

<https://doi.org/10.15407/knit2023.06.042>
УДК 629.7.015.4:533.6.072

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

Б. Й. СЕМОН, д-р техн. наук, проф., голов. наук. співроб. Заслужений діяч науки і техніки України
ORCID 0000-0002-7449-8214
E-mail: generalsemon@ukr.net

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

Ю. Г. БОДРИК, канд. техн. наук, старш. наук. співроб., провідний наук. співроб.
ORCID 0000-0001-6798-0638
E-mail: Y_bodryk@ukr.net

Національний університет оборони України
Повітрофлотський проспект 28, Київ, Україна, 03049

МЕТОД ОЦІНКИ НЕБЕЗПЕЧНОГО ДІАПАЗОНУ ТРАНСЗВУКОВИХ ЧИСЕЛ M ПОЛЬОТУ НАДЗВУКОВИХ ЛІТАКІВ ТА АЕРОКОСМІЧНИХ СИСТЕМ

Забезпечення безпеки польотів надзвукових літаків та аерокосмічних систем у трансзвуковому діапазоні чисел M польоту досі залишається актуальною науковою і прикладною проблемою. Це пов'язано з виникненням на цих режимах польоту різноманітних небезпечних явищ аеропружності. Одним із таких явищ є трансзвуковий флатер, виникнення якого неодноразово закінчувалося руйнацією елементів конструкції літаків і, у першу чергу, елементів конструкції аеродинамічних поверхонь керування.

Теоретичним та експериментальним дослідженням цього явища присвячено багато публікацій, в яких запропоновані різноманітні підходи для обґрунтування причин виникнення інтенсивних коливань аеродинамічних поверхонь керування сучасних надзвукових літаків на цих режимах польоту, умови їхнього виникнення, вплив різноманітних факторів на рівень коливань. Відмічено, що досі не створено надійних теоретичних методів оцінки нестационарних сил аеродинамічних поверхонь керування, які коливаються у трансзвуковому потоці, тому використання лінійних математичних моделей подібності не завжди дозволяє переносити результати продувок моделей в аеродинамічних трубах на натурні конструкції літаків.

У статті запропоновано метод оцінки небезпечного діапазону чисел M , в якому можливе виникнення трансзвукового флатера аеродинамічних поверхонь керування надзвукових літаків та аерокосмічних систем. Метод базується на аналізі закономірностей адиабатичного розширення місцевого надзвукового потоку повітря на поверхні аеродинамічного профілю в діапазоні трансзвукових чисел M . Розрахунками доведено, що для типових аеродинамічних поверхонь сучасних надзвукових літаків виникнення трансзвукового флатера можливе у вузькому діапазоні чисел $M = 0.9...0.94$.

Отримані результати можна використовувати для обґрунтування безпечних режимів польоту надзвукових літаків як на етапі льотних випробувань, так і на етапі експлуатації. Подальші дослідження цієї проблеми доцільно присвятити аналізу методів зменшення рівня коливань аеродинамічних поверхонь керування при виникненні трансзвукового флатера.

Ключові слова: авіаційна техніка, трансзвуковий флатер, надзвуковий літак, аеродинамічна поверхня керування, аеродинамічний профіль, місцевий надзвуковий потік, коливання, число M польоту.

Цитування: Сафронов О. В., Семон Б. Й., Неділько О. М., Бодрик Ю. Г. Метод оцінки небезпечного діапазону трансзвукових чисел M польоту надзвукових літаків та аерокосмічних систем. *Космічна наука і технологія*. 2023. **29**, № 6 (145). С. 42—50. <https://doi.org/10.15407/knit2023.06.042>

© Видавець ВД «Академперіодика» НАН України, 2023. Стаття опублікована за умовами відкритого доступу за ліцензією CC BY-NC-ND license (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>)

ПОСТАНОВКА ПРОБЛЕМИ

Забезпечення безпеки польотів надзвукових літаків та аерокосмічних систем у трансзвуковому діапазоні чисел M польоту досі залишається актуальною науковою і прикладною проблемою. Це пов'язано з виникненням на цих режимах польоту різноманітних небезпечних явищ аеропружності.

До таких явищ можна віднести і виникнення трансзвукового флатера надзвукових літаків, тобто, виникнення інтенсивних коливань елементів конструкції надзвукових літаків на трансзвукових швидкостях польоту, які обумовлені особливостями взаємодії стрибків ущільнення з коливаннями аеродинамічних поверхонь керування.

АНАЛІЗ ОСНОВНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ І ПУБЛІКАЦІЙ

Теоретичним та експериментальним дослідженням цього явища присвячено багато публікацій, в яких запропоновані різноманітні підходи для обґрунтування причин виникнення інтенсивних коливань аеродинамічних поверхонь керування сучасних надзвукових літаків на цих режимах польоту, умови їхнього виникнення, вплив різноманітних факторів на рівень коливань [2—11, 13—19].

У праці [3], присвяченій 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, 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, які 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.

Відмічено, що рівень цих коливань залежить від великої кількості параметрів, до основних з яких належать: число M потоку повітря; геометричні характеристики аеродинамічних поверхонь керування, частота їхніх власних пружних коливань та масово-інерційні характеристики.

Відмічено також, що досі немає надійних теоретичних методів оцінки нестационарних сил аеродинамічних поверхонь керування, які коливаються у трансзвуковому потоці, тому використання лінійних математичних моделей подібності не завжди дозволяє переносити результати продувок моделей в аеродинамічних трубах на натурні конструкції літаків.

Зауважимо, що до найбільш небезпечних явищ аеропружності необхідно віднести 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 [10, 11, 14, 18] 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 навколо власної осі.

Особливості коливань аеродинамічних поверхонь керування, відмічені у льотних дослідженнях трансзвукового флатера, такі [18]:

- найвищий рівень спостерігається на тонких аеродинамічних поверхнях, які розташовані в потоці повітря під нульовим кутом атаки,
- характер коливань нагадує гармонічні коливання, при цьому частоти коливань при зміні висоти або швидкісного напору залишаються незмінними і дорівнюють власним частотам коливань аеродинамічних поверхонь керування у наземних умовах,
- коливання виникають у вузькому діапазоні чисел M незбудженого потоку повітря — $M = 0.91...0.95$, який практично не змінюється зі зміною висоти польоту,
- рівень коливань практично лінійно збільшується зі збільшенням швидкісного напору,

- рівень коливань збільшується зі зменшенням висоти польоту,
- рівень коливань зменшується зі збільшенням величини конструкційного демпфування.

Ці коливання віднесено до класу нелінійних автоколивань, амплітуди яких залежать від характеристик несучих аеродинамічних поверхонь, характеристик аеродинамічних поверхонь керування та умов польоту.

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

Так, у праці [10], присвяченій дослідженням трансзвукового флатера аеродинамічних поверхонь керування, відмічено, що за результатами експериментів у навколосвуковому діапазоні чисел M спостерігається значне зменшення критичного швидкісного напору, зумовлене рухом стрибків ущільнення по поверхні крила. Тому дослідження цього типу флатера за допомогою методів класичного лінійного аналізу пружних коливань неможливе.

У праці [6] вказано, що: «ударні хвилі не виникають в якійсь визначеній точці профілю, вони коливаються з великою частотою між двома можливими положеннями рівноваги».

У праці [2], яка присвячена експериментальним дослідженням коливань аеродинамічних поверхонь керування у навколосвуковому потоці повітря, відмічено, що при переміщенні стрибка ущільнення вперед до осі обертання аеродинамічної поверхні керування його інтенсивність збільшується. На думку авторів роботи [2], цим фактом можна пояснити причини виникнення коливань аеродинамічних поверхонь керування на цих режимах польоту надзвукових літаків.

У теоретичних працях виникнення цього явища пов'язується і з наявністю стисливості повітря [1], і з формуванням стрибків ущільнення на поверхні профілю [9]. А у праці [5] на базі результатів чисельного рішення рівняння Нав'є — Стокса зроблено висновок, що виникнення коливань зумовлене фазовим запізненням переміщень стрибків ущільнення відносно коливань поверхні керування, але причини фазового запізнення не розкриті.

До можливих причин виникнення коливань також віднесено складну взаємодію стрибків ущільнення з коливаннями поверхонь керування [15].

З наведеного випливає, що досі не розроблено прийнятних математичних моделей, якими можна було б описати процеси, що відбуваються при виникненні коливань аеродинамічних поверхонь керування на трансзвукових числах M польоту.

Так, автори праці [4] пишуть: «Розрахувати це явище кількісно за допомогою класичної аеродинамічної теорії є неможливим, хоча при цьому рух елементів здійснює просте гармонічне коливання».

А у праці [3], вказано «...дійсний механізм коливань поверхонь керування залишається до кінця не виявленим».

Цей висновок підтверджується і останніми публікаціями. Так, у праці [13] визначено, що безпеку польотів безпілотних літальних апаратів у діапазоні чисел $M = 0.95...1.05$ точніше можна забезпечити за допомогою результатів льотних випробувань.

З цієї причини виникнення цих коливань спостерігалось, як правило, лише на етапі льотних випробувань і не прогнозувалось ні теоретичними розрахунками, ні результатами продувок аеродинамічних моделей в аеродинамічних трубах. Тому експериментальні дослідження залишаються основним методом оцінки характеристик флатера літаків на трансзвукових швидкостях польоту. Емпіричними методами залишаються і методи зменшення рівня цих коливань.

Пошук ефективних методів зменшення рівня коливань аеродинамічних поверхонь керування на цієї стадії доводки літака не завжди досягає позитивних результатів, і безпека польотів літаків на трансзвукових швидкостях забезпечується лише додатковим обмеженням льотних характеристик. Так, на надзвукових літаках швидкість польоту на висотах нижче 3.0 км обмежена числом $M = 0.85$ [7]. Аналогічні обмеження режимів польоту мають і деякі інші надзвукові літаки.

Мета статті — визначити небезпечний діапазон трансзвукових чисел M , в якому виникають інтенсивні коливання аеродинамічних поверхонь керування, з метою забезпечення безпеки польотів надзвукових літаків та аерокосмічних систем.

ВИКЛАД ОСНОВНОГО МАТЕРІАЛУ

Нижче для визначення небезпечного діапазону чисел M польоту надзвукових літаків та аерокосмічних систем пропонується підхід, який базується на аналізі закономірностей адіабатичного розширення місцевого надзвукового потоку на поверхні аеродинамічного профілю.

Оскільки коливання аеродинамічних поверхонь керування типу «В» зумовлені особливостями взаємодії стрибків ущільнення з коливаннями аеродинамічних поверхонь керування [13, 15, 18], тому небезпечний діапазон чисел M польоту може бути визначений умовами, при яких стрибки ущільнення відбуваються на профілі аеродинамічної поверхні керування.

Аналіз закономірностей адіабатичного розширення місцевого надзвукового потоку на поверхні аеродинамічного профілю у цьому діапазоні чисел M почнемо з аналізу зміни параметрів надзвукового потоку у течії Прандтля — Майєра [1].

Можливість такого підходу можна обґрунтувати тим, що обтікання дифузornoї частини аеродинамічного профілю місцевим надзвуковим потоком до стрибка ущільнення можна уявити течією надзвукового потоку навколо тупого кута, тобто уявити течією Прандтля — Майєра, в якій швидкість місцевого надзвукового потоку на поверхні аеродинамічного профілю збільшується зі збільшенням кута його відхилення.

Оскільки адіабатичне розширення надзвукового струму у дифузornoї частині аеродинамічного профілю починається з числа $M = 1.0$, цю залежність у праці [15] подано у вигляді рівняння

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

де M_1 — число M місцевого надзвукового потоку на поверхні дифузornoї частини аеродинамічного профілю після відхилення на кут $\phi(x)$, $\phi(x)$ — кут відхилення місцевого надзвукового потоку на поверхні дифузornoї частини аеродинамічного профілю.

Зауважимо, що похибка визначення числа M місцевого надзвукового потоку на поверхні аеродинамічного профілю згідно із рівнянням (1) при $\phi(x) \leq 10^\circ$ не перевищує 1.0 %. Така похибка значно менш, ніж похибки обробки експериментальних даних [12].

Залежність (1) визначає геометричне обмеження числа M місцевого надзвукового потоку на поверхні аеродинамічного профілю. Дійсно, якщо дифузornoї частина аеродинамічного профілю є плоскою пластиною ($\phi(x) = 0$) то число $M_1 = 1.0$, навіть при прискоренні незбудженого потоку від критичного числа M до числа $M = 1.0$.

Адіабатичне обмеження місцевого надзвукового потоку на поверхні аеродинамічного профілю визначимо з рівняння Бернуллі для стисливого газу [1]:

$$\bar{P}_1 = \frac{P_1}{P_\infty} = \left(\frac{1 + \frac{\kappa-1}{2} M_\infty^2}{1 + \frac{\kappa-1}{2} M_1^2} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}}, \quad (2)$$

де \bar{P}_1 — відносна величина тиску місцевого надзвукового потоку на поверхні аеродинамічного профілю, P_1 — величина тиску місцевого надзвукового потоку на поверхні аеродинамічного профілю, P_∞ — величина тиску незбудженого дозвукового потоку, M_∞ — число M незбудженого дозвукового потоку, M_1 — число M місцевого надзвукового потоку на поверхні аеродинамічного профілю, κ — показник адіабати.

Зауважимо, що з метою спрощення аналізу адіабатичного розширення місцевого надзвукового потоку на поверхні аеродинамічного профілю рівняння (2) для повітря (показник адіабати $\kappa \approx 1.4$) у трансзвуковому діапазоні чисел M можна подати у вигляді такої лінійної залежності:

$$\bar{P}_1 \approx 1 + M_\infty - M_1. \quad (3)$$

З аналізу рівняння (3) випливає, що при умові, коли число M незбудженого потоку повітря дорівнює критичному, а число $M_1 = 1.0$, рівняння (3) перетворюється у залежність

$$\bar{P}_1 = \bar{P}_{кр} \approx M_{кр}, \quad (4)$$

де $\bar{P}_{кр}$ — відносна величина критичного тиску місцевого надзвукового потоку повітря на поверхні аеродинамічного профілю, $M_{кр}$ — критичне число M аеродинамічного профілю.

Тобто, відносна величина критичного тиску місцевого надзвукового потоку повітря на поверхні аеродинамічного профілю приблизно дорівнює величині критичного числа M аеродинамічного профілю. При цьому похибка набли-

женої залежності (4) для аеродинамічних профілів сучасних надзвукових літаків ($M_{кр} \geq 0.8$) не перевищує 1.0 %.

Як було вказано вище, адіабатичне розширення місцевого надзвукового потоку у дифузорній частині аеродинамічного профілю починається з числа $M_1 = 1.0$, коли $M_\infty = M_{кр}$, а $\bar{P}_1 = \bar{P}_{кр}$, тому рівняння Бернуллі (2) можна представити у вигляді рівняння, запропонованого у праці [15]:

$$\bar{P}_1 = \left(\frac{1 + \frac{\kappa - 1}{2} M_{кр}^2}{1 + \frac{\kappa - 1}{2} M_\infty^2} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}} - (1 - \bar{P}_{кр}). \quad (5)$$

Представимо шляхом лінеаризації рівняння Бернуллі (5) у вигляді лінійної залежності

$$\bar{P}_1 \approx 1 + M_{кр} - M_\infty - (1 - \bar{P}_{кр}). \quad (6)$$

Після перетворення рівняння (6) з урахуванням залежності (4) отримаємо

$$\bar{P}_1 \approx 2M_{кр} - M_\infty. \quad (7)$$

З порівняння залежностей (3) і (7) отримаємо рівняння, яке визначає зв'язок числа M місцевого надзвукового потоку повітря на поверхні аеродинамічного профілю, числа M незбудженого потоку повітря та критичного числа M аеродинамічного профілю:

$$M_1 - 1 \approx 2(M_\infty - M_{кр}). \quad (8)$$

Рівняння (8) визначає закономірності адіабатичного розширення місцевого надзвукового потоку повітря на поверхні аеродинамічного профілю у цьому діапазоні чисел M польоту. А саме, у цьому діапазоні чисел M польоту при адіабатичному розширенні місцевого надзвукового потоку повітря на поверхні аеродинамічного профілю його число M збільшується вдвічі швидше, ніж число M незбудженого потоку повітря.

