. John S. P., Hasenstein K. H. (2011). Effects of mechanostimulation on gravitropism and signal persistence in flax roots. *Plant Signaling and Behaviour*, **6**, 1365–1370.
14. van Loon J. J. W. A. (2016). Centrifuges for microgravity simulation. The reduced gravity paradigm. *Frontiers in Astron. and Space Sci.* URL: <https://doi.org/10.3389/fspas.2016.00021> (Last accessed 23.07.2020).
15. Wang H., Li X., Krause L., et al. (2016). Erratum to: 2-D clinostat for simulated microgravity experiments with *Arabidopsis* seedlings. *Microgravity Sci. and Technol.*, **28**, 307.
16. Chantseva V., Bilova T., Smolikova G., Frolov A., Medvedev S. (2019). 3-D clinorotation induces specific alterations in metabolite profiles of germinating *Brassica napus* L. seeds. *Biol. Communications*, **54**, 55–68.
17. Volkman D., Sievers A. (1979). Gravisception in multicellular organs. *Encyclopedia of Plant Physiology. New Series*. **7**, 573–600.
18. Kiss J. (2000). Mechanisms of the early stages of plant gravitropism. *Critical Reviews in Plant Sci.*, **19**, 551–573.
19. Perbal G. (2009). From ROOTS to GRAVI-1: twenty five years for understanding how plants sense gravity. *Microgravity Sci. and Technol.*, **21**, 3–10.
20. Hensel W. (1984). A role of microtubules in the polarity of statocytes from roots of *Lepidium sativum* L. *Planta*. **162**, 404–414.
21. Hensel W. (1988). Demonstration by heavy meromyosin of actin microfilaments in extracted cress (*Lepidium sativum* L.) root statocytes. *Planta*, **173**, 142–143.
22. Lorenzi G., Perbal G. (1990). Actin filaments responsible for the location of the nucleus in the lentil statocyte are sensitive to gravity. *Biol. Cell*, **68**, 259–263.
23. Sievers A., Buchen B., Volkman D., Hejnowicz Z. (1991). *Role of the cytoskeleton in gravity perception*. The Cytoskeletal Basis of Plant Growth and Form. Lloyd C. W. (ed.). London: Acad. Press, 169–182.
24. Volkman D., Behrens H., Sievers A. (1986). Development and gravity sensing of cress roots under microgravity. *Naturwissenschaften*, **73**, 438–441.
25. Klymchuk D. O., Kordyum E. L., Chapman D. K., Brown C. S., Vorobyova T. V. (2003). Changes in vacuolization in the root apex cells of soybean seedlings in microgravity. *Adv. Space Res.*, **31**, 2283–2288.
26. Driss-Ecole D., Legue V., Carnero-Díaz E., Perbal G. (2008). Gravisensitivity and automorphogenesis of lentil seedling roots grown on board the International Space Station. *Physiol. plant.*, **134**, 191–201.
27. Hensel W., Sievers A. (1980). Effects of prolonged omnilateral gravistimulation on the ultrastructure of statocytes and on the graviresponse of roots. *Planta*, **150**, 338–346.
28. Sytnik K. M., Kordyum E. L., Nedukha E. M., Sidorenko P. G., Fomicheva V. M. (1984). *Plant Cell under Changes of Geophysical Factors*. Kyiv: Naukova Dumka.
29. Moore R. (1990). Comparative effectiveness of a clinostat and a slow-turning lateral vessel at mimicking the ultrastructural effects of microgravity in plant cells. *Ann. Bot.*, **66**, 541–549.
30. Smith J. D., Todd P., Staehelin L. A. (1997). Modulation of statolith mass and grouping in white clover (*Trifolium repens*) grown in 1 g, microgravity and on the clinostat. *Plant J.*, **12**, 1361–1373.
31. Kordyum E. L. (1993). Effects of microgravity and clinostatting on plants. *Giornale Botanico Italiano*, **27**, 379–385.
32. Kordyum E. L., Martyn G. I., Ovcharenko Yu. V. (2008). Growth and differentiation of root cap columella cells and a root proper in stationary conditions and under clinorotation. *Cytology and Genetics*, **42**, 3–12.
33. Moskvitin E. V. (1974). *Effects of Space Flight and Dynamic Factors of Flight on Chlorella*: Thesis of Ph.D. Moscow.
34. Lyon C. J. (1970). Choice of rotation rate for the horizontal clinostat. *Plant Physiol.*, **46**, 355–358.
35. Merkys A. I. (1990). *Gravity in Growth Processes of Plants*. Moscow: Nauka.
36. Kordyum E. L. (1994). Effects of altered gravity on plant cell processes: Results of recent space and clinostatic experiments. *Adv. Space Res.*, **14**, 77–85.

37. Hemmersbach-Krause R., Briegleb W. (1994). Behavior of free-swimming cells under various accelerations. *J. Gravit. Physiol.*, **1**, 85–87.
38. Correll M. J., Pyle T. P., Millar K. D., Sun Y., Yao J., Edelman R. E., Kiss J. Z. (2013). Transcriptome analyses of *Arabidopsis thaliana* seedlings grown in space: implications for gravity-responsive genes. *Planta*, **238**, 519–533.
39. Ferl R. J., Koh J., Denison F., Paul A. L. (2015). Spaceflight induces specific alterations in the proteomes of Arabidopsis. *Astrobiology*, **15**, 32–56.
40. Kwon T., Sparks J. A., Nakashima J., Allen S. N., Tang Y., Blancaflor E. B. (2015). Transcriptional response of Arabidopsis seedlings during space flight reveals peroxidase and cell wall remodelling genes associated with root hair development. *Amer. J. Bot.*, **102**, 21–35.
41. Soh H., Auh C., Soh W. Y., Han K., Kim D., Lee S., Rhee Y. (2011). Gene expression changes in Arabidopsis seedlings during short- to long-term exposure to 3-D clinorotation. *Planta*, **234**, 255–270.
42. Hoson T. (2014). Plant growth and morphogenesis under different gravity conditions: relevance to plant life in space. *Life*, **4**, 205–216.
43. Kordyum E. L., Chapman D. K. (2017). Plants and microgravity: Patterns of microgravity effects at the cellular and molecular levels. *Cytology and Genetics*, **51**, 108–116.
44. Uchida A., Yamamoto K. T. (2002). Effects of mechanical vibration on seed germination of *Arabidopsis thaliana* (L.) Heynh. *Plant Cell. Physiol.*, **43**, 647–651.

Received 23.07.2020

Є. Л. Кордюм, зав. відділу клітинної біології та анатомії, чл.-кор. НАН України, д-р біол. наук, проф.
В. О. Брикков, старш. наук. співроб., канд. біол. наук
E-mail: vbrykov@gmail.com, brykov_vo@nas.gov.ua

Інститут ботаніки ім. М. Г. Холодного Національної академії наук України
вул. Терещенківська 2, Київ, Україна, 01004

РУХ СТАТОЛІТІВ У СТАТОЦИТАХ КОРЕНЕВОГО ЧОХЛИКА В УМОВАХ РЕАЛЬНОЇ ТА МОДЕЛЬОВАНОЇ МІКРОГРАВІТАЦІЇ

Незважаючи на тривале використання різних видів клиноставів у космічній і гравітаційній біології, дискусії про їхню спроможність відтворювати ефекти реальної мікрогравітації в космічному польоті тривають дотепер. В роботі представлено дані про поведінку амілопластів — статолітів у статоцитах кореневих чохлаків вищих рослин, що зростали протягом 3–5 днів при повільному і швидкому 2D-клиноставуванні, а також — реальної мікрогравітації в орбітальному польоті. Крім того, наведено дані про переміщення амілопластів у статолітах в умовах вібрації і прискорення у стартовому режимі польоту космічного апарата. Порівняльний аналіз показав чіткі відмінності в реакції статолітів на повільне (2 об./хв) і швидке клиноставування (50 об./хв). У першому випадку поведінка амілопластів була схожа на їхню поведінку в космічному польоті, вони не торкалися плазмалеми, у другому — чітко спостерігалися контакти статолітів з плазмалемою або її інвагінаціями (ломосоми), що є характерним для явищем для вібрації і прискорення. Таким чином, повільне 2D-клиноставування є найбільш адекватним методом для вивчення гравітропічних процесів статоцитах кореневого чохлака, а також їхньої реакції на мікрогравітацію у модельних наземних експериментах.

Ключові слова: повільне клиноставування, швидке клиноставування, амілопласти, сприйняття гравітації, корінь рослин, модельована мікрогравітація, мікрогравітація.

<https://doi.org/10.15407/knit2021.02.085>

УДК 140.8; 502.31

О. Я. ПИЛИПЧУК, зав. кафедри екології та безпеки життєдіяльності, д-р біолог. наук, проф.

E-mail: olegpilipchuk47@gmail.com

О. Г. СТРЕЛКО, проф. кафедри технологій транспорту і управління процесами перевезень, д-р істор. наук

E-mail: olehstrelko@gmail.com

О. О. ПИЛИПЧУК, ст. викладач кафедри філософії та історії науки і техніки, канд. істор. наук

E-mail: oksanapilipchuk78@gmail.com

Державний університет інфраструктури та технологій

вул. Кирилівська 9, Київ, Україна, 04071

АКАДЕМІК В. І. ВЕРНАДСЬКИЙ ПРО СПОКОНВІЧНІСТЬ ЖИТТЯ У КОСМОСІ (до 100-річчя праці «Початок і вічність життя»)

Праця В. І. Вернадського «Початок і вічність життя» (1922), як і інші його наукові твори, зробила вагомий внесок у розвиток багатьох розділів природознавства, принципово змінила науковий світогляд ХХ сторіччя. Ця праця визначила місце людини та її наукової думки в еволюції біосфери, дозволила по-новому поглянути на навколишню природу як середовище існування людини. Вона поставила багато актуальних проблем і накреслила шляхи їхнього вирішення у майбутньому. Поєднання глибоких знань у різних галузях з історією їхнього розвитку зумовило формування у В. І. Вернадського власних поглядів на науку як на специфічне природне явище, притаманне роду Homo sapiens. Він вважав розвиток науки природним процесом розвитку людської думки, спрямованою на пізнання законів природи і законів власного розвитку. Хоча людська думка не є ні матерією, ні енергією, її вплив на зміну довкілля, тобто на біосферу є надзвичайно великим.