Саме залежність (8) визначає умови формування стрибків ущільнення на поверхні аеродинамічного профілю або умови перетворення місцевого надзвукового потоку повітря на поверхні аеродинамічного профілю у дозвуковий потік.

Для кількісної оцінки умов формування стрибків ущільнення на поверхні аеродинамічного профілю, як впливає з рівняння (1), необхідно визначити кут відхилення місцевого над-

звукового потоку на поверхні дифузорної частини аеродинамічного профілю.

Згідно з даними [17] для типових аеродинамічних симетричних профілів зміну кута нахилу дотичної до поверхні дифузорної частини профілю можна подати наближеною залежністю

$$\phi(x) = \phi_0 \frac{x}{b_1}, \quad (9)$$

де ϕ_0 — максимальний кут нахилу дотичної до поверхні дифузорної частини профілю, або максимальний кут відхилення місцевого надзвукового потоку у дифузорній частині аеродинамічного профілю, x — відстань перетину хорди профілю від перетину максимальної товщини аеродинамічного профілю, b_1 — відстань перетину максимальної товщини аеродинамічного профілю від його задньої кромки.

З урахуванням залежності (9) залежність (1) можна записати у вигляді

$$M_1 \approx \sqrt[3]{1 + 11.5\phi_0 \frac{x}{b_1}}. \quad (10)$$

Згідно тій же праці [17] для наближених інженерних оцінок характеристик аеродинамічних профілів можна прийняти

$$\phi_0 \approx 0.85\bar{\tau}, \quad (11)$$

де $\bar{\tau}$ — відносна товщина аеродинамічного профілю, тобто відношення товщини аеродинамічного профілю до його хорди.

Критичне число M у рівнянні (8) для тонких аеродинамічних профілів, які розташовані у потоці повітря під нульовим кутом атаки, можна приблизно визначити на основі результатів лабораторних досліджень [12, 17], або з рівняння, запропонованого у праці [19]:

$$M_{кр} \approx 1 - 0.7\sqrt{\tau \cos\chi}, \quad (12)$$

де χ — кут стрілоподібності аеродинамічного профілю.

Залежності (8), (10) і (12) дозволяють кількісно оцінити закономірності адіабатичного розширення місцевого надзвукового потоку на поверхні аеродинамічного профілю та деякі характеристики місцевого надзвукового потоку, а саме визначити небезпечний діапазон чисел M польоту, в якому можливе виникнення трансзву-

кового флатера надзвукових літаків та аерокосмічних систем.

Розглянемо умови, при яких можливе виникнення трансзвукового флатера аеродинамічних поверхонь керування. Як вказано вище, небезпечний діапазон чисел M польоту може бути визначений умовами, при яких стрибки ущільнення відбуваються на профілі аеродинамічної поверхні керування.

Мінімальне число M місцевого надзвукового потоку на поверхні аеродинамічного профілю, при якому стрибки ущільнення відбуваються на передній кромці аеродинамічної поверхні керування, тобто при якому можливе виникнення трансзвукового флатера, визначається з рівняння, аналогічного рівнянню (10), але при умові $x = x_1 = b_1 - b_k$

$$M_1(x_1) \approx \sqrt[3]{1 + 11.5\phi_0 \frac{b_1 - b_k}{b_1}}. \quad (13)$$

Число M місцевого надзвукового потоку на поверхні аеродинамічного профілю, при якому стрибки ущільнення відбуваються на задній кромці аеродинамічної поверхні керування, визначається з рівняння, яке також аналогічне рівнянню (10), але при умові $x = x_2 = b - b_\tau$

$$M_1(x_2) \approx \sqrt[3]{1 + 11.5\phi_0}. \quad (14)$$

Для визначення числа M місцевого надзвукового потоку на поверхні аеродинамічного профілю, при якому спостерігається максимальний рівень коливаний аеродинамічних поверхонь керування, необхідно додати наступне.

При виникненні трансзвукового флатера кут обтікання аеродинамічних поверхонь керування місцевим надзвуковим потоком зменшується на величину

$$\Delta\phi = \frac{b_k}{V} \dot{\delta}(t), \quad (15)$$

де V — швидкість незбудженого потоку повітря, $\delta(t)$ — характер коливаний аеродинамічної поверхні керування.

У праці [16] доведено, що максимальна величина збудженого шарнірного моменту аеродинамічної поверхні керування при виникненні трансзвукового флатера спостерігається при умові

$$\Delta\phi = \phi_0 \frac{b_k}{b_1 + b_k}. \quad (16)$$

Число M місцевого надзвукового потоку на поверхні аеродинамічного профілю, при якому спостерігається максимальний рівень коливаний аеродинамічних поверхонь керування, можна визначити з рівняння (14), яке, з урахуванням залежності (16), представимо у вигляді

$$\begin{aligned} M_{1\phi} &\approx \sqrt[3]{1 + 11.5(\phi_0 - \Delta\phi)} = \\ &= \sqrt[3]{1 + 11.5 \frac{b_1}{b_1 + b_k} \phi_0}. \end{aligned} \quad (17)$$

Кількісну оцінку небезпечного діапазону чисел M польоту визначимо для таких типових конструкційних параметрів несучих аеродинамічних поверхонь і аеродинамічних поверхонь керування надзвукових літаків:

- відношення $b_k / b_1 = 0.5$,
- відносна товщина профілю $\bar{\tau} = 0.05$,
- кут стрілоподібності аеродинамічного профілю $\chi = 45^\circ$.

Максимальний кут нахилу дотичної до поверхні дифузornoї частини аеродинамічного профілю визначається згідно залежності (11) і дорівнює $\phi_0 \approx 0.85\bar{\tau} = 0.0425$.

Критичне число M аеродинамічного профілю у рівнянні (8) визначається із залежності (12) і дорівнює $M_{кр} = 0.8684$.

Число $M_1(x_1)$ визначається із рівняння (13) і дорівнює $M_1(x_1) = 1.076$.

Число $M_1(x_2)$ визначається із рівняння (14) і дорівнює $M_1(x_2) = 1.142$.

Число M місцевого надзвукового потоку на поверхні аеродинамічного профілю, при якому спостерігається максимальний рівень коливаний аеродинамічних поверхонь керування, визначається з рівняння (17) і дорівнює $M_{1\phi} = 1.098$.

При визначених вище величинах чисел M місцевого надзвукового потоку на поверхні аеродинамічного профілю, на яких можливе виникнення трансзвукового флатера аеродинамічних поверхонь керування, та при визначеній величині критичного числа M аеродинамічного профілю числа M незбудженого потоку повітря, у діапазоні яких можливе виникнення трансзвукового

флатера аеродинамічних поверхонь керування, визначаються з рівняння (8).

Так, мінімальне число M незбудженого потоку повітря, при якому можливе виникнення трансзвукового флатера аеродинамічних поверхонь керування, дорівнює $M_{\infty}(x_1) = 0.9064$.

Максимальне число M незбудженого потоку повітря, при якому можливе виникнення трансзвукового флатера аеродинамічних поверхонь керування, дорівнює $M_{\infty}(x_2) = 0.9394$.

Число M незбудженого потоку повітря, при якому спостерігається максимальний рівень коливань аеродинамічних поверхонь керування, дорівнює $M_{1\phi} = 0.9174$.

З наведеного випливає, що при прийнятих характеристиках несучих аеродинамічних поверхонь та аеродинамічних поверхонь керування діапазон чисел M польоту, в якому можливе виникнення трансзвукового флатера надзвукових літаків та аерокосмічних систем, дорівнює

$$\Delta M_{\infty}(x) = 0.9064 \dots 0.9394.$$

Цей результат підтверджується і результатами експериментальних досліджень [11, 14, 18]. Тоб-

то, для типових аеродинамічних поверхонь сучасних надзвукових літаків виникнення трансзвукового флатера можливе у вузькому діапазоні чисел $M = 0.9 \dots 0.94$.

ВИСНОВОК

На базі аналізу закономірностей адіабатичного розширення місцевого надзвукового потоку на поверхні аеродинамічного профілю запропонований метод оцінки небезпечного діапазону чисел M польоту, в якому можливе виникнення трансзвукового флатера аеродинамічних поверхонь керування надзвукових літаків та аерокосмічних систем.

Отримані результати можуть бути використані для обґрунтування безпечних режимів польоту надзвукових літаків як на етапі льотних випробувань, так і на етапі експлуатації.

Подальші дослідження цієї проблеми доцільно присвятити аналізу методів зменшення рівня коливань аеродинамічних поверхонь керування при виникненні трансзвукового флатера.

ЛІТЕРАТУРА

1. Абрамович Г. Н. *Прикладная газовая динамика*. М.: Наука, 1976. 888 с.
2. Агеев Ю. И., Назаренко В. В., Невежина Т. П. Экспериментальное исследование установившихся колебаний элерона в околозвуковом потоке. *Ученые записки ЦАГИ*. 1974. 5, № 8. С. 71–80.
3. *Аэродинамическое исследование колеблющейся поверхности управления при трансзвуковых скоростях*. М.: ЦАГИ, 1975. Обзор № 456. 105 с.
4. Бисплингхофф Р. Л., Эшли Х., Халфмэн Р. Л. *Аэроупругость*. М.: Изд-во иностр. лит-ры, 1958. 800 с.
5. Вильямс М. Х. Теория неустановившегося движения тонкого профиля в трансзвуковом потоке с внутренними скачками уплотнения. *РТК*. 1980. 18, № 7. С. 11–23.
6. Гошек И. *Аэродинамика больших скоростей*. М., 1954. 547 с.
7. Иностранная военная техника. *Зарубежное военное обозрение*. 1996. № 5. С. 58–62.
8. Исогаи К. О механизме резкого снижения границы флаттера крыла прямой стреловидности на режиме трансзвукового полета. Часть 1. *РТК*. 1979. 17, № 7. С. 149–151.
9. Исогаи К. О механизме резкого снижения границы флаттера крыла прямой стреловидности на режиме трансзвукового полета. Часть 2. *РТК*. 1981. 19, № 10. С. 169–171.
10. Ишмуратов Ф. З., Кузьмина С. И., Мосунов В. А. Расчетные исследования трансзвукового флаттера. *Ученые записки ЦАГИ*. 1999. 30, № 3–4. С. 151–163.
11. Кузьмина С. И. Расчетные исследования трансзвукового флаттера самолета. *Ученые записки ЦАГИ*. 1989. 20, № 6. С. 110–115.
12. Левкин В. Ф. Экспериментальные исследования нестационарных аэродинамических характеристик поверхностей управления при трансзвуковых скоростях. *Тр. ЦАГИ*. 1982. Вып. 2132. 16 с.
13. Мосунов В. А., Рябыкина Р. В., Смыслов В. И., Фролов А. Опыт расчетных исследований флаттера беспилотного летательного аппарата. *Вестник Концерна ВКО «Алмаз-Антей»*. 2018. № 2. С. 18–25.
14. Сафронов А. В. *Трансзвуковой флаттер конструкций самолетов*. К.: КВВАИУ, 1987. 155 с.

15. Сафронов А. В. Аэродинамическое воздействие скачков уплотнения на колеблющийся в околозвуковом потоке элерон. *Ученые записки ЦАГИ*. 1991. **22**, № 3. С. 110—117.
16. Сафронов О. В., Неділько О. М., Сафронов В. О. Адаптована математична модель оцінки збуджених шарнірних моментів аеродинамічних поверхонь керування надзвукових літаків на трансзвукових швидкостях польоту. *Зб. наук. праць ЦВСД НУОУ*. 2014. № 3(52). С. 28—33.
17. Свищев Г. П. Эффективность руля и шарнирные моменты его при больших скоростях. Тр. ЦАГИ. 1975. Вып. 1722. 10 с.
18. Семон Б. Й., Сафронов О. В., Неділько О. М. Трансзвуковий флатер: від МіГ-25 до Space Ship Two. *Наука і оборона*. 2016. № 3. С. 32—35.
19. Семон Б. Й., Сафронов О. В., Неділько О. М. Метод оцінювання тиску місцевого надзвукового потоку на профілі аеродинамічної поверхні керування при виникненні трансзвукового флатера. *Наука і оборона*. 2019. № 2. С. 39—43.

REFERENCES

1. Abramovich G. N. (1976). *Prikladnaya gazovaya dinamika*. M.: Nauka, 888 p.
2. Ageev Yu. I., Nazarenko V. V., Nevezhina T. P. (1974). Eksperimentalnoe issledovanie ustanovivshikhsya kolebaniy elerona v okolozvukovom potoke. *Uchenie zapiski TsAGI*, **5**, № 8, 71—80.
3. Aerodinamicheskoe issledovanie koleblyushcheysya poverkhnosti upravleniya pri transzvukovikh skorostyakh. *TsAGI*. 1975. Obzor № 456. 105 p.
4. Bisplinghoff R. L., Eshli Kh., Khalfmen R. L. (1958). *Aerouprugost*. M.: Izd-vo inostr. lit., 800 p.
5. Vilyams M. Kh. (1980). Teoriya neustanovivshegosya dvizheniya tonkogo profilya v transzvukovomu potoke s vnutrennimi skachkami uplotneniya. *RTK*, **18**, № 7, 11—23.
6. Goshek I. (1954). *Aerodinamika bolshikh skorostei*. M., 547 p.
7. Inostrannaya voennaya tekhnika. (1996). *Zarubezhnoe voennoe obozrenie*. № 5, 58—62.
8. Isogai K. (1979). O mekhanizme rezkogo snizheniya granitsi flattera krila pryamoj strelovidnosti na rezhime transzvukovogo poleta. Chast 1. *RTK*, **17**, № 7, 149—151.
9. Isogai K. (1981). O mekhanizme rezkogo snizheniya granitsi flattera krila pryamoj strelovidnosti na rezhime transzvukovogo poleta. Chast 2. *RTK*, **19**, № 10, 169—171.
10. Ishmuratov F. Z., Kuzmina S. I., Mosunov V. A. (1999). Raschetnie issledovaniya transzvukovogo flattera. *Uchenie zapiski TsAGI*, **30**, № 3-4, 151—163.
11. Kuzmina S. I. (1989). Raschetnie issledovaniya transzvukovogo flattera samoleta. *Uchenie zapiski TsAGI*, **20** № 6, 110—115.
12. Levkin V. F. (1982). Eksperimentalnie issledovaniya nestatsionarnikh aerodinamicheskikh kharakteristik poverkhnostei upravleniya pri transzvukovikh skorostyakh. *Trudi TsAGI*, vip. 2132, 16 p.
13. Mosunov V. A., Ryabikina R. V., Smislov V. I., Frolov A. V. (2018). Opit raschetnikh issledovaniy flattera bespilotnogo letatel'nogo apparata. *Vestnik Kontserna VKO «Almaz-Antei»*, № 2, 18—25.
14. Safronov A. V. (1987). *Transzvukovoi flutter konstruksii samoletov*. K.: KVVAIU, 155 p.
15. Safronov A. V. (1991). Aerodinamicheskoe vozdeistvie skachkov uplotneniya na koleblyushchiysya v okolozvukovom potoke eleron. *Uchenie zapiski TsAGI*, **22**, № 3, 110—117.
16. Safronov O. V., Nediiko O. M., Safronov V. O. (2014). Adaptovana matematychna model otsinky zbudzhenykh sharnirnykh momentiv aerodynamichnykh poverkhon keruvannya nadzvukovykh litakiv na transzvukovykh shvydkostiakh polotu. *Zbirnyk naukovykh prats TsVSD NUOU*. № 3(52), 28—33.
17. Svishchev G. P. (1975). Effektivnost rulya i sharnirnye momenty yego pri bolshikh skorostyakh. *Trudi TsAGI*, vip. 1722, 10 s.
18. Semon B. Y., Safronov O. V., Nediiko O. M. (2016). Transzvukovyi flater: vid MiH-25 do Space Ship Two. *Nauka i obrona*, № 3, 32—35.
19. Semon B. Y., Safronov O. V., Nediiko O. M. (2019). Metod otsiniuvannya tysku mistsevoho nadzvukovoho potoku na profily aerodynamichnoi poverkhni keruvannya pry vynyknenni transzvukovoho flateru. *Nauka i obrona*, № 2, 39—43.