У своїй праці «Початок і вічність життя» В. І. Вернадський аналізує різні механізми виникнення життя і дійшов висновку, що життя могло бути вічним і не мати початку. Він підкреслює два найважливіші з геологічної точки зору положення: по-перше, планетний, геологічно закономірний характер життя; по-друге, тісний зв'язок усіх геологічних процесів у біосфері з діяльністю живої речовини. Отже, розуміння життя як планетного явища привело В. І. Вернадського до розуміння прямої залежності існування біосфери від умов, створених геологічними процесами.

Ключові слова: В. І. Вернадський, біосфера, космос, життя у космосі.

ВСТУП

В. І. Вернадський — класик сучасного природознавства, мислитель і гуманіст, вчений-енциклопедист — залишив нам творчу спадщину і зробив величезний вплив на формування наукового світогляду нашої епохи. Те, що В. І. Вернадський — видатний вчений, багатьом стало зрозуміло ще при його житті, однак що більше часу віддаляє нас від його смерті, що далі просувається вперед наука, то яскравіше розкриваються глибина

і значення його ідей, особливо у пошуку і вирішенні нових проблем.

В. І. Вернадський не тільки збагатив широку галузь знання, яку сьогодні називають науками про Землю, він настільки перетворив їхні теоретичні основи, що без його вчення про біосферу і біохімічні процеси, про роль живої речовини в еволюції нашої планети сьогодні неможливо уявити ці науки. Глибше за інших вчених, його сучасників, він усвідомив зв'язок між геологією,

Цитування: Пилипчук О. Я., Стрелко О. Г., Пилипчук О. О. Академік В. І. Вернадський про споконвічність життя у космосі (до 100-річчя праці «Початок і вічність життя»). *Космічна наука і технологія*. 2021. 27, № 2 (129). С. 85—92. <https://doi.org/10.15407/knit2021.02.085>

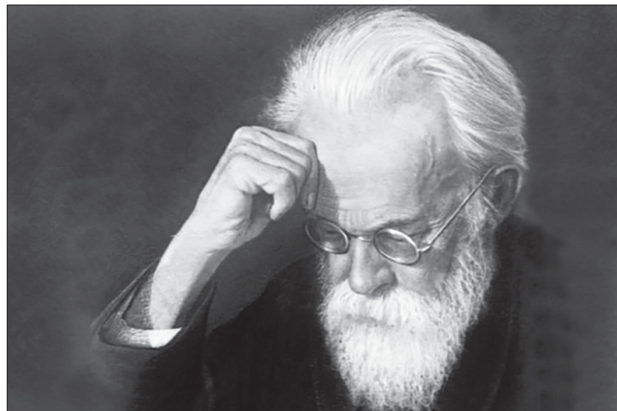


Рис. 1. В. І. Вернадський (1863—1945) [5]

мінералогією, кристалографією, гідрогеологією, гідрохімією, ґрунтознавством, географією, біологією та усіх їх — з фізикою, хімією, математикою. Там, де інші вчені бачили лише окреме, спеціальне питання, В.І. Вернадський розкривав зв'язок з іншими явищами, його місце і роль у планетному процесі. Характерною рисою творчості вченого була ідея комплексності, яку він блискуче застосовував у багатьох своїх дослідженнях. Вчення про живу речовину і біосферу та сучасна біогеохімія стали фундаментальними теоретичними і філософськими основами вже наявних і тих, що сьогодні з'являються, наук про Землю, яких ще називають науками біосферного циклу. Такими науками є: біоекологія, біогеоценологія, екологічна біогеографія, біогеологія, геогігієна, медична екологія, геохімічна екологія, морська біологія тощо [11].

Зараз активно вивчаються філософські праці В. І. Вернадського, особливо його праці у царині еволюції органічного світу, щоб з'ясувати еволюцію його світогляду як для філософії та сучасного осмислення творчої біографії вченого, так і для розуміння тих складних шляхів, якими розвивалася сучасна наука [9]. За усієї широти і розмаїття наукових інтересів В. І. Вернадського ми бачимо дивовижно цілісну особистість, у його творчості усе взаємопов'язане і взаємопереплетене. Його філософські пошуки органічно пов'язані з пошуками дослідника природи [8]. Він став природознавцем-мислителем, а філософські його роздуми розширювали горизонти

природничонаукових уявлень вченого, допомагали йому у виробленні методів досліджень, погляду на світ, а природничо-наукові пошуки у свою чергу впливали на його філософські та соціальні погляди.

У творчості В. І. Вернадського, починаючи з його ранніх наукових праць, яскраво проявилися і тісно переплелися між собою дві важливі тенденції розвитку сучасної науки: космізація наукового знання та синтез природничих і гуманітарних наук. Як дослідник природи, В. І. Вернадський був типовим дослідником історії природи, яку він розглядав у зв'язку з історією людського суспільства.

Уся творчість В. І. Вернадського, його науково-організаційна і громадська діяльність, дозволяють нам казати про В. І. Вернадського як про видатного вченого, одного з тих, хто утверджує основи нового наукового світогляду, який принципово відмінний від світоглядних систем минулих епох своєю філософською спрямованістю і соціально-етичними ідеалами. Його світогляд і природничо-історична, космічна і соціальна, людська тенденція розвитку науки гармонійно зливаються в єдине ціле [7].