Стаття надійшла до редакції 07.02.2023

Після доопрацювання 07.09.2023

Прийнято до друку 04.10.2023

Received 07.02.2023

Revised 07.09.2023

Accepted 04.10.2023

O. V. Safronov, Doctor of Technical Sciences, Professor, Leading Researcher
B. Y. Semon, Doctor of Technical Sciences, Professor, Chief Researcher
O. M. Nedilko, Candidate of Technical Sciences, Associate Professor, Leading Researcher
Y. G. Bodryk, Candidate of Technical Sciences, Senior Researcher, Leading Researcher

The National Defence University of Ukraine
28, Povitroflotskyi Ave., Kyiv, 03049 Ukraine

METHOD OF ESTIMATING THE DANGEROUS RANGE OF TRANSONIC NUMBERS M OF THE FLIGHT OF SUPERSONIC AIRCRAFT AND AEROSPACE SYSTEMS

Ensuring flight safety of supersonic aircraft and aerospace systems in the transonic range of flight M numbers still remains an actual scientific and applied problem. This is due to the occurrence of various dangerous aeroelasticity phenomena in these flight modes. Such phenomena include transonic flutter, the occurrence of which has repeatedly resulted in the destruction of aircraft structural elements and, first of all, of aerodynamic control surface structural elements.

Many publications are devoted to the theoretical and experimental research of this phenomenon, in which various approaches are proposed to substantiate the causes of intense oscillations of the aerodynamic control surfaces of modern supersonic aircraft in these flight modes, the conditions of their occurrence, the influence of various factors on the level of oscillations.

It is noted that there are still no reliable theoretical methods for estimating the non-stationary forces of aerodynamic control surfaces that oscillate in a transonic flow, so the use of linear mathematical similarity models does not always allow transferring the results of blowing models in wind tunnels to full-scale aircraft designs.

The paper proposes a method for estimating the dangerous range of M numbers in which transonic flutter of the aerodynamic control surfaces of supersonic aircraft and aerospace systems is possible. The method is based on the analysis of regularities of the adiabatic expansion of the local supersonic air flow on the surface of the airfoil in the range of transonic numbers M .

Calculations have proven that for typical aerodynamic surfaces of modern supersonic aircraft, the occurrence of transonic flutter is possible in a narrow range of numbers $M = 0.9...0.94$.

The obtained results can be used to substantiate the safe flight modes of supersonic aircraft both at the stage of flight tests and at the stage of operation.

Further studies of this problem should be devoted to the analysis of methods for reducing the level of oscillations of aerodynamic control surfaces when transonic flutter occurs.

Keywords: aviation equipment, transonic flutter, supersonic aircraft, aerodynamic control surface, aerodynamic profile, local supersonic flow, oscillations, flight number M .

<https://doi.org/10.15407/knit2023.06.051>
УДК 536.21: 536.2.022: 533.599

В. А. РОГАЧОВ¹, доцент, канд. техн. наук, старш. наук. співроб.

E-mail: valeriy_rogachov@ukr.net

Д. В. КОЗАК¹, старш. наук. співроб., канд. техн. наук

E-mail: dk.kpi.hp@gmail.com

Р. С. МЕЛЬНИК¹, наук. співроб., аспірант

E-mail: romadarkwood3@gmail.com

Ю. А. ПОШТАРЕНКО¹, пров. інж.

E-mail: yuriypostarenko@gmail.com

Б. М. РАССАМАКІН¹, пров. наук. співроб., канд. техн. наук, старш. наук. співроб.

E-mail: bmrass@gmail.com

В. І. ХОМІНІЧ¹, зав. лаб., канд. техн. наук, доцент

E-mail: hominichv@gmail.com

В. В. ЗАХАРОВ², нач. сектору

E-mail: vlad.zakharow71@gmail.com

Т. В. МОСКАЛЬОВА³, доцент, канд. техн. наук, доцент

E-mail: Moskalova@ua.fm

¹ Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського»
Проспект Берестейський 37, Київ, Україна, 03056

² Державне підприємство «Конструкторське бюро „Південне“ ім. М. К. Янгеля»
вул. Криворізька 3, Дніпро, Україна, 49008

³ Національний технічний університет «Дніпровська політехніка»
Проспект Д. Яворницького 19, Дніпро, Україна, 49005

ТЕПЛОВАКУУМНІ ВИПРОБУВАННЯ ЗРАЗКІВ ЕКРАННО-ВАКУУМНОЇ ТЕПЛОВОЇ ІЗОЛЯЦІЇ

Представлено результати тепловакуумних досліджень та випробувань зразків чохла екранно-вакуумної теплоізоляції (ЕВТІ), які відрізняються кількістю шарів композитних матеріалів. Дослідження виконано на експериментальному стенді ТВК-0,12. Описано методики тепловакуумних випробувань та обробки результатів експерименту для визначення питомого термічного опору зразків екранно-вакуумної теплоізоляції.

Чохли виготовлено з каптону та майлару, між якими розміщено розділювальні прокладки з дакрону. При цьому внутрішні шари ЕВТІ виготовлено з майлару, алюмінованого з двох сторін, його товщина не перевищує 6.0 мкм. Для зовнішньої обшивки зразків ЕВТІ використано каптон, алюмінований з внутрішньої сторони середньою товщиною, не більшою від 50 мкм. Середня товщина внутрішньої обшивки алюмінованого каптону з двох сторін не перевищує 25 мкм. Для ізоляційних прокладок ЕВТІ використано дакрон, товщина якого не перевищує 200 мкм. Для випробувань конструктивно виготовлялися збірки теплоізоляції у вигляді прямокутного мату з габаритними розмірами 200 × 300 мм. Усі зразки досліджуваних

Цитування: Рогачов В. А., Козак Д. В., Мельник Р. С., Поштаренко Ю. А., Рассамакін Б. М., Хомініч В. І., Захаров В. В., Москальова Т. В. Тепловакуумні випробування зразків екранно-вакуумної теплової ізоляції. *Космічна наука і технологія*. 2023. **29**, № 6 (145). С. 51–61. <https://doi.org/10.15407/knit2023.06.051>

© Видавець ВД «Академперіодика» НАН України, 2023. Стаття опублікована за умовами відкритого доступу за ліцензією CC BY-NC-ND license (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>)

ЕВТІ мали перфорацію екранів отворами діаметром 2 мм з кроком 50 мм для відведення повітря, що міститься між шарами теплоізоляції і яке відводиться у процесі відкачування газового середовища з вакуумної камери ТВК-0.12. Показано, що найбільш ефективною є двадцятишарова екранно-вакуумна теплоізоляція, яка має термічний опір в діапазоні температурних напорів 125...205 °С відповідно 6.5...4 м²К/Вт, що в 1.75 рази вище, ніж для десятишарової ізоляції. Визначено, що застосування зразків ЕВТІ з кількістю шарів понад 20 не призводить до суттєвого зростання її ефективності.

Найкращі зі зразків рекомендовано для використання у виробках космічної техніки.

Ключові слова: екранно-вакуумна тепла ізоляція, термовакуумні випробування, тепловий потік випромінювання, температурне поле, питомий термічний опір, температурний напір, космічний апарат, чохол.

ВСТУП

Теплове проектування виробів космічної техніки є невід'ємною та обов'язковою частиною загального процесу їхньої розробки та конструювання. Основною метою такого проектування є забезпечення температурних та теплових режимів бортової апаратури та космічного апарата (КА) в цілому, нормальне функціонування та допустимі вихідні параметри, а також максимальна надійність та експлуатаційний ресурс яких багато в чому визначаються температурними умовами. Великий обсяг та у багатьох випадках суперечливість температурних вимог, обов'язкових до реалізації у процесі створення нового обладнання КА, зумовлюють особливу значущість теплового проектування та взаємної ув'язки теплових аспектів з загальними завданнями розробки нових КА та їхніх компонентів [1—11, 18].

Екранно-вакуумна теплоізоляція (ЕВТІ) є одним з найбільш поширених та надійних засобів пасивного терморегулювання у системах забезпечення теплового режиму КА. ЕВТІ суттєво знижує інтенсивність теплообміну елементів конструкції та обладнання КА з довкіллям.

Загальний вигляд сучасних конструкцій ЕВТІ приведено на рис. 1. Принцип дії оснований на зменшенні теплообміну між тілами або середовищами у напрямку теплового потоку завдяки перешкоді, яка розміщується перпендикулярно до теплового потоку (далі — поперечний напрям). У багатошаровому анізотропному середовищі шари з композитних матеріалів перевипромінюють теплові потоки між собою, внаслідок чого середовище має високі теплоізоляційні властивості. ЕВТІ становить собою теплозахист на основі багатошарового екранування зовнішньої поверхні об'єкта і складається з декількох

шарів, у яких чергуються екрани та прокладки (рис. 1, а).

З ЕВТІ виконують чохла, які охоплюють увесь об'єкт, або його частини, які підлягають тепловому захисту або регулюванню, наприклад захисна шторка з ЕВТІ для блоку апаратури КА (рис. 1, б), яка випробувалася в роботі [4].

Чохли з ЕВТІ для різноманітного обладнання КА виготовлено з плівок каптону (поліімід), майлару (поліетилентерефталат), між якими розміщені роздільні прокладки з дакрону або лавсану (поліетилентерефталат). Як внутрішній шар ЕВТІ використовуються каптон або майлар, алюміновані з обох сторін. Зовнішня обшивка зразків ЕВТІ виконується з каптону, алюмінованого лише з одного внутрішнього боку.

Екран, що відбиває тепловий потік, виготовляється з синтетичного матеріалу товщиною не більше 6...12 мкм, зазвичай це плівка, покрита шаром низькоемісійних металів (алюміній, нікель, рідше мідь, золото, срібло) товщиною не більше 0.1 мкм. Прокладки товщиною 50...200 мкм, що розділяють екрани, виготовляються з волокнистих матеріалів з низькою теплопровідністю для мінімізації теплових потоків у зоні теплопровідності. Застосування описаної конструкції ЕВТІ забезпечує можливість суттєво знизити інтенсивність теплообміну елементів конструкції та обладнання космічного апарата з навколишнім середовищем, тобто зменшити по абсолютній величині теплові потоки, що надходять ззовні до елементів конструкції КА та його обладнання від Сонця, Землі та/або при випромінюванні зовнішньою поверхнею апарата в космічний простір.

Процес теплообміну через ЕВТІ є поєднанням передачі теплоти випромінюванням, кондуктивності по елементах конструкції ЕВТІ та молеку-

лярною теплопровідністю газу, що розміщується між шарами. Конструкція ЕВТІ завжди передбачає зведення до мінімуму зазначених форм теплоперенесення.

Наприклад, складова молекулярної теплопровідності газу, розміщеного між шарами ЕВТІ, суттєво зменшується при зменшенні тиску до значень $0.1 \dots 1$ мПа, тому нею можна знехтувати у розрахунках чи вакуумних випробуваннях при подальшому зменшенні тиску.

Передача теплоти випромінюванням мінімізується за рахунок великої кількості металізованих екранів з низьким коефіцієнтом випромінювання, розділених між собою теплоізоляційними синтетичними плівками/прокладками.

Крім того, передача теплоти за рахунок кондуктивності мінімізується за рахунок застосування прокладок з низькою щільністю укладання і незначною теплопровідністю розділювальних екранів.

У конструкції ЕВТІ завжди передбачається на її поверхнях певна кількість вентиляційних отворів, що дає змогу молекулам повітря безперешкодно залишати міжекранні проміжки, проте таке перфорування матеріалу одночасно призводить і до зменшення ефективності цих екранів.

Таким чином, залежність поперечної теплопровідності, що розглядається як сума контактної і променевої складової, від щільності укладання шарів ЕВТІ і зусилля, що їх стискає, пов'язана з характерним мінімумом, що спостерігається на сумарних експериментальних кривих [3]. Як відзначається у роботі [3], визначення цього мінімуму, що базується на роздільному вкладі зазначених видів теплопереносу, є основним завданням оптимізації нових типів теплоізоляції, що розробляються дослідниками.

З іншого боку, співвідношення вкладу окремих механізмів контактного та променевого теплопереносу у діапазоні температур $-196 \dots +150$ °С змінюється на порядок. Тому розрахунок характеристик багатокомпонентної ЕВТІ числовими методами, незважаючи на строгий фізичний підхід, залишається приблизним і часто розходиться з експериментом. В інженерній практиці у зв'язку зі складністю побудови розра-

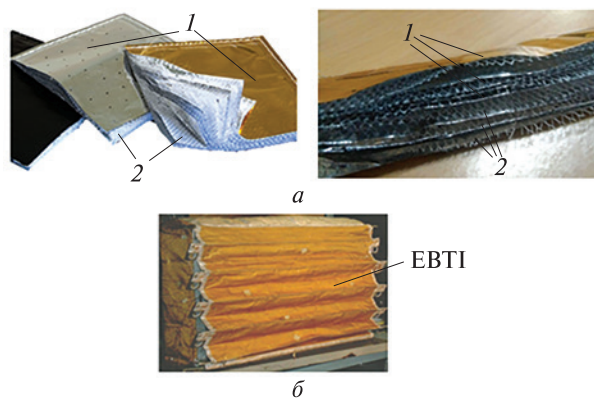


Рис. 1. Приклади багатокомпонентної ЕВТІ: *а* — загальний вигляд зразків ЕВТІ (1 — екран алюмінізований, 2 — прокладка синтетична); *б* — штorka з ЕВТІ для терморегулювання блока апаратури КА [4]

хункових моделей теплопередачі у багатошарових композитних матеріалах [2, 10, 11] найчастіше використовуються різні експериментальні методи підбору теплозахисту з ЕВТІ, результати якого зіставляються з розрахунковими даними, на основі чого приймається кінцеве рішення.

При виборі оптимальної ЕВТІ широко використовуються наземні експериментальні експрес-методи безпосереднього визначення термічних опорів ЕВТІ — повного $R_{\text{ЕВТІ}}$ або питомого $r_{\text{ЕВТІ}}$ [1, 9], які дають змогу досить просто розрахувати зазначені узагальнені параметри з точністю, достатньою для такого роду експериментів. Ці методи базуються на прямих вимірюваннях поперечного теплового потоку випромінювання і розподілу температурного поля, що встановлюється на поверхнях ЕВТІ в умовах, які наближено моделюють космічний простір.

Методи експериментального дослідження властивостей ЕВТІ [4, 12—14, 16—21] та обробки результатів, специфікації експериментального обладнання, а також характеристики експериментальної установки мають вирішальне значення для розуміння, порівняння та аналізу даних про теплові характеристики ЕВТІ, отриманих різними національними лабораторіями та установами. Так, технічний стандарт США ASTM 1774 [13] містить детально описані абсолютні і порівняльні методи/протоколи випробувань для вимірювання теплових характеристик

ізоляційних матеріалів і систем ЕВТІ у криогенних і вакуумних умовах. Ці методи можуть використовувати, як зріджені гази (азот, гелій), так і криоохолоджувачі (кріостати, КЕ та інша криогенна техніка) для спрямування теплового потоку від джерела генерації до стоку.

Тепловий потік за цим стандартом можна визначити таким чином:

- калориметричним методом, тобто визначенням кількості теплоти, яка необхідна для пароутворення певного об'єму рідкого газу (азоту, водню тощо) за визначений період часу;
- за показаннями електричної потужності, що подається на джерело генерації теплового потоку (зазвичай електричний нагрівач);
- за температурними характеристиками поверхонь системи нагрівач — холодильник (нагрівач — кріоекран).

Наприклад, для визначення теплового потоку і ефективної теплопровідності ЕВТІ в роботах [12, 14, 18] використовується саме калориметричний метод вимірювання швидкості википання (випаровування) рідкого азоту з посудини, ізольованої дослідною ЕВТІ у стаціонарних умовах.

З іншого боку, незважаючи на високу якість і точність представлених методів, експериментальні дослідження характеристик ЕВТІ за стандартом ASTM 1774 потребують значних матеріальних та технічних затрат на їхню підготовку та проведення.

Враховуючи зазначене вище, автори розробили метод дослідження та отримання надійних експериментальних значень питомого термічного опору $r_{\text{ЕВТІ}}$ для сучасних матеріалів ЕВТІ, які мають різні теплофізичні та механічні властивості. Метод дає змогу з точністю, достатньою для інженерного використання, розробляти найбільш ефективний тепловий захист виробів космічної техніки.

МЕТОДИКА ДОСЛІДЖЕНЬ, ЗРАЗКИ ЕВТІ, ОБЛАДНАННЯ, АПАРАТУРА, ЗАСОБИ ВИМІРЮВАНЬ

Метою тепловакуумних випробувань є визначення питомих термічних опорів зразків чохла ЕВТІ, виготовлених з нових матеріалів — каптону та майлару, між якими розміщені розділю-

вальні прокладки з дакрону, при моделюванні умов їхнього функціонування на орбіті. Внутрішні шари ЕВТІ виготовлено з майлару, алюмінізованого з двох сторін, його товщина не перевищує 6 мкм. Для зовнішньої обшивки зразків ЕВТІ використано каптон, алюмініований з внутрішньої сторони (середня товщина не більше 50 мкм). Середня товщина внутрішньої обшивки алюмінізованого каптону з двох сторін не перевищує 25 мкм. Як ізоляційні прокладки ЕВТІ використано дакрон, товщина якого не перевищує 200 мкм.

Для випробувань конструктивно виготовлялися збірки теплоізоляції у вигляді прямокутної мати з габаритними розмірами 200×300 мм. Всі зразки досліджуваних ЕВТІ мали перфорацію екранів отворами діаметром 2 мм з кроком 50 мм для відведення повітря, що розміщується між шарами теплоізоляції, у процесі відкачування з вакуумної камери ТВК-0.12 (рис. 2).

Стенд ТВК-0.12 [8] призначено для експериментальних досліджень теплових режимів малогабаритних виробів космічної техніки, зокрема наносупутників формату 2U КА в умовах наземного комплексного моделювання космічного простору.

Стендом одночасно відтворюються основні фактори тепловакуумного впливу космічного простору на випробуваний об'єкт: глибокий вакуум, низька температура і високий ступінь поглинання навколишнього середовища та сонячне випромінювання об'єкта досліджень.

Корисний об'єм вакуумної камери становить 0.12 м^3 , мінімальний залишковий тиск у вакуумній камері у режимах відсутності натікання з досліджуваного об'єкта не перевищує 10^{-6} мм рт. ст., холодоносієм слугує рідкий азот, мінімальна температура КЕ досягає 80 К, ступінь чорноти поверхні КЕ — не менша за 0.92.

До складу стенду ТВК-0.12 входять: вакуумна установка, криогенна система, автоматизована багатоканальна система вимірювання температури (БСВТ), опорно-поворотна плита.

Складові стенда, засоби вимірювань та їхні похибки приведено в табл. 1.

Умови проведення наземних випробувань ЕВТІ відповідають таким значенням параметрів стенда:

Рис. 2. Загальний вигляд експериментального стенду ТВК-0.12: 1 — досліджуваний зразок ЕВТІ, 2 — теплоізоляційна оболонка, яка обтягує жорсткий каркас, 3 — основний електронагрівач, 4 — компенсаційний електронагрівач, 5 — елементи кріплення зразка ЕВТІ, точки — зовнішні давачі на поверхнях (непарні, ближні до КЕ), кружки — внутрішні давачі на поверхнях (парні, ближні до нагрівача).



Таблиця 1. Перелік обладнання, апаратури, засобів вимірювань, що застосовувалися у дослідженнях ЕВТІ

Обладнання, апаратура, засоби вимірювання	Позначення	Призначення
Вакуумна камера	ТВК-0.12	Моделювання зовнішніх космічних впливів (підтримка низького вакууму)
Азотний кріоекран	КЕ	Моделювання зовнішніх космічних умов та підтримання низької температури навколишнього середовища («холодний», «чорний» космос)
Електронагрівачі ніхромові закритого типу зачорнені (200 × 300 мм):		
основний	ЕНО	ЕНО — створення теплових потоків, що падають на зразки ЕВТІ
компенсаційний	ЕНК	ЕНК — забезпечення теплової рівноваги між випромінюючими поверхнями ЕНО та ЕНК
Інформаційно-вимірювальний комплекс НТУУ КПІ	RB-IIS	Забезпечення передачі, накопичення, обробки та відображення експериментальної інформації
Вакуумметр, клас точності 1.5	ВИТ-2	Вимірювання вакууму та контроль коректності функціонування вакуумного обладнання
Ватметри, класу точності 0.2	Д5020	Контроль потужності електронагрівачів (основного та компенсаційного)
Термопари мідь-константанові (діаметр дротів 0.2 мм), похибка вимірювань ±0.3 °С	ТП	Вимірювання та контроль за температурами на поверхнях ЕВТІ, КЕ та нагрівачів

мінімальний залишковий тиск у вакуумній камері $p = 5 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст.,

мінімальна температура КЕ $T_{\text{КЕ}} = -180$ °С,

ступінь чорноти поверхонь нагрівачів і КЕ $\epsilon \geq 0.9$,

потужність теплового випромінювання основним нагрівачем $P \leq 23.0 \pm 0.5$ Вт.

Випробування кожного зразка продовжувались до досягнення встановленого (стаціонарного) режиму, тобто доти, доки зміна температури будь-якого давача на ЕВТІ та нагрівачах буде не більшою за 2 °С/год. У період випробувань контроль температур T_i здійснюється автома-

тично не рідше, ніж через 5 хв за допомогою інформаційно-вимірювальної системи RB-IIS і відображається на дисплеї комп'ютера. Регулярно здійснюється контроль потужностей електронагрівачів. При цьому максимальне відхилення від номінальної потужності не перевищувало 1 Вт.

Монтажну схему випробувань та схему розміщення зразків ЕВТІ та термопар Т1, Т2, ..., Т21, Т22 на поверхнях ЕВТІ та нагрівачах приведено на рис. 3.

Методика, запропонована авторами, дає змогу реалізувати одновимірну постановку задачі передачі теплоти крізь багат шарову пласку

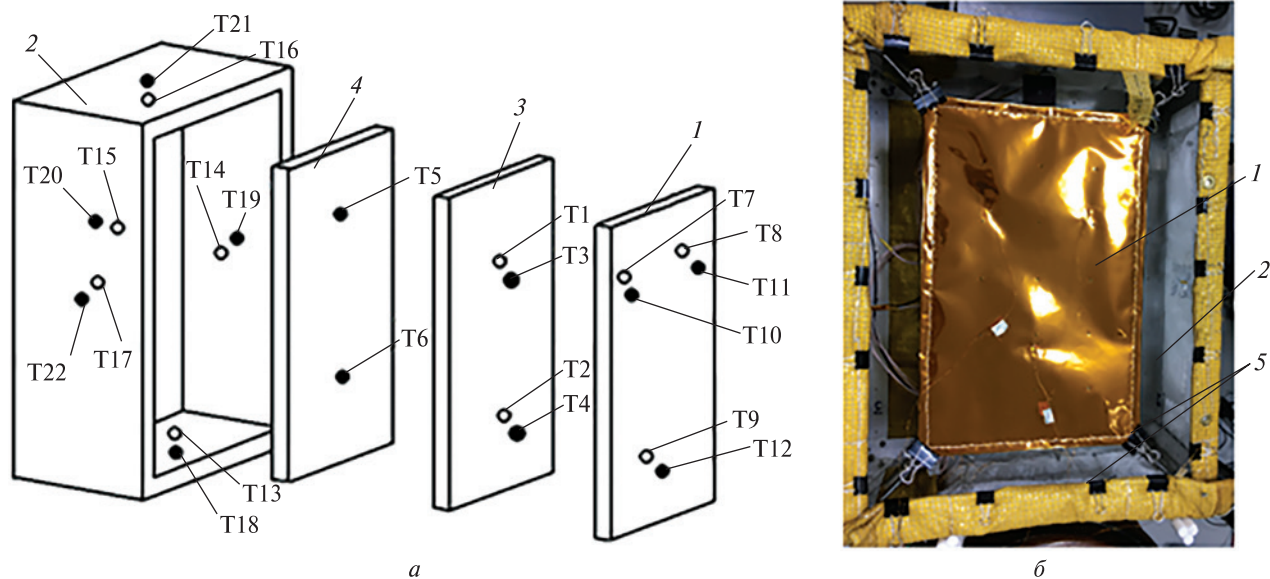


Рис. 3. Розташування датчиків температури на поверхнях теплоізолювальної оболонки, нагрівачів та зразків ЕВТІ: а — схема розташування датчиків температури, б — загальний вид розміщення зразка ЕВТІ у вихідному перерізі теплоізоляційної оболонки

стінку. Основний нагрівач 3 забезпечує у процесі експерименту випромінювання теплового потоку на зразок ЕВТІ 1 лише однією своєю поверхнею. Протилежний бік нагрівача перебуває в термодинамічній рівновазі з тепловим випромінюванням завдяки компенсаційному нагрівачу 4. Для уникнення теплових втрат у навколишнє середовище нагрівачі розміщено всередині жорсткої теплоізоляційної оболонки 2.

Рівність середніх температур поверхонь випромінювання основного та компенсаційного нагрівачів забезпечувалася за допомогою регуляторів електричних потужностей. Контроль середніх температур при цьому здійснювався відповідно термопарами Т1, Т2 та Т5, Т6.

На поверхнях основного (3) та компенсаційного (4) нагрівачів було закріплено датчі температури Т1...Т6. Кількість датчиків температури, які було встановлено на поверхнях одного зразка ЕВТІ, дорівнювала шести (по три на внутрішній стороні, ближче до основного нагрівача — Т7, Т8, Т9 і три на зовнішній стороні, ближче до КЕ — Т10, Т11, Т12). Випробуваний зразок ЕВТІ 1 розташовувався між основним нагрівачем та КЕ камери і закріплювався до оболонки 2 за допомогою елементів кріплення 5 (рис. 3, б).

Під типорозміром при цьому вважалось кількість внутрішніх шарів зразків ЕВТІ — 10, 15 та 20. Кількість типорозмірів досліджених зразків ЕВТІ становила по три з 10, 15 та 20 шарами відбивних екранів і теплоізолювальних прокладок, що загалом склало випробування дев'яти зразків ЕВТІ. Кожний зразок ЕВТІ закріплювався з вільно укладеними шарами, тобто при відсутності застосування механічної стискної до поверхонь ЕВТІ сили. Зразки встановлювалися вертикально і паралельно по відношенню до випромінювальної поверхні основного нагрівача (рис. 3). Таким чином, вплив щільності укладання на 1 см товщини зразка та сили стискання на питомий термічний опір в даних дослідженнях не контролювався.

МЕТОДИКА ОБРОБКИ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИХ ДАНИХ

Тепловий потік випромінювання за стандартом [13] визначався на основі аналізу розподілу температурного поля поверхонь системи «основний нагрівач — ЕВТІ — КЕ» (рис. 4).

Методика розрахунку питомого термічного опору ЕВТІ базувалася на припущенні, що теплообмін випромінюванням відбувається у ста-

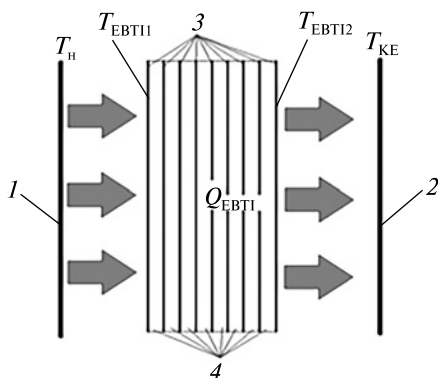


Рис. 4. Розрахункова тепла схема термовакуумних випробувань: 1 — основний нагрівач, 2 — KE камери, 3 — алюмінізовані екрани EBТІ, 4 — теплоізолювальні прокладки EBТІ

ціонарних умовах між твердими плоскопаралельними поверхнями, між якими розташовано багат шарову стінку з тонкостінних екранів. Розрахункову теплову схему випробувань представлено на рис. 4. У відповідності зі схемою було прийнято:

1) джерелом зовнішнього теплового потоку випромінювання є лицьова поверхня основного нагрівача 1 з середньою температурою поверхні T_H , яка визначалася за результатами прямих температурних вимірювань та мала відому величину ступеня чорноти ϵ_H ;

2) поглинальною поверхнею теплового потоку випромінювання був KE (2) з середньою температурою поверхні, яка дорівнювала температурі кипіння азоту T_{KE} та мала відомий ступінь чорноти ϵ_{KE} ;

3) EBТІ складалася з n шарів тонкостінних екранів 3 з теплоізоляційними прокладками 4 при допущенні, що екрани розташовуються перпендикулярно до напрямку потоку випромінювання, і відстань між ними набагато менша за їхні габарити.