Метою статті є вивчення біокосмічного світогляду В. І. Вернадського через аналіз його наукової праці «Початок і вічність життя».

ВИКЛАД ОСНОВНОГО МАТЕРІАЛУ

Принципово новий і якісний стан в науковій творчості В. І. Вернадського, який тривав до кінця його життя, розпочався у 1916 р., коли він розпочав систематичне дослідження живої природи в атомному і планетно-космічному аспектах, одночасно вивчаючи природничо-історичне вивчення людини і людства, їхнього теперішнього і майбутнього [10]. Вже невдовзі, у 1922 р. побачила світ його праця «Початок і вічність життя». Книга вийшла у Петрограді у видавництві «Час» [2]. У даній праці В. І. Вернадський дійшов висновку, що життя могло бути вічним і не мати початку. Тому він починає свою працю «Початок і вічність життя» такими питаннями: «Чи був колись і десь початок життя і живого, чи життя та живе є такими самими вічними основами Космосу, якими є матерія й енергія? Чи ха-

рактерним є життя і живе лише для однієї Землі, чи це є загальним проявом Космосу? Чи мало воно початок на Землі, чи зародилося на ній, чи у готовому вигляді проникло в неї ззовні, з інших небесних світил?» [4, С. 73].

В. І. Вернадський зазначає, що кожен із нас знає, як багато для нас важливого, цінного та дорогого пов'язано з правильною і точною відповіддю, з вирішенням цих питань, щоб ми могли нині дати на них точні відповіді. Вчений також підкреслює, що немає питань для нас важливіших за питання про загадку життя, ту вічну загадку, що тисячоліттями стоїть перед людством і яку людство прагне розгадати всією силою особистої і колективної творчості. І що всяка розгадка загадки життя пов'язана спершу з відповіддю на ці вужчі, та по суті важливі питання, що стоять сьогодні перед нами.

І далі Володимир Іванович продовжує: «Чи був колись Космос без проявів життя, чи може Космос бути безживним? Ми знаємо — і знаємо науково, — Космос без матерії та енергії не може існувати. Проте чи досить матерії та енергії — без проявів життя для будови Космосу, того Всесвіту, що доступний людському розумові, тобто науково конструйованого? Чи живе і життя є окремим явищем в історії матерії та енергії, що часом з'являється і так само безслідно зникає?» [4, С. 73].

В. І. Вернадський також відзначає, що життя і живе ми повинні розуміти в усіх їхніх реальних проявах, в усіх функціях, починаючи тим вихором хімічних елементів, що проходять крізь живий організм. Про це казав Жорж Кюв'є (1769—1832) ще 200 років тому. Він відзначав живе як одну з найхарактерніших особливостей організму як космічного неподільного.

Сьогодні ми знаємо, — каже В. І. Вернадський, — що загадку життя людина намагалася розгадати різними шляхами. Спочатку вона підходила до неї шляхом релігійного піднесення, релігійного настрою та релігійної колективної творчості, що тривала віками, а також особистої релігійної інтуїції. Людина підходила до неї містичним натхненням і теологічною побудовою. І ми знаємо, як багато різних мінливих, несумісних та суперечливих рішень створено на цьому шляху завдяки зусиллям людського розуму. Во-



Рис. 2. Обкладинка наукової праці В. І. Вернадського «Початок і споконвічність життя» (1922) [3]

лодимир Іванович наголошує, що багато їх збереглося в архіві минулого людської культури. Однак загального єдиного вирішення релігійна свідомість не дала. Тому незліченні різноманітні форми такого розв'язання неможливо звести до єдиного прозорого і незаперечного положення.

Людина підходила, — відзначав В. І. Вернадський, — до розгадування цієї ж загадки й іншим шляхом — шляхом художньої творчості. Вона шукала відповідь на загадку життя не лише в поезії і в логічно висловлених образах своєї фантазії чи художнього відтворення основних рис Космосу, вона підходила до художнього розв'язування й іншим шляхом, який лише тлумаченням наших переживань ми можемо висловити в логічних образах — в гармонії та рухливому світі звуків, у барвах та формі архітектури, живопису, скульптури.

«Всюди так чи інакше відбивається в людській особі, і її одиничній чи колективній творчості загадка життя, бо у художній творчості виявляється нам Космос, що проходить крізь свідомість живої істоти. І ми знаємо, що й форми художньої творчості не дали нам єдиної, певної розгадки загадки життя. І в нескінченній різнома-

нітності віками нагромаджених художніх творів людський розум не може знайти загального» [4, С. 74].

В. І. Вернадський говорить, що не дано також розгадки життя і у третій формі духовного пошуку людства — тій молодшій формі її, що відбивається у філософському мисленні. «*І в ясних логічних побудовах розуму, і у пов'язаних з ними містичних переживаннях філософського мислення даремно намагається людина протягом майже трьох тисяч років знайти розгадку життя*» — писав В. І. Вернадський [4, С. 74]. І далі Володимир Іванович робить висновок, що озируючись назад, ми бачимо протягом усієї доступної нам давнини часу неперервний потік людського прагнення знайти розгадку життя, з'ясувати факт свого існування та існування всього живого у природі у зрозумілій нашій свідомості формах. І що ці пошуки досі не перериваються. Вчений бачить усе в русі — бурхливому, неперервному та невловимому у своїх закономірностях.