Сумарний тепловий потік, що передається однією поверхнею основного нагрівача через EBТІ та поглинається KE, розраховувався за відомою формулою [22]

$$Q_{EBТІ} = \frac{1}{N+1} \epsilon_{H-KE} c_0 \left[\left(\frac{T_H}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_{KE}}{100} \right)^4 \right] F_{EBТІ}, \quad (1)$$

де $c_0 = 5.67 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$ — коефіцієнт випромінювання абсолютно чорного тіла, $N = n + 1$ — кількість екранів в EBТІ, n — кількість шарів EBТІ, $F_{EBТІ}$, м^2 — площа поверхні EBТІ.

Приведений ступінь чорноти ϵ_{H-KE} теплообмінної системи «основний нагрівач — EBТІ — KE» залежить від відомих ступенів чорноти взаємовипромінювальних поверхонь основного нагрівача і KE і розраховується за формулою [22]

$$\epsilon_{H-KE} = \frac{1}{1/\epsilon_H + 1/\epsilon_{KE} - 1},$$

де $\epsilon_H = 0.92$ — ступінь чорноти поверхні основного нагрівача, $\epsilon_{KE} = 0.92$ — ступінь чорноти поверхні KE.

Виходячи з виразу (1), питомий термічний опір EBТІ визначався за формулою

$$r_{EBТІ} = \frac{T_{EBТ11} - T_{EBТ12}}{Q_{EBТІ}} \cdot F_{EBТІ}, \quad (2)$$

де $T_{EBТ11}$ — середня температура граничної поверхні внутрішньої обшивки EBТІ з боку основного нагрівача (1), яка дорівнює середньому арифметичному значенню показань давачів T7, T9, T10; $T_{EBТ12}$ — середня температура граничної поверхні зовнішньої обшивки EBТІ зі сторони KE (2), яка дорівнює середньому арифметичному значенню показань давачів T10, T11, T12.

АНАЛІЗ РЕЗУЛЬТАТІВ ДОСЛІДЖЕНЬ

Відповідно до представленої вище методики було здійснено обробку отриманих експериментальних даних та проведено подальший їхній аналіз. Отримані оцінки питомого термічного опору $r_{EBТІ}$ порівнювались для дев'яти дослідних зразків, виготовлених з однакового матеріалу з різною кількістю шарів. Вивчалися по три зразки з 10, 15 та 20 шарами.

Результати експериментальних досліджень багат шарових зразків EBТІ представлено у вигляді графічних залежностей на рис. 5. Зміну питомого термічного опору при встановленому тиску в камері $5 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст. в залежності від різниці температур на граничних поверхнях EBТІ та кількості шарів показано на рис. 5.

Розшарування кривих 1, 2, 3 на рис. 5 при однакових потужностях випромінювання поверхні EBТІ (рис. 4) відбувається через збільшення те-

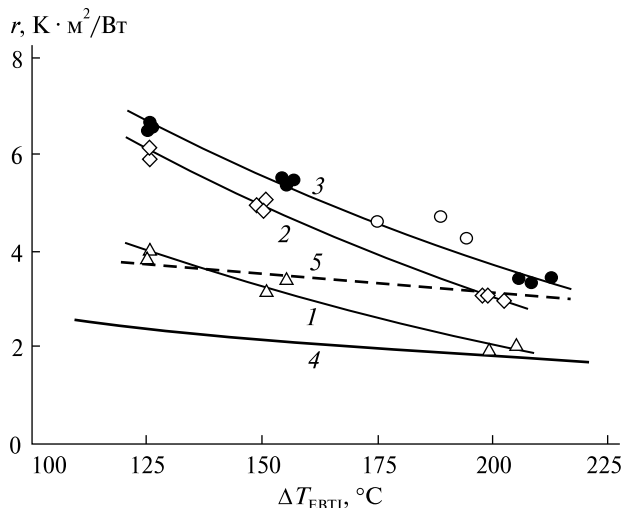


Рис. 5. Залежність питомого термічного опору ЕВТІ від температурного напору: 1 — десятишарова ЕВТІ, 2 — п'ятнадцятишарова ЕВТІ, 3 — двадцятишарова ЕВТІ, 4 — десятишарова ЕВТІ [10], 5 — чотиришарова ЕВТІ [15], кружки — двадцятишарова ЕВТІ [1, 9]

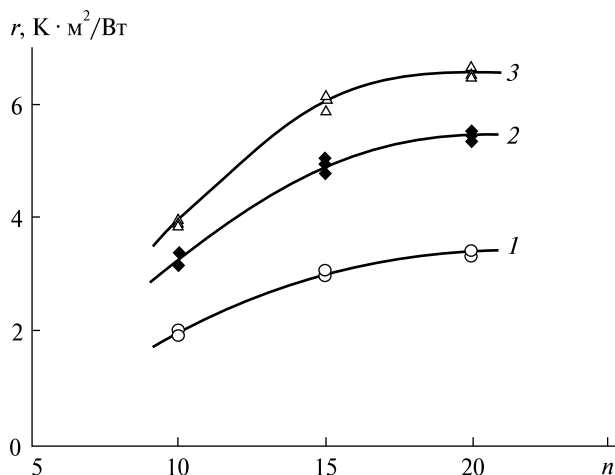


Рис. 6. Залежність питомого термічного опору від кількості шарів і середньої температури ЕВТІ: 1 — $T_{EBVTI} = 293\text{ K (+20 °C)}$, 2 — $T_{EBVTI} = 248\text{ K (-25 °C)}$, 3 — $T_{EBVTI} = 232\text{ K (-41 °C)}$

плоізоляційних шарів ЕВТІ. У діапазоні температурних напорів $\Delta T_{EBVTI} = 125 \dots 205\text{ °C}$ спостерігається поступове та повільне зменшення опору. Так, для десятишарової ЕВТІ у зазначеному діапазоні температурних напорів опір зменшується від 4 до 2 $\text{m}^2\text{K/Wt}$. Водночас для зазначеного діа-

пазону температурних напорів питомий термічний опір двадцятишарової ЕВТІ в середньому більший у 1.75 разів, ніж десятишарової.

Для порівняння результатів з іншими дослідженнями на рис. 5 нанесено експериментальні дані [10] (крива 4) та [15] (крива 5). У зазначених роботах застосовувався калориметричний метод досліджень, враховувалась кількість шарів та параметр щільності укладання екранів ЕВТІ. Матеріали ЕВТІ, застосовані в роботах [10] і [15], були різними, відрізнялися вони також від ЕВТІ, яку було використано в даному дослідженні. Як видно з рис. 5, в розглянутому діапазоні температурних напорів ΔT_{EBVTI} практично всі дані по десятишаровій ЕВТІ (крива 1) лежать між даними кривих 4 та 5. При збільшенні теплового потоку випромінювання основного нагрівача в області $\Delta T_{EBVTI} = 200\text{ °C}$ значення термічного опору збігаються з даними [10] і не перевищують 2 $\text{m}^2\text{K/Wt}$. При менших температурних напорах $\Delta T_{EBVTI} = 125\text{ °C}$ значення термічного опору збільшуються і становлять 3.75...4.0 $\text{m}^2\text{K/Wt}$, що збігається з результатами [15]. На рис. 5 кружками нанесено експериментальні дані робіт [1, 9] для двадцятишарової ЕВТІ, де за прокладки використовувались гофрована плівка та скловуаль. У дослідях [1, 9] зразок ЕВТІ повністю огортав плоский електронагрівач, на його поверхні та поверхнях ЕВТІ закріплювалися термодари, і вся конструкція розташовувалася у тепловакуумній камері. Методика давала змогу визначати термічний опір за результатами безпосередніх вимірювань поля температур та теплового потоку випромінювання. Як бачимо з рис. 5, дані [1, 9] достатньо добре корелюють з даними для двадцятишарової ЕВТІ (крива 3).

На рис. 6 представлено експериментальні залежності питомого термічного опору від кількості шарів та середньої температури ЕВТІ (T_{EBVTI}). Видно регулярне розширення кривих 1, 2, 3 за середньою температурою ЕВТІ, яка визначалася за результатами прямих вимірювань температурних полів граничних поверхонь ЕВТІ. Як бачимо з рис. 6, збільшення термічного опору відбувається по мірі збільшення кількості шарів n та зменшення середньої температури ЕВТІ, пов'язане з випромінювальною дією основного

нагрівача, тобто, що більшою була потужність основного нагрівача, то вищою ставала температура ЕВТІ. При цьому подальше збільшення шарів не призводило до суттєвого збільшення опору, тому двадцятишарове ЕВТІ для даних теплових умов можна вважати найбільш ефективним.

ВИСНОВКИ

В лабораторії НТУУ «КПІ ім. Ігоря Сікорського» проведено тепловакуумні дослідження з метою визначення термічного опору серії зразків чохлів ЕВТІ. Отримано нові значення питомих термічних опорів ЕВТІ і вплив на них теплових потоків випромінювання та кількості шарів.

Основні результати досліджень такі.

1. Запропоновано методики випробувань і обробки експериментальних даних, які дають стійкі результати, що не суперечать теплофізичним законам та даним інших досліджень.

2. Встановлено, що найбільший питомий термічний опір має двадцятишарове ЕВТІ. У діапазоні температурних напорів 125...205 °С він дорівнює 6.5...4 м²К/Вт відповідно.

3. Уперше представлено дані впливу кількості шарів на питомий термічний опір ЕВТІ.

4. Показано, що вплив кількості шарів на питомий термічний опір, починаючи з двадцяти, стає незначним, тому подальше збільшення кількості шарів ЕВТІ з точки зору її вартості для практичного застосування може бути недоцільним.

ЛІТЕРАТУРА

1. Басыгин В. В., Танасиенко Ф. В. Методика испытаний по определению термического сопротивления образцов экранно-вакуумной изоляции. *Решетневские чтения. Моделирование физико-механических тепловых процессов*. Красноярск, 2013. С. 65—67.
2. Малоземов В. В. *Тепловой режим космических аппаратов*. М.: Машиностроение. 1980. 232 с.
3. Мануйлов К. К. Исследование теплофизических и механических характеристик композитных материалов экранно-вакуумной теплоизоляции. Препринт ИПМ им. М. В. Келдыша. 2015. № 53. 16 с.
4. Петров Ю. В., Рассемакин Б. М., Таранова Т. А., Хорошилов В. С. Оценка влияния на тепловой режим КА отклонений от номинальных значений теплофизических параметров. *Космична наука та технологія*. 2006. **12**, № 1. С. 18—22.
5. Поштаренко Ю. А., Рассемакин Б. М., Рогачов В. А., Хоминич В. І., Шевченко М. Д. Засоби вимірювання теплових потоків при термовакуумних дослідженнях та випробуваннях виробів космічної техніки. *Космична наука і технологія*. 2022. **28**, № 1 (133). С. 51—60.
6. Рассемакин Б. М., Рогачов В. А., Хайрнасов С. М., Петров Ю. В. Экспериментальное и численное исследование тепловых режимов микроспутника. *Энергетика: економіка, технології, екологія*. 2009. № 2 (25). С. 36—42.
7. Рассемакин Б. М., Рогачов В. А., Хайрнасов С. М., Мархай С. М. Моделирование тепловых режимов микроспутника. *Наук. вісті НТУУ «КПІ»*. 2009. № 5. С. 45—53.
8. Рассемакин Б. М., Рогачов В. А., Хайрнасов С. М., Хоминич В. И., Гренюк Е. И. Термовакуумные испытания оптико-электронных приборов космического аппарата МС-2-8. *Технология и конструирование в электронной аппаратуре*. 2008. № 4 (76). С. 42—46.
9. Танасиенко Ф. В., Рудько А. А., Басынин В. В. Экспериментальное определение термического сопротивления образцов экранно-вакуумной изоляции. *Решетневские чтения. Крупногабаритные трансформируемые конструкции космических аппаратов*. Красноярск, 2013. С. 100—102.
10. Филимонов С. С., Хрусталев Б. А., Мазилин И. М. *Теплообмен в многослойных и пористых теплоизоляциях*. М.: Энергоатомиздат, 1990. 184 с.
11. Юртаев Е. В., Убиенных А. В., Колесников А. П. Упрощенная тепловая математическая модель многослойной экранно-вакуумной тепловой изоляции. *Решетневские чтения. Крупногабаритные трансформируемые конструкции космических аппаратов*. Красноярск, 2014. С. 117—119.
12. ASTM C740 — Standard Guide for Evacuated Reflective Cryogenic Insulation. ASTM Int., West Conshohocken, PA, USA. 2013. P. 1—18.
13. ASTM C1774 — Standard Guide for Thermal Performance Testing of Cryogenic Insulation Systems. ASTM Int., West Conshohocken, PA, USA. 2013. P. 1—23.
14. Daryabeigi K. Thermal Analysis and Design Optimization of Multilayer Insulation for Reentry Aerodynamic Heating. *J. Spacecraft and Rockets*. 2002. **39**, № 4. P. 509—514.

15. Daryabeigi K., Miller S. D., Cunnington G. R. Heat Transfer in High Temperature Multilayer Insulation. 5th European Workshop on Thermal Protection Systems and Hot Structures, Netherlands. 2007. P. 1—8.
16. Fesmire J. Standardization in cryogenic insulation systems testing and performance data. *Phys. Procedia*. 2015. **67**. P. 1089—1097.
17. Fesmire J. E., Johnson W. L. Thermal Performance Data for Multilayer Insulation Systems Tested between 293 K and 77 K. *Space Cryogenics Workshop*, Alyeska, AK. 2013. P. 1—23.
18. Fesmire J. E., Johnson W. L. Cylindrical Cryogenic Calorimeter Testing of Six Types of Multilayer Insulation Systems. *Cryogenics*. 2018. **89**. P. 58—75.
19. Fesmire J. E., Scholtens B. E., Augustynowicz S. D. Thermal performance testing of cryogenic insulation systems. Int. Thermal Conductivity Conf. 29, Birmingham, AL, USA. 2007. P. 1—13.
20. Johnson W. L., Demko J. A., Fesmire J. E. Analysis and testing of multilayer and aerogel insulation configurations. *Advances in Cryogenics Engineering. AIP Conf. Proc.* 2010. **1218**. P. 780—787.
21. Johnson W. L., Fesmire J. E. Cryogenic testing of different seam concepts for multilayer insulation systems. *Advances in Cryogenics Engineering. AIP Conf. Proc.* 2010. **1218**. P. 905—907.
22. Isachenko V., Osipova V., Sykomel A. *Heat Transfer* (Third Ed.). Translated from the Russian by S. Semyonov. Moscow: Mir Publishers, 1977. 493 p.

REFERENCES

1. Basygin V. V., Tanasienko F. V. (2013). Test procedure for determination of the thermal resistance of the screen-vacuum insulation samples. *Reshetnev Readings. Modeling of physical and mechanical thermal processes*. Krasnoyarsk, 65—67.
2. Malozemov V. V. (1980). *Thermal mode of spacecraft*. M.: Mashinostroenie, 232 p.
3. Manuilov K. K. (2015). Investigation of thermophysical and mechanical characteristics of composite materials of screen-vacuum thermal insulation. *Preprints of M. V. Keldysh IPM*, № 53, 16 p.
4. Petrov Yu. V., Rassamakin B. M., Taranova T. A., Khoroshilov V. S. (2006). Assessment of the influence on the spacecraft thermal mode of deviations from the nominal values of thermophysical parameters. *Space Science and Technology*, **12**, № 1, 18—22.
5. Poshtarenko Y. A., Rassamakin B. M., Rogachev V. A., Khominich V. I., Shevchenko M. D. (2022). Means of measuring heat fluxes during thermal vacuum research and testing of space technology products. *Space Science and Technology*, **28**, № 1 (133), 51—60.
6. Rassamakin B. M., Rogachev V. A., Khairnasov S. M., Petrov Yu. V. (2009). Experimental and numerical studies of thermal modes of microsatellite. *Energetika: ekonomika, tekhnologii, ekologiya*, № 2 (25), 36—42.
7. Rassamakin B. M., Rogachev V. A., Khairnasov S. M., Markhai S. M. (2009). Modeling of thermal modes of a microsatellite. *Scientific news of NTUU «KPI»*, № 5, 45—53.
8. Rassamakin B. M., Rogachev V. A., Khairnasov S. M., Khominich V. I., Grenyuk E. I. (2008). Thermovacuum tests of the optoelectronic devices of the MS-2-8 spacecraft. *Technology and Design in Electronic Equipment*, № 4 (76), 42—46.
9. Tanasienko F. V., Rudko A. A., Basygin V. V. (2013). Experimental determination of the thermal resistance of the screen-vacuum insulation samples. *Reshetnev Readings. Large-Size Transformable Constructions of Spacecrafts*. Krasnoyarsk, 100—102.
10. Filimonov S. S., Khrustalev B. A., Mazilin I. M. (1990). *Heat exchange in multilayer and porous thermal insulations*. M.: Energoatomizdat, 184 p.
11. Yurtaev E. V., Ubinenykh A. V., Kolesnikov A. P. (2014). Simplified thermal mathematical model of the multilayer screen-vacuum thermal insulation. *Reshetnev Readings. Large-Size Transformable Constructions of Spacecrafts*. Krasnoyarsk, 117—119.
12. ASTM C740 — Standard Guide for Evacuated Reflective Cryogenic Insulation. ASTM Int., West Conshohocken, PA, USA. 2013.
13. ASTM C1774 — Standard Guide for Thermal Performance Testing of Cryogenic Insulation Systems. ASTM Int., West Conshohocken, PA, USA. 2013.
14. Daryabeigi K. (2002). Thermal Analysis and Design Optimization of Multilayer Insulation for Reentry Aerodynamic Heating. *J. Spacecraft and Rockets*, **39**, № 4, 509—514.
15. Daryabeigi Kamran, Steve D. Miller, George R. Cunnington. (2007). Heat Transfer in High Temperature Multilayer Insulation. 5th European Workshop on Thermal Protection Systems and Hot Structures, Netherlands, 1—8.
16. Fesmire J. (2015). Standardization in cryogenic insulation systems testing and performance data. *Phys. Procedia*, **67**, 1089—1097.
17. Fesmire J. E., Johnson W. L. (2013). Thermal Performance Data for Multilayer Insulation Systems Tested between 293 K and 77 K. *Space Cryogenics Workshop*, Alyeska, AK, 1—23.
18. Fesmire J. E., Johnson W. L. (2018). Cylindrical. Cryogenic Calorimeter Testing of Six Types of Multilayer Insulation Systems. *Cryogenics*, **89**, 58—75.
19. Fesmire J. E., Scholtens B. E., Augustynowicz S. D. (2007). Thermal performance testing of cryogenic insulation systems. *Int. Thermal Conductivity Conf. 29*, Birmingham, AL, USA, 1—13.

20. Johnson W. L., Demko J. A., Feasmire J. E. (2010). Analysis and testing of multilayer and aerogel insulation configurations. *Adv in Cryogenics Engineering, AIP Conf. Proc.*, **1218**, 780–787.
21. Johnson W. L., Fesmire J. E. (2010). Cryogenic testing of different seam concepts for multilayer insulation systems. *Adv in Cryogenics Engineering, AIP Conf. Proc.*, **1218**, 905–907.
22. Isachenko V., Osipova V., Sykomel A. (1977). *Heat Transfer* (Third Ed.). Translated from the Russian by S. Semyonov. Moscow: Mir Publishers, 493 p.

Стаття надійшла до редакції 24.02.2023

Після доопрацювання 20.09.2023

Прийнято до друку 20.09.2023

Received 24.02.2023

Revised 20.09.2023

Accepted 20.09.2023

V. A. Rogachov¹, associate professor, candidate of technical sciences, senior researcher

E-mail: valeriy_rogachov@ukr.net

D. V. Kozak¹, senior researcher, candidate of technical sciences

E-mail: dk.kpi.hp@gmail.com

R. S. Melnyk¹, researcher, Ph.D. student

E-mail: romadarkwood3@gmail.com

Yu. A. Poshtarenko¹, lead engineer

E-mail: yuriyposhtarenko@gmail.com

B. M. Rassamakin¹, leading researcher, candidate of technical sciences, senior researcher

E-mail: bmrass@gmail.com

V. I. Khominich¹, head of laboratory, candidate of technical sciences, associate professor

E-mail: hominichv@gmail.com

V. V. Zakharov², head of sector

E-mail: vlad.zakharow71@gmail.com

T. V. Moskalova³, associate professor, candidate of technical sciences, associate professor

E-mail: Moskalova@ua.fm

¹National Technical University of Ukraine «Igor Sikorsky Kyiv Polytechnic Institute»

37, Beresteysky Avenue, Kyiv, 03056 Ukraine

²State design bureau «Southern», named after M. K. Yangel»

3, Kryvorizka Str., Dnipro Oblast, Dnipro, 49008 Ukraine

³National Technical University «Dnipro Polytechnic»

19 D, Yavornytskoho Ave., Dnipro, 49005 Ukraine

THERMAL VACUUM RESEARCH OF SAMPLES OF MULTI-LAYER INSULATION

The paper reports the results of thermal vacuum tests of samples of multi-layer insulation (MLI) covers that differ in the number of layers. The research was performed on the experimental stand TVC-0,12. Methods for conducting thermal-vacuum studies and processing experimental results to determine the specific thermal resistance of samples of MLI are presented.

The covers are produced from kapton and mylar with dacron spacers between them. At the same time, the inner layers of the MLI are made of mylar, aluminized on both sides, and its thickness does not exceed 6.0 microns. The outer covering of samples of MLI is made of kapton, aluminized on the inside with an average thickness of no more than 50 microns. The average thickness of the inner lining of the aluminized kapton on both sides does not exceed 25 microns. Dacron with a thickness of no more than 200 microns is used as insulating gaskets for the MLI.

For the tests, thermal insulation samples of the MLI were constructed in the form of a rectangular mat with dimensions of 200 × 300 mm. All samples of the studied MLI had perforations of the screens with holes with a diameter of 2 mm with a pitch of 50 mm to remove the air located between the layers of thermal insulation and which is removed during the pumping of the gas environment from the vacuum chamber TVC-0.12.

It is shown that the most effective is the twenty-layer multi-layer insulation, which has a thermal resistance in the range of temperature heads (125–205) °C, respectively (6.5–4) m²·K/W, which is 1.75 times higher than that of the ten-layer one. It has been determined that the use of samples of multi-layer insulation with more than 20 layers does not lead to a significant increase in its efficiency.

The best samples are recommended for use in space technology products.

Keywords: multi-layer insulation, thermal vacuum research, radiation heat flux, temperature range, thermal resistance, temperature head, spacecraft, cover.

<https://doi.org/10.15407/knit2023.06.062>
УДК 621.438

О. Я. КАЧАН, д-р техн. наук, проф.

ORCID 0000-0002-7258-9104

E-mail: kachantad@gmail.com

С. О. УЛАНОВ, д-р філософії, доцент

ORCID 0000-0003-0418-8971

E-mail: ulanov@zp.edu.ua

Національний університет «Запорізька політехніка»
вул. Жуковського 64, Запоріжжя, Україна, 69063

ВСТАНОВЛЕННЯ ЗАКОНОМІРНОСТЕЙ ОБРОБКИ ДИСКІВ У ПСЕВДОЗРІДЖЕНОМУ ШАРІ АБРАЗИВУ

У даній роботі встановлено основні закономірності обробки дисків у псевдозрідженому шарі абразиву. Дослідження проводилися на установці АПС-600А при обробці дисків у псевдозрідженому шарі абразиву. При обробці дисків застосовувалося абразивне зерно групи 24А, 63С і суміші абразивних зерен 24А63+24А20 (50 % + 50 %). Зернистість абразивних зерен змінювалася в діапазоні № 20...80. Оброблювані диски виготовлялися зі сплавів ВТ3-1, ВТ-9, ЭИ698-ВД, сталі 45 НРС 38...45 і алюмінієвого сплаву ДІТ.

Кругова швидкість деталей становила $V_d = 5...40$ м/с, максимальна витрата повітря — 2000 Нм³/ч. Тиск зріджувального абразиву повітря у повітряподавальній камері — 5...6 кПа. Диск занурювали у зріджений шар абразиву на глибину 0.2...1.2 радіуса диска.

Отримано залежності змінання різних матеріалів з оброблюваної поверхні дисків від швидкості деталі, зернистості й марки абразивного зерна.

Експериментально досліджено залежність зношування абразивного зерна від швидкості деталі і від її положення по висоті шару абразиву, що дозволило призначити раціональні режими обробки дисків у псевдозрідженому шарі абразиву. Встановлено основні закономірності обробки дисків у псевдозрідженому шарі абразиву, а також вивчено вплив основних параметрів процесу обробки на продуктивність і стійкість абразивного зерна. Експериментально встановлено основні закономірності процесу обробки дисків у псевдозрідженому шарі абразиву, що дозволяють визначити основні параметри, технологічні умови й режими фінішної операції виготовлення деталей.

Ключові слова: псевдозріджений шар абразиву, диск, повітря, закономірність, параметри, режими обробки, продуктивність, зношування абразивного зерна.

ВСТУП

Технологічне забезпечення експлуатаційних характеристик деталей ГТД є одним із важливих напрямків сучасного авіадвигунобудування.

Формування у поверхневому шарі несучих поверхонь деталей високих значень параметрів

якості забезпечує їхні високі експлуатаційні характеристики.

Основними деталями ротора осьового компресора ГТД є вали, диски, робочі лопатки, до яких висувають високі вимоги виготовлення для забезпечення експлуатаційних характеристик.

Цитування: Качан О. Я., Уланов С. О. Встановлення закономірностей обробки дисків у псевдозрідженому шарі абразиву. *Космічна наука і технологія*. 2023. **29**, № 6 (145). С. 62—67. <https://doi.org/10.15407/knit2023.06.062>

© Видавець ВД «Академперіодика» НАН України, 2023. Стаття опублікована за умовами відкритого доступу за ліцензією CC BY-NC-ND license (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>)

Ці деталі характеризуються складною простою формою, високою точністю геометричних розмірів і форми, невисокою шорсткістю та високим рівнем параметрів якості поверхневого шару, що впливає на вибір технології їхнього виготовлення.

АНАЛІЗ ДОСЛІДЖЕНЬ ТА ПУБЛІКАЦІЙ

У процесі експлуатації дисків компресорів ГТД основними причинами їхнього пошкодження, які частіше зустрічаються, є руйнування від втоми [4, 10]. При цьому вогнище зародження тріщини від втоми може бути розташоване на поверхнях граней паза для лопатки.

Протягування пазів у дисках із жароміцних і титанових сплавів характеризується високою продуктивністю та якістю обробки.

Найбільший внесок у технологічне забезпечення параметрів якості поверхневого шару оброблених поверхонь дисків компресора роблять фінішні технологічні методи. Серед них віброабразивна обробка, обкатування роликami, галтування, дробоструменева обробка, ультразвукове зміцнення сталевими кульками обідної частини дисків, струменева обробка мікрокульками, обробка дисків компресора у псевдозрідженому шарі абразиву тощо.

Віброабразивна обробка дисків компресора забезпечує шорсткість поверхні до $R_z = 0.8$ мкм при вихідній шорсткості $R_z = 1.9$ мкм. При цьому у поверхневому шарі виникають залишкові напруження стиску до 786.0 МПа з глибиною поширення до 22.4 мкм [3].

При обкатуванні роликami галтелі підвищується довговічність дисків удвічі [1, 9].

Ультразвукове зміцнення обідної частини дисків компресора сталевими кульками підвищує межу витривалості на 30...35 % [2, 7, 8].

Зміцнення сталевими мікрокульками діаметром 0.06...0.6 мм і швидкістю польоту 60...80 м/с забезпечує у поверхневому шарі залишкові стискні напруження до 250...370 МПа на глибину до 0.08 мм. Довговічність зразків підвищується на 50...70 % [6].

Обробка дисків компресора в псевдозрідженому шарі абразиву дозволяє:

- зменшити шорсткість поверхонь з $R_a = 2.5...50$ мкм до $R_a = 0.2...0.4$ мкм,

- видалити задирки,
- скруглити гострі кромки,
- обробляти складні поверхні дисків,
- видалити нагар, окалину, окисні плівки.

Обробка створює у поверхневому шарі залишкові стискні напруження до 200...270 МПа (для сплаву ЭИ 698-ВД) і 280...320 МПа (для сплаву ВТЗ-1). Границя витривалості дисків компресора підвищується на 17.0...35.0 % [5].

Комбіновані методи фінішної обробки значно підвищують ефективність їхнього опору втомленості порівняно з кожним зі складових технологічних методів.

Ціль роботи: встановлення основних закономірностей обробки дисків у псевдозрідженому шарі абразиву.

МЕТОДИ ДОСЛІДЖЕННЯ Й ОБЛАДНАННЯ

Обробку дисків у псевдозрідженому шарі абразиву проводили на установці АПС600А. На рис. 1 зображено схему обробки. Деталь 1 поміщали в шар абразивного зерна 2 і задавали необхідну швидкість V_d . Абразивне зерно 2 містилося в ємкості 3 на опорній решітці 4, під яку подавали потік Q_d повітря, який зріджував шар абразиву (рис. 1).

Технологічні умови й режими обробки. При обробці дисків застосовувалося абразивне зерно групи 24А зернистістю № 20...80 зі швидкістю повітря, що зріджувало абразив, 0.95...1.12 м/с.