Вчений-філософ вважає, що лише одним боком своєї духовної діяльності людина не підходить для розгадування цієї загадки — тим величним творінням, яким є наука. А ми знаємо — наголошує В. І. Вернадський, — що лише в колективній творчості вільних пошуків вільної особи, якою створюється наука, людина дістає таке розуміння сущого, яке є для усіх обов'язковим, яке не викликає суперечки та сумніву, не пов'язане з індивідуальними особливостями, темпераментом особи. І що протягом своєї історії — понад дві з половиною років — наука не дала жодної відповіді на це питання, яке вічно стоїть перед нами.

Володимир Іванович вважає, що наука не дала відповіді на таке питання не тому, що не прагнула її дати — прагнення до розв'язання цього запитання проймає наукову думку з найдавнішого відомого нам її прояву. Однак наука не змогла знайти шляхів до його розв'язання. Наука досі була і ще перебуває у стадії пошуку шляхів до розв'язання цієї вічної загадки. В. І. Вернадський вважав, що в той час, коли релігія, філософія, художня творчість шукають розгадку цієї загадки, наука все ще шукає шляхів до її розгадки. І що наука шукає цих шляхів одним способом.

Вона розкладає складніші завдання на простіші, потім, залишаючи складне завдання, розв'язує простіші і лише після цього повертається до залишеного складного. Іноді проходять віки, перш ніж вона повертається до первісного завдання. Володимир Іванович вважає, що кожен дослідник, вирішуючи часткові питання, необхідні для розв'язання основного питання, переживає основне завдання. І що це завдання постійно не забувається. Воно часто десятиліттями та століттями не з'являється в сучасній літературі, проте фактично лежить в основі наукової роботи.

Розгадка життя як така не ставиться тепер у науковій думці та науковій літературі ось уже три-чотири століття, але прагнення до цього — у прихованій формі — постійно проникає в усю працю біолога, супроводжуючи все його життя. Воно його надихає та налаштовує, зумовлює його науковий пошук. Так, наприкінці ХХ ст. і зараз ми бачимо справжній бум наукових результатів і використання потужних проектів. Наприклад, «проект геному людини», мета якого полягає у визначенні послідовностей ДНК, локалізації генів та їхніх функцій [6]. У царині мікробіології розробляється низка експериментів, таких, наприклад, як проведення мікробіологічного і генетичного моніторингу техногенних ґрунтів, розроблення молекулярно-генетичних тест-систем для виявлення корозійно небезпечних бактерій і прогнозування екстремальних ситуацій [1].

В. І. Вернадський розумів, що наука не буде стояти на місці, і все це призведе до того, що одним із часткових питань загальної загадки життя і є для науки те питання, на яке він постійно звертав увагу. Чи вічне життя в Космосі? Чи мало воно початок? Чи бачимо ми десь в історії нашої планети — Землі — вказівки на зародження в ній життя, його виявлення в інших формах прояву в ньому Космосу? Вчений вважає, що у філософії, релігії та в художній творчості до них додається ще й третє начало — духовне в тій чи іншій формі його виявлення. Тому він підійшов до цього питання як вчений, а не як філософ, художник чи релігійний мислитель.

В. І. Вернадський завершує перший з п'яти підрозділів своєї праці «Початок і вічність жит-

тя» такими словами: «І хоча питання про життя у цій формі не має поки що в науці певного розв'язку, мені здається, що наука підходить у своїй споконвічній роботі до такого розв'язку. Вивчаючи споконвічний підхід науки до цього розв'язання та стан його в науці в цей момент, можна спробувати усвідомити шляхи найближчого майбутнього. Бо ясно, що все, що охоплюється науковими пошуками, що набуває закономірної форми, не є випадковим або спонтанним — усе, у тім числі й хід наукового пошуку і наукового досягнення підкоряється непорушним закономірностям. А якщо є закономірність, ми можемо науково передбачити майбутнє» [4, С. 76].

Для В. І. Вернадського уявлення про світ, які базуються на даних фізики, хімії, математики, дуже спрощують реальність, пропонуючи схеми, далекі від дійсності. Вчений вважав, що Всесвіт за таких уявлень перетворювався або на хаос, в якому випадково щось упорядковується, або це своєрідна грандіозна машина, якою керує світовий Розум, або Бог. Для В. І. Вернадського Всесвіт уособлюється в земній сфері життя — біосфері. Бо тут панує життя. Він зазначав, що уявлення про природу не менш наукові, ніж створення космогонії, або теоретичної фізики і хімії, які для багатьох вчених ближчі. Однак і уявлення дуже неповні, як і геометричні схеми спрощеної думки фізиків.

Проблема життя у Всесвіті, яка була основою біокосмічного світогляду В. І. Вернадського, розглядалася ним у декількох планах.

1. **Життя в умовах земного Космосу** було основним в біокосмічному світогляді вченого. На сьогодні даний аспект найбільш розроблений, оскільки він зв'язаний із земними умовами існування живих організмів і людини. Дослідження в умовах земного Космосу в основному присвячені трьом головним, зв'язаним складовим, що взаємодіють між собою:

- а) вчення про живу речовину;
- б) біогеохімія;
- в) концепція біосфери.