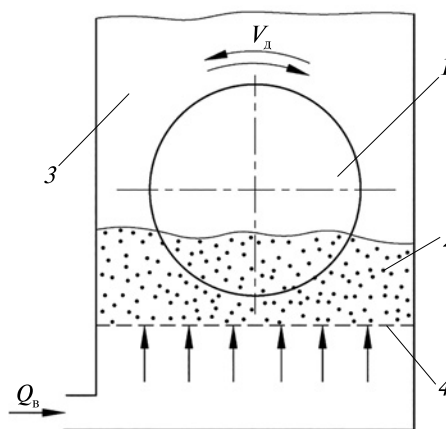


Рис. 1. Схема обробки дисків у псевдозрідженому шарі абразиву (1 — деталь, 2 — шар абразивного зерна, 3 — ємність, 4 — опорна решітка)

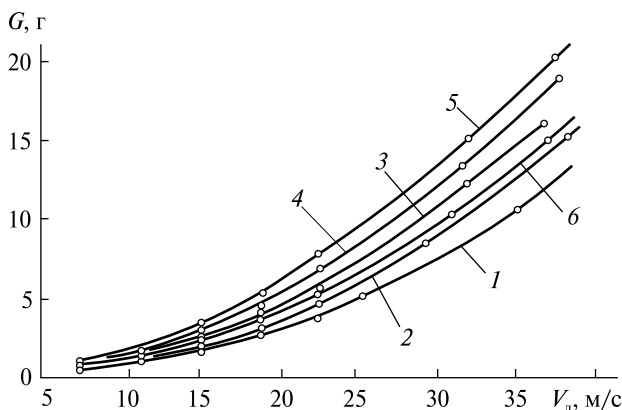


Рис. 2. Залежність масового знімання G від швидкості V_d при обробці дисків. Матеріал — Д1Т: 1 — 24A20, 2 — 24A40, 3 — 24A50, 4 — 24A63, 5 — 24A80, 6 — суміш 24A63 + 24A20 (50 % + 50 %)

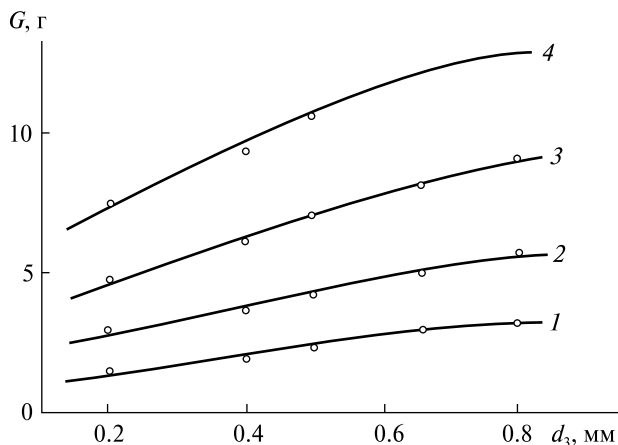


Рис. 3. Залежність масового знімання G від зернистості шліфзерна d_3 при обробці дисків. Шліфзерно 24A. Матеріал — Д1Т: залежності 1—4 — для швидкостей деталі $V_d = 15, 20, 25, 30$ м/с відповідно

Також застосовувалися абразивне зерно групи 63С зернистістю № 50 і суміш абразивного зерна 24 А 63 + 24 А 20 (50 % + 50 %). Оброблювані диски виготовлялися із сплавів ВТ3-1, ВТ9, ЭИ698-ВД, сталі 45 HRC 38...45, алюмінієвого сплаву Д1Т. Колова швидкість деталі становила $V_d = 5...40$ м/с, час обробки — 3...6 хв, максимальна витрата повітря сягала 2000 Нм³/год, тиск повітря у камері — 5...6 кПа. Диск занурювали в зріджувальний шар абразиву на глибину $0.2...1.2R_d$ (R_d — радіус диска).

Експериментальні результати дослідження процесу обробки дисків у псевдозрідженому шарі абразиву. При обробці суцільних поверхонь у вигляді дисків діаметром 145 мм і товщиною 8 мм із алюмінієвого сплаву Д1Т визначали вплив швидкості деталі на продуктивність.

Обробка деталі у всьому діапазоні швидкостей від 7.5 до 40 м/с (рис. 2) підвищує продуктивність. Зі збільшенням розміру зерна продуктивність обробки деталі підвищується (рис. 3). При збільшенні розміру зерна від 200 до 800 мкм знімання металу з суцільних поверхонь збільшилось у 1.8...2.5 раза (див. рис. 3).

Оброблюваний матеріал. Титанові сплави мають найкращу оброблюваність. Оброблюваність сплаву ЭИ698-ВД в 1.35...1.45 раза нижча від оброблюваності титанових сплавів як при обробці шліфзерном 24A40, так і шліфзерном 24A80 (рис. 4).

Сталь 45, загартована до HRC38...45, має оброблюваність, у 1.5...1.55 раза нижчу, ніж титанові сплави, і у 1.08...1.13 раза нижчу, ніж сплав ЭИ698-ВД при обробці як шліфзерном 24A50, так і шліфзерном 63С50 (рис. 5).

Продуктивність обробки всіх випробуваних матеріалів шліфзерном 63С50 нижча, ніж при обробці шліфзерном 24A50 (див. рис. 5), тому що твердіше і крихкіше зерно карбиду кремнію великих розмірів зношується та руйнується більш інтенсивно, ніж зерно електрокорунду білого.

Зношування абразиву. Результати експериментальних досліджень зношування абразивного зерна при обробці дисків (суцільні поверхні) шліфзерном різної зернистості й марки, залежно від швидкості деталі, представлено на рис. 6, 7. Відношення $\Delta H / H_0$ зменшення ΔH висоти нерухомого шару абразиву протягом досліду до первісного її значення H_0 характеризує величину зношування шліфзерна в шарі, що складається із двох величин: зменшення висоти шару внаслідок збільшення насипної маси шару через зношування й притуплення ріжучих кромek часток у процесі обробки, та винесення абразивних часток із шару повітряним потоком внаслідок дроблення абразиву в результаті ковзної або ударної взаємодії його з деталлю.

При обробці суцільних поверхонь, коли знімання металу відбувається переважно в резуль-

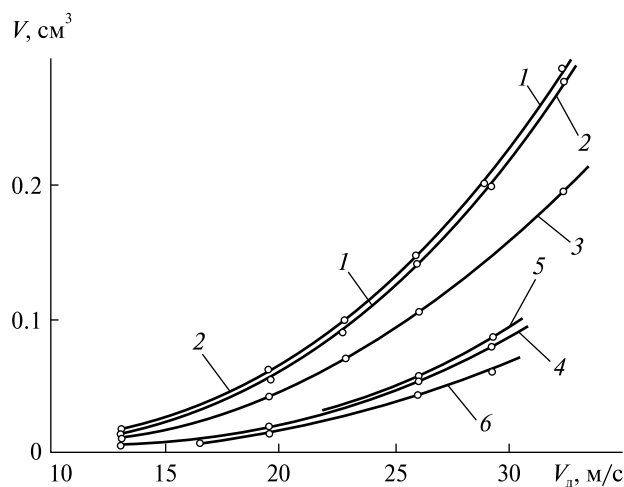


Рис. 4. Залежність об'ємного знімання V різних матеріалів від швидкості і зернистості абразиву d_3 : 1 — матеріал ВТ3-1, шліфзерно 24А80; 2 — ВТ9, 24А80; 3 — ЭИ698-ВД, 24А80; 4 — ВТ3-1, 24А40; 5 — ВТ9, 24А40; 6 — ЭИ698-ВД, 24А40

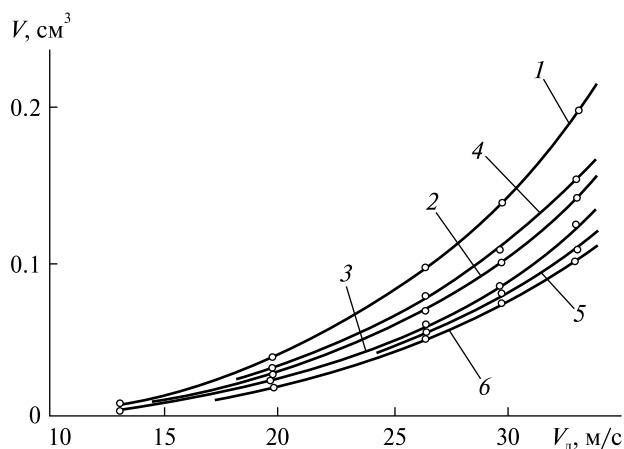


Рис. 5. Залежність об'ємного знімання V різних матеріалів від швидкості деталі V_d і марки шліфзерна: 1 — матеріал ВТ3-1, шліфзерно 24А50; 2 — ЭИ698-ВД, 24А50; 3 — сталь 45, 24А50; 4 — ВТ3-1, 63С50; 5 — ЭИ698-ВД, 63С50; 6 — сталь 45, 63С50

таті ковзної взаємодії абразиву з деталлю, ступінь зношування незначний як при обробці зерном карбіду кремнію зеленого (63С50), так і при обробці зерном електрокорунду білого (24А50), але зношування зерна 63С50 при цьому приблизно в два рази вище, ніж зерна 24А50 (див. рис. 7, криві 1 і 3).

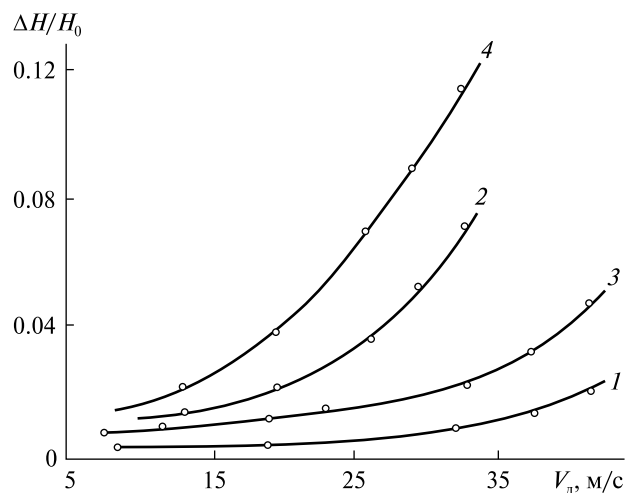


Рис. 6. Залежність зношування шліфзерна $\Delta H/H_0$ від швидкості деталі V_d : 1 і 3 — суцільна оброблювана поверхня, шліфзерно 24А50 і 63С50 відповідно; 2 і 4 — переривчаста оброблювана поверхня, шліфзерно 24А50 і 63С50

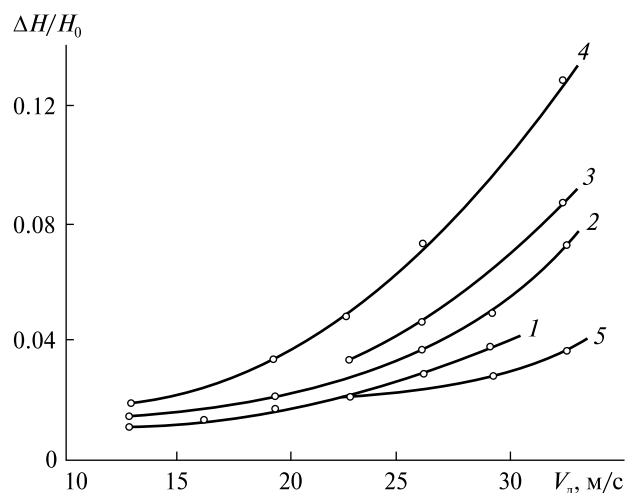


Рис. 7. Залежність зношування шліфзерна $\Delta H/H_0$ від швидкості деталі V_d для переривчастої оброблюваної поверхні: 1—5 — шліфзерно 24А40, 24А50, 24А63, 24А80, 24А63+24А20 (50 % + 50 %) відповідно

Зношування абразиву суттєво зростає при обробці переривчастих поверхонь, коли знімання металу відбувається в основному в результаті ударного характеру взаємодії зерна з деталлю, при цьому руйнування зерна карбіду кремнію зеленого 63С у 1.5...2 рази більше, ніж зерна електрокорунду білого 24А.

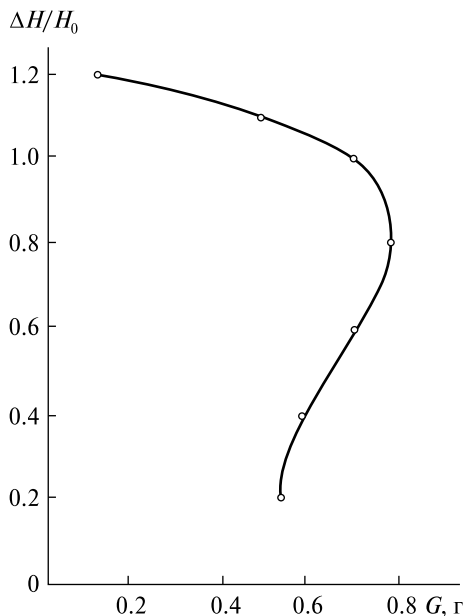


Рис. 8. Залежність знімання металу G від положення деталі по висоті шару $\Delta H/H_0$ шліфзерна

Зношування при обробці переривчастих поверхонь суттєво збільшується зі збільшенням зернистості абразиву і швидкості деталі. На величину зношування істотно впливають геометрична форма та розміри виступів і западин переривчастих поверхонь оброблюваних деталей.

Положення деталі по висоті шару. Максимальна продуктивність обробки досягається при роз-

ташуванні деталі в шарі на відстані, що дорівнює 0.5...0.7 висоти псевдозрідженого абразиву від площини решітки.

З метою кількісної оцінки продуктивності обробки залежно від положення деталі по висоті шару були проведені дослідження з обробки дисків-зразків діаметром 145 мм і товщиною 8 мм при їхньому обертанні навколо вертикальної осі на експериментальній установці.

Величина $\Delta H/H_0$ на рис. 8 позначає відносну відстань нижнього торця деталі від площини розподільних решіток. Максимальна продуктивність обробки спостерігається в області 0.6...1.0 вихідної висоти нерухомого шару, а відношення максимальної продуктивності становить близько 1.5.

ВИСНОВКИ

1. Експериментально встановлені закономірності, що визначають залежність знімання різних матеріалів із оброблюваної поверхні від швидкості деталі, зернистості й марки абразивного зерна.

2. Експериментально досліджено зношування абразивного зерна від швидкості деталі та від її положення на висоті шару зерна, що дозволило встановити раціональні діапазони основних параметрів процесу обробки дисків у псевдозрідженому шарі абразиву.

ЛІТЕРАТУРА

1. Агишев Б. М. Применение методов поверхностного пластического деформирования для повышения усталостной прочности дисков компрессоров авиационных ГТД. *Пробл. прочности*. 1977. № 3. С. 114—119.
2. Гончар Н. В., Яценко В. К., Павленко Д. В. Выносливость ободной части дисков компрессоров из жаропрочного сплава ЭИ698-ВД в условиях рабочих температур. *Вестн. двигателестроения*. 2004. № 3. С. 20—23.
3. Карташев Б. Н., Родиченко А. Е. Виброобработка дисков ГТД. *Авиационная пром-сть*. 1976. № 3. С. 23—25.
4. Качан А. Я., Уланов С. А. Упрочняющая обработка деталей ротора осевого компрессора ГТД: зб. наук. пр. Дніпровського держ. техн. ун-ту (технічні науки). Кам'янське: ДДТУ, 2018. Тем. вип.: Машини і пластична деформація металу, 307 с.
5. Качан А. Я., Уланов С. А. Повышение долговечности дисков компрессоров из титановых сплавов обработкой в псевдооживленном слое абразива. *Нові матер. і технології в металургії та машинобудуванні*. 2019. № 2. С. 31—37. DOI: 10.15588/1607-6885-2019-2-5.
6. Петухов А. Н. Сопrotивление усталости дисков компрессоров. *Пробл. прочности*. 1983. № 4. С. 84—87.
7. Сахно А. Г. Оптимизация режима ультразвукового упрочнения ободной части дисков компрессора. *Авиационная пром-сть*. 1993. № 2. С. 12—13.
8. Яценко В. К. Оценка усталостной прочности межпазовых выступов дисков компрессора. *Авиационная пром-сть*. 1990. № 11. С. 24—26.
9. Качан А., Уланов С., Berezovsky E. Echnological support of the gas-turbine engine parts bearing capacity by plastic deformation. *Metallurgical and Mining Industry*. 2015. № 11. P. 183—187.
10. Mattingly J. D., Heiser W. H., Pratt D. T. *Aircraft Engine Design* (Second Ed.). Reston, Amer. Inst. Aeronautics and Astronautics, 2002. 687 p.