Безперечно, усі ці складові є основою біокосмічного світогляду В. І. Вернадського, який опирається на сукупність чітко встановлених фактів та наукових узагальнень.

2. Особливо цікавило В. І. Вернадського **життя в астрономічному контексті**. В цій площині вченого цікавили такі питання. Чи має життя, як невіддільна частина Космосу, форму буття, чи є космос його атрибутом, тобто вічна і незнищувана властивість, якими є речовина (матерія) і енергія (рух)? Чи існував коли-небудь Космос, повністю позбавлений життя? Якщо Космос немислимий без матерії та енергії, то чи мислимий він поза усякими проявами живого? Чи не є життя у Всесвіті таким же вічним, як вічний і сам Космос? Чи не є в такому випадку життя самостійною космічною силою, яку ми повинні брати до уваги при побудові наукової картини світу і в наших можливих практичних розрахунках? Вже сама постановка цих питань чітко свідчить про те, в якому саме напрямку В. І. Вернадський був схильний шукати відповіді на них. Тут прозрілива думка вченого далеко випереджувала свій час, про що переконливо свідчать успіхи, досягнуті останніми роками в напрямку пошуків слідів позаземного життя. У зв'язку зі сказаним природно виникало питання іншого плану: чи можливі інші форми існування живої речовини в Космосі? То В. І. Вернадський логічно передбачав, що у Всесвіті жива речовина може бути представлена не одними лише планетарними згустками, подібних до земної біосфери. Що найпростіші організми можуть існувати також у міжпланетних просторах і переносяться метеоритами та космічним пилом. Вони мають бути надзвичайно стійкими до смертельних для високоорганізованих форм впливів зовнішнього середовища (низькі температури, високий рівень радіації і т. д.).

Не проминув своєю увагою В. І. Вернадський дуже цікаве питання про абіогенез і геологічну вічність життя. Він, зокрема, каже, що ми повинні у цьому виникненні живого організму з мертвого розрізняти два явища: з одного боку, виникнення живого організму з таких мертвих тіл природи, як каміння, скелі, вода, гази, земля, які ніколи живими не були. І це буде абіогенез — народження поза живим або археогенез — первісне зародження. З іншого боку, ми повинні розрізняти зародження з померлого або вимираючого живого організму, виникнення нових

організмів у випадку гниття та розкладу старих організмів — гетерогенез, або різнорідне зародження.

Нарешті, Володимир Іванович вказує, що ми повинні розрізнити ще й третє явище — біогенез, або зародження одного живого організму з іншого, подібного до нього, як це ми бачимо довкола, коли людина та інші організми народжуються від інших живих, до того ж подібних до себе [4, С. 77].

У 20-х рр. ХХ ст. В. І. Вернадський в принципі ще не заперечував можливості абіогенезу, тобто виникнення живого з неживого. І що це могло відбуватися на планеті Земля у дуже віддалених геологічних епохах. Ба більше, він став одним з перших, хто звернув увагу на деякі найважливіші умови його здійснення (виникнення молекулярної дисиметрії висхідних хімічних речовин, зміна їхнього ізотопного складу тощо). Усі ці умови отримали пізніше визнання у працях, присвячених проблемі виникнення життя. І все-таки достатньо доведеним науковим фактом В. І. Вернадський абіогенез ніколи не вважав. І це відповідає стану речей і на сьогоднішній день. Бо нові геологічні дані, які активно накопичуються стосовно віддалених періодів історії Землі, не дають підстав допустити існування в минулому таких епох, коли життя на нашій планеті становилося на наше здивування, виявилось в найбільш давніх геологічних відкладах. Цим самим проблема абіогенезу, як відзначав В. І. Вернадський, стала більш схожою на задачу квадратури кола або вічного двигуна. Тобто, ця проблема трансформувалася у неправильно поставлену проблему, яка не має вирішення. В. І. Вернадський підкреслював, що це стало наслідком того, що згідно з давньою традицією вчені різко якісно і кількісно відокремлювали біологічний час від геологічної тривалості, що повністю суперечить природі речей. Володимир Іванович вважав, що якщо обмежитися тільки кількісною характеристикою, то згідно з фактичними даними перше збігається з другим, тобто *життя геологічно вічне*.

В. І. Вернадський вважав, що проблема виникнення життя на Землі найтіснішим чином і безперервним образом зв'язане з проблемою утворення на планеті Земля біосфери, поза якою

життя на Землі не існує. І мабуть не існувало в минулому. Все це, звичайно надає проблемі виникнення життя на Землі складного і багатопланового характеру. У такій постановці вона виходить за рамки однієї тільки біології і суміжних з нею наук і з'єднується з низкою проблем астрофізики і космохімії, космології і астрономії і т. д. Пізніше, у 1930—1940 рр. В. І. Вернадський проблеми абіогенезу спеціально не торкався, бо він розглядав її як суто спекулятивну теорію. Він в цей час остаточно переконався в утвердженні атрибутивності життя, його геологічної та космічної вічності. При цьому він зауважував у 1922 р. про таке: *«І все ж, незважаючи ні на що, ми бачимо, як неухильно відроджуються пошуки абіогенезу. Людська думка не мириться з невдачами дослідів і нагромадженими віковим спостереженням висновками. Вона шукає створеного нею явища, якого нема в природі. Частково це пояснюється тим, що уявлення про археогенез і гетерогенез має корені не в науці, а у філософських пошуках. Негативний висновок наукового пошуку не може зруйнувати уявлення, з ним нерозривно пов'язаного. Проте життєвість його визначається й іншою причиною. Необхідність визнання гетерогенезу та археогенезу тепер чи коли-небудь в інший час на Землі або де-небудь поза її межами здається величезній більшості натуралістів і філософів логічно неминуною. Незважаючи ні на що, людству здається, що життя мусило колись-таки мати інший початок, ніж той, що ми спостерігаємо у зародженні живого організму в такому самому живому організмі»* [4, С. 88].

В. І. Вернадський вважав, що наукова думка ХХ ст. дійшла висновку, що не лише в сучасних геологічних умовах, а й протягом усіх геологічних віків на нашій Землі існувало життя, яке однаково відбивалося на хімічних процесах земної кори. Що ніколи тут людство не бачило ознак археогенезу, чи гетерогенезу. Навпаки, все вказує нам на те, що увесь цей час — десятки й сотні мільйонів років живе завжди походило з живого. Що сучасні організми безперервно пов'язані з організмами минулими. Вчений вважав, що жива речовина ХХ ст. становить єдине у часі явище з живою речовиною — організмами, нам не відомими — організмами архейської ери.

ВИСНОВКИ

Як видно з викладеного, для всього біокосмічного світогляду В. І. Вернадського, усіх його компонентів спільною є проблема життя у Всесвіті. Його вчення про біосферу стало ключовою, центральною концепцією сучасного природознавства. У цій концепції основним вважають поняття про живу речовину, тобто сукупність усіх живих організмів. Згідно з уявленнями В. І. Вернадського, живі організми постійно заповнюють всю поверхню Землі: розмноженням, живленням і диханням вони створюють певний тиск на середовище, змінюють течію усіх хімічних реакцій, беруть участь в кругообігу усіх хімічних елементів. Вони виконують у біосфері чітко визначені біогеохімічні функції для підтримання життя на Землі.

Поряд з живою речовиною В. І. Вернадський запроваджує поняття косної речовини — це гірські породи, рідкі і газоподібні тіла, які разом з живою речовиною утворюють біосферу. В. І. Вернадський запевняв, що між живою і косною речовинами є безперервний зв'язок під час дихання, живлення, розмноження живої ре-

човини: міграція атомів з косних тіл біосфери у живі організми та навпаки.

У своїй праці «Початок і вічність життя» В. І. Вернадський аналізує різні механізми виникнення життя і дійшов висновку, що життя могло бути вічним і не мало початку. Він підкреслює два найважливіші з геологічної точки зору положення: по-перше, планетний, геологічно закономірний характер життя; по-друге, тісний зв'язок усіх геологічних процесів у біосфері з діяльністю живої речовини. Отже, розуміння життя як планетного явища привело В. І. Вернадського до розуміння прямої залежності існування біосфери від умов, створених геологічними процесами.

В. І. Вернадський завершує свою працю «Початок і вічність життя» (1922 р.) такими словами: *«Ідея вічності та безпочатковості життя, крім її космічних уявлень, давно проймає науковий світогляд окремих натуралістів. Її історія в минулому нами ще не усвідомлена і не написана. Однак нині ця ідея набула в науці особливого значення, оскільки настав момент в історії думки, коли вона виступає вперед як важлива і глибока основа нового великого світогляду майбутнього»* [2, С. 99].

ЛІТЕРАТУРА

1. Андреюк К. А., Козлова І. П., Коптева Ж. Л. *Мікробна корозія підземних споруд*. Київ: Наук. думка, 2005. 258 с.
2. Вернадский В. И. *Начало и вечность жизни*. Петербург: Время, 1922. 58 с.
3. Вернадский В. И. *Начало и вечность жизни*. URL: <https://www.twirpx.com/file/2320282/> (дата звернення: 23.06.2020).
4. Вернадський В. І. *Початок і вічність життя*. В. І. Вернадський: Вибрані праці. Київ: Наук. думка, 2005. С. 73—99.
5. *Владимир Иванович Вернадский*. URL: <https://worldofaphorism.ru/kratie-biografii/vladimir-vernadskij> (дата звернення: 23.06.2020).
6. *Проект геному людини*. URL: https://uk.wikipedia.org/wiki/Проект_геному_людини (дата звернення: 23.06.2020).
7. Grachev V. Creative heritage of V. I. Vernadsky and global challenges of sustainable development. *Adv. Soc. Sci. Res. J.* 2019. 6(2). URL: <https://doi.org/10.14738/assrj.62.5191> (дата звернення: 24.06.2020).
8. Guillaume B. Vernadsky's philosophical legacy: A perspective from the Anthropocene. *The Anthropocene Rev.* 2014. 1(2). P. 137—146. URL: <https://doi.org/10.1177%2F2053019614530874> (дата звернення: 24.06.2020).
9. Inozemtsev V., Lepskaya N. Problems of Technogenic Society in the Process of Noospheric Transformation. In 4th International Conference on Contemporary Education, Social Sciences and Humanities (ICCESSH 2019). (2019, July). Atlantis Press. URL: <https://dx.doi.org/10.2991/iccessh-19.2019.397> (дата звернення: 23.06.2020).
10. Korobova E., Romanov S. Ecogeochemical exploration of noosphere in light of ideas of VI Vernadsky. *J. Geochem. Explor.* 2014. 147. P. 58—64. URL: <https://doi.org/10.1016/j.gexplo.2014.01.024> (дата звернення: 23.06.2020).
11. Mochalov I. I. Vladimir Vernadsky: cosmos, Earth, life, man, reason — from biosphere to noosphere. *Earth system: History and natural variability*. 2009. Vol. IV. P. 384—434.

Стаття надійшла до редакції 01.06.2020

REFERENCES

1. Andreiuk K. A., Kozlova I. P., Koptieva Zh. L. (2005). *Microbial corrosion of underground structures*. Kyiv: Science thought [in Ukrainian].
2. Vernadskii V. I. (1922). *The beginning and eternity of life*. Petersburg: Time [in Russian].
3. Vernadskii V. I. *The beginning and eternity of life*. URL: <https://www.twirpx.com/file/2320282/> (Last accessed: 24.06.2020).
4. Vernadskiy V. I. (2005). *The beginning and eternity of life: Selected works*. Kyiv: Science thought, 73–99 [in Ukrainian].
5. Vladimir Ivanovich Vernadskii. URL: <https://worldofaphorism.ru/kratkie-biografii/vladimir-vernadskij> (Last accessed: 01.06.2020).
6. Human genome project. URL: http://uk.wikipedia.org/wiki/Проект_геному_людини (Last accessed: 01.06.2020).
7. Grachev V. (2019). Creative heritage of V. I. Vernadsky and global challenges of sustainable development. *Adv. Soc. Sci. Res. J.*, 6(2). URL: <https://doi.org/10.14738/assrj.62.5191> (Last accessed: 24.06.2020).
8. Guillaume B. (2014). Vernadsky's philosophical legacy: A perspective from the Anthropocene. *The Anthropocene Rev.*, 1(2), 137–146. URL: <https://doi.org/10.1177%2F2053019614530874> (Last accessed: 24.06.2020).
9. Inozemtsev V., Lepskaya N. (2019, July). Problems of Technogenic Society in the Process of Noospheric Transformation. 4th International Conference on Contemporary Education, Social Sciences and Humanities (ICCESSH 2019). Atlantis Press. URL: <https://dx.doi.org/10.2991/iccessh-19.2019.397> (Last accessed: 24.06.2020).
10. Korobova E., Romanov S. (2014). Ecogeochemical exploration of noosphere in light of ideas of VI Vernadsky. *J. Geochem. Explor.*, 147, 58–64. URL: <https://doi.org/10.1016/j.gexplo.2014.01.024> (Last accessed: 24.06.2020).
11. Mochalov I. I. (2009). Vladimir Vernadsky: cosmos, Earth, life, man, reason — from biosphere to noosphere. *Earth system: History and natural variability*, Vol. IV, 384–434.

Received 01.06.2020

O. Ya. Pylypchuk, Dr. Sci. in Biology, Professor, Head of the Department of Ecology and Vital Security

E-mail: olegpilipchuk47@gmail.com

O. H. Strelko, Dr. Sci. in History, Professor of the Department of Transport Technologies and Transportation Process Management

E-mail: olehstrelko@gmail.com

O. O. Pylypchuk, Dr. in History, Senior Lecturer of the Department of Philosophy and History of Science and Technology

E-mail: oksanapilipchuk78@gmail.com

State University of Infrastructure and Technologies

9 Kyrylivska St., Kyiv, 04071 Ukraine

ACADEMICIAN V. I. VERNADSKY ABOUT THE ORIGINALITY OF LIFE IN SPACE (TO THE 100th ANNIVERSARY OF HIS WORK “THE BEGINNING AND ETERNITY OF LIFE”)

V. I. Vernadsky's work “The Beginning and Eternity of Life” (1922), as well as his other scientific works, made a significant contribution to the development of many branches of natural history. It fundamentally changed the scientific worldview of the twentieth century. This work determined the place of man and his scientific thought in the evolution of the biosphere, made it possible to take a fresh look at the surrounding nature as the environment of human existence. It posed many actual problems and outlined ways to solve them in the future. The combination of deep knowledge in various industries with the history of their development determined the formation of V. I. Vernadsky's views on science as a specific natural phenomenon inherent to the genus *Homo sapiens*. He considered the progress of science as the natural process of the development of human thought, aimed at the cognition of the laws of nature and the laws of its own development.

V. I. Vernadsky has analyzed various mechanisms of the origin of life and came to the conclusion that life could be eternal and had no beginning. He emphasizes two geologically most important points: firstly, the planetary, geologically regular nature of life; secondly, the close connection of all geological processes in the biosphere with the activity of living matter. Consequently, the understanding of life as a planetary phenomenon led V. I. Vernadsky to an understanding of the direct dependence of the existence of the biosphere on the conditions caused by geological processes.

Keywords: biosphere, cosmos, the originality of life in space, the work “The Beginning and Eternity of Life”; personalities: V. I. Vernadsky.