REFERENCES

1. Agishev B. M. (1977). Application of surface plastic deformation methods to increase the fatigue strength of aircraft GTE compressor disks. *Probl. Strength*, № 3, 114–119.
 2. Gonchar N. V., Yatsenko V. K., Pavlenko D. V. (2004). Endurance of the rim part of compressor disks made of heat-resistant alloy EI698-VD at operating temperatures. *Bull. Engine Engineering*, № 3, 20–23.
 3. Kartashev B. N., Rodichenko A. E. (1976). Vibroprocessing of GTE disks. *Aviation industry*, № 3, 23–25.
 4. Kachan A. Ya., Ulanov S. A. (2018). *Hardening treatment of rotor parts of the GTE axial compressor*. Proc. Dnipro State Technical University (Technical Sciences). Thematic issue: Machines and plastic deformation of metal. Kamianske: DSTU, 307 p.
 5. Kachan A. Ya., Ulanov S. A. (2019). Improving the durability of compressor disks made of titanium alloys by processing in a fluidized layer of abrasive. *New materials and technologies in metallurgy and machine-building*, № 2, 31–37.
- DOI: 10.15588/1607-6885-2019-2-5.
6. Petukhov A. N. (1983). Fatigue resistance of compressor disks. *Probl. strength*. № 4, 84–87.
 7. Sakhno A. G. (1993). Optimization of the regime of ultrasonic hardening of the rim part of the compressor disks. *Aviation industry*, № 2, 12–13.
 8. Yatsenko V. K. (1990). Evaluation of the fatigue strength of the intergroove protrusions of the compressor disks. *Aviation industry*, № 11, 24–26.
 9. Kachan A., Ulanov S., Berezovsky E. (2015). Echnological support of the gas-turbine engine parts bearing capacity by plastic deformation. *Metallurgical and Mining Industry*, № 11, 183–187.
 10. Mattingly J. D., Heiser W. H., Pratt D. T. (2002). *Aircraft Engine Design* (Second Ed.). Reston, Amer. Inst. Aeronautics and Astronautics, 687 p.

Стаття надійшла до редакції 24.02.2023

Після доопрацювання 20.09.2023

Прийнято до друку 20.09.2023

Received 24.02.2023

Revised 20.09.2023

Accepted 20.09.2023

O. Ya. Kachan, Dr. Sci. in Tech, Professor of the Department of Aviation Engine Technology

ORCID 0000-0002-7258-9104

E-mail: kachantad@gmail.com

S. O. Ulanov, Ph.D., associate professor of the Department of Aviation Engine Technology

ORCID 0000-0003-0418-8971

E-mail: ulanov@zp.edu.ua

National University «Zaporizhzhia Polytechnic»

64 Zhukovsky Str., Zaporizhzhia, 69063 Ukraine

DETERMINATION OF REGULARITIES OF TREATMENT OF DISKS IN A FLUIDIZED BED OF ABRASIVE

In this work, the main regularities of processing disks in a fluidized bed of abrasive are established. The research was carried out on the АПІС-600А installation when processing disks in a fluidized bed of abrasive.

When processing discs, abrasive grains of groups 24А, 63С, and a mixture of abrasive grains 24А63+24А20 (50 % + 50 %) were used. The grain size of the abrasive grains varied in the range № 20 ... № 80. The processed disks were made of such alloys as VT3-1, VT-9, EI698-VD, steel 45 HRC 38...45, and aluminum alloy D1T.

The peripheral speed of the parts is $V_p = 5...40$ m/s. The maximum air consumption is 2000 Nm³/h. The pressure of the air that liquefies the abrasive in the air-falling chamber is 5...6 kPa. The disk was immersed in a liquefied layer of abrasive to a depth of 0.2...1.2 of the radius of the disk.

The regularities of the dependence of the removal of various materials from the machined surface of the disks on the speed of the part, the grain size, and the brand of the abrasive grain have been established.

The dependence of abrasive grain wear on the speed of the part and on its position along the height of the abrasive layer was experimentally established, which allowed for assigning rational modes of processing discs in a fluidized layer of abrasive.

The main regularities of the processing of disks in a fluidized bed of abrasive have been established, and the influence of the main parameters of the processing process on the productivity and stability of the abrasive grain has been determined.

The main regularities of the process of processing discs in a fluidized bed of abrasive have been established experimentally, which allows for determining the main parameters, technological conditions, and modes of the finishing operation of parts manufacturing.

Keywords: fluidized layer of abrasive, disk, air, regularity, parameters, processing modes, performance, abrasive grain wear.

<https://doi.org/10.15407/knit2023.06.068>

UDC 524.8

D. V. DOBRYCHEVA¹, Senior Researcher, PhD (Phys. & Math.)

M. YU. VASYLENKO¹, Junior Researcher, PhD student

I. V. KULYK¹, Senior Researcher, PhD (Phys. & Math.)

YA. V. PAVLENKO¹, Head of the Department, Doctor of Sciences

O. S. SHUBINA², Researcher at the Laboratory, PhD (Phys. & Math.)

I. V. LUK'YANYK³, Head of Department, PhD (Phys. & Math.)

P. P. KORSUN¹, Head of the Laboratory, Doctor of Sciences

¹ Main Astronomical Observatory of the National Academy of Sciences of Ukraine
27, Akademika Zabolotnoho Str., Kyiv, 03143 Ukraine

² Astronomical Institute of Slovak Academy of Sciences
Tatranská Lomnica, 059 60 Vysoké Tatry, Slovak Republic

³ Astronomical Observatory of Taras Shevchenko National University of Kyiv
3, Observatorna Str., Kyiv, 04053 Ukraine

This study introduces an approach to detecting exocomet transits in the dataset of the Transiting Exoplanet Survey Satellite (TESS), specifically within its Sector 1. Given the limited number of exocomet transits detected in the observed light curves, creating a sufficient training sample for the machine learning method was challenging. We developed a unique training sample by encapsulating simulated asymmetric transit profiles into observed light curves, thereby creating realistic data for the model training. To analyze these light curves, we employed the TFSFresh software, which was a tool for extracting key features that were then used to refine our Random Forest model training.

Considering that cometary transits typically exhibit a small depth, less than 1 % of the star's brightness, we chose to limit our sample to the CDPP parameter. Our study focused on two target samples: light curves with a CDPP of less than 40 ppm and light curves with a CDPP of up to 150 ppm. Each sample was accompanied by a corresponding training set. This methodology achieved an accuracy of approximately 96 %, with both precision and recall rates exceeding 95 % and a balanced F1-score of around 96 %. This level of accuracy was effective in distinguishing between 'exocomet candidate' and 'non-candidate' classifications for light curves with a CDPP of less than 40 ppm, and our model identified 12 potential exocomet candidates. However, when applying machine learning to less accurate light curves (CDPP up to 150 ppm), we noticed a significant increase in curves that could not be confidently classified, but even in this case, our model identified 20 potential exocomet candidates.

These promising results within Sector 1 motivate us to extend our analysis across all TESS sectors to detect and study comet-like activity in the extrasolar planetary systems.

Keywords: comets, planetary systems, minor planets; eclipses, transits, planets and satellites.

Цитування: Dobrycheva D. V., Vasylenko M. Yu., Kulyk I. V., Pavlenko Ya. V., Shubina O. S., Luk'yanyk I. V., Korsun P. P. Hunting for exocomet transits in the TESS database using the Random Forest method. *Space Science and Technology*. 2023. **29**, № 6 (145). P. 68–79. <https://doi.org/10.15407/knit2023.06.068>

© Publisher PH «Akadempriodyka» of the NAS of Ukraine, 2023. This is an open access article under the CC BY-NC-ND license (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>)

1. INTRODUCTION

More than 3700 exoplanets among the 5523 known today have been discovered using the transit method in photometric time series observations of stars conducted by the Kepler, K2, and TESS space missions [3, 12, 31]. The transit method involves detecting periodic decreases in a star's brightness when a planet crosses its disk, blocking part of the radiation in the observer's direction. Typically, exoplanet transits are characterized by periodicity in time and the symmetric dips in stars' light curves.

In addition to the "classical" symmetric patterns of star dimming and subsequent return to normal brightness, typically caused by exoplanets, scientists have identified asymmetric patterns of brightness drops in some stars' light curves. These phenomena have been attributed to the transits of comet-like objects across the stars' disks [13, 17-18, 27, 29, 38, 40]. Such objects possess a central nucleus and an asymmetric, elongated dust atmosphere. The asymmetric transits observed in the photometric light curves are consistent with unusual features previously noted in the absorption spectral lines of young A-class stars. This alignment provides solid evidence for the presence of small bodies in star systems that have debris disks, as discussed in [30].

The studies by [2] and [16] theoretically demonstrate that the evaporation of exocomets, which contain volatile elements and are interspersed with metallic ions like Ca II and Fe II, leads to the creation of planetary atmospheres filled with submicron dust particles. An analysis of approximately 1000 spectra from the star Beta Pictoris revealed around 6000 unique features linked to the transit of comet-like bodies across the star's disk, as reported in [14]. Given that the orbital telescope TESS has already gathered high-precision photometric time series with a 2-minute cadence for over 200 000 stars and continues to do so, the task of identifying and studying comet-like activity within TESS's extensive database is challenging.

The vast amount of data and its rapid accumulation necessitate the use of automatic algorithms for detecting transits and classifying their morphology, primarily through advanced machine learning techniques. Artificial intelligence methods were initially employed on data obtained with the Kepler orbital

telescope to classify exoplanet signals and identify false positives, as described in [23]. Studies such as [8, 23, 24] introduced algorithms for verifying exoplanet candidates in the Kepler database and classifying the morphology of star light curves utilizing the classic Random Forest method established in [4]. This strategy proved highly effective, leading to the widespread adoption of deep learning-based algorithms for analyzing data from orbital telescopes, as seen in [1, 26, 33, 34]. A comprehensive review of machine learning applications, encompassing both classical algorithms and deep learning, for the verification of exoplanetary transits, planet classification, and the morphological classification of star light curves in orbital telescope databases is available in works like [24, 32].

In an alternative approach, the authors of [13] developed an automated algorithm specifically designed to search for asymmetrical transits in the Kepler telescope's database. This innovation facilitated the confirmation of previously identified comet transits in the star systems KIC3542116 and KIC11084727 and also led to the discovery of a new transit in the light curves of KIC8027456.

In our study, we introduce an algorithm for detecting exocometary transits in the database of the orbital telescope TESS, utilizing machine learning techniques. Such an approach enables the automated identification of asymmetric transits, thereby substantially decreasing the need for manual visual inspection and expediting the data analysis process. While some of the most sophisticated machine learning methods for planet detection, such as the deep learning approach proposed by Shallue et al. [33], have been successful, we use the classical machine learning method, specifically the Random Forest model. A notable distinction between classical methods and deep learning is that deep learning could autonomously identify features and parameters for sample description. In contrast, classical machine learning requires pre-calculated features as input for the model. It's important to acknowledge that deep learning demands considerable computational resources and does not always allow for the verification of feature significance in a given sample. Upon assessing our available computing resources, we opted to employ classical machine learning methods. We

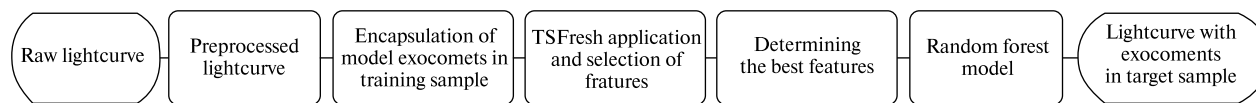


Figure 1. Workflow of our method, beginning with raw light curves and culminating in the performance of inference on the sample

have already presented the preliminary results of our project on detecting asymmetric transits in star light curves collected by TESS and stored in the MAST database using Python code developed by us [36].

This paper is structured into seven sections. Section 2 describes the TESS data utilized in our study. Section 3 details the encapsulation process of simulated asymmetric transit profiles into the observed light curves, thereby preparing the training sample. In Section 4, we introduce the methodology and library employed to extract features from the light curves for subsequent machine learning analysis. Section 5 discusses the machine learning methods applied and the accuracy metrics used for their evaluation. Section 6 presents the outcomes of our research. Lastly, Section 7 offers a concise conclusion of our results. The workflow is shown in Figure 1. More details are given in the following sections.

2. TESS DATA

We use a database that was created and is continuously updated based on observations from the TESS space observatory. All light curves observed are stored in the MAST (Mikulski Archive for Space Telescopes) and STScI (Space Telescope Science Institute) data archives. As input data, we use the light curves pre-processed by the operations center team, which have already been corrected for dark current, detector nonlinearity, flat field, scattered background light, focus instability, and other instrumental errors that could lead to artifacts in the light curves [31].

In the archive, the light curves are grouped into sectors, with one sector covering a period of 27 days, during which continuous monitoring of a certain area of the sky is performed. For our study, we use the pre-processed 2-min PDC_SAP normalized light curves. It is worth noting that the short cadence allows for the capture of high-frequency oscillations associated with the physical nature of the stars themselves (pulsations, passage of spots across the star's

disk), leading to morphological diversity in the light curves. On the other hand, the relatively large pixel scale (21" per pixel) introduces a certain dependency of the measured aperture flux on neighboring stars, especially if they are brighter or more variable than the target object.

Therefore, considering these factors, especially the fact that cometary transits have a small depth, less than 1 % of the star's brightness, for this study, we decided to limit the sample by selecting light curves that do not exceed a certain predetermined precision. As a measure of precision, we use the metric of Combined Differential Photometric precision (CDPP), which was developed by the data processing operations center team of the Kepler space telescope and later applied to TESS data processing [7]. CDPP is the signal-to-noise ratio after the smoothing and 'whitening' of light curves, measured in ppm (parts per million) [10, 35]. For example, if a light curve with a CDPP level of 20 ppm has a transit lasting 3 hours with a depth of 20 ppm (or 0.002 %), it is expected that this transit can be detected, as it corresponds to a signal at the level of 1 sigma. This metric is very convenient for assessing the precision of light curves, and it is easy to calculate at every step of the data processing.

3. PREPARATION OF THE TRAINING SAMPLE

The machine learning approach suggests building a classifier, which is able to separate data into multiple classes. In order to predict possible transits with the asymmetric shapes in the light curves, we use a binary classifier enabling the separation of light curves into two classes: 'exocomet candidate' and 'non-candidate'. To train the machine learning model, we need to have the training sample containing light curves of both types: with asymmetric transits and "typical" light curves from the database. As there have been few exocomet transits detected so far in the observed light curves, to create the training sample with the "exo-

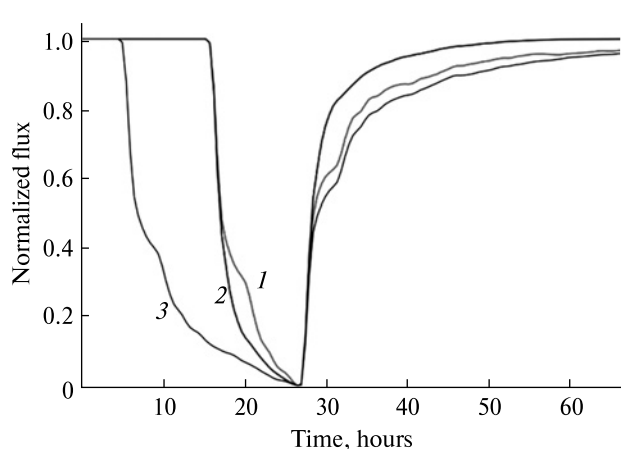


Figure 2. Simulated transit profiles for three different cases of morphologically different cometary comae, which cause the exocomet transits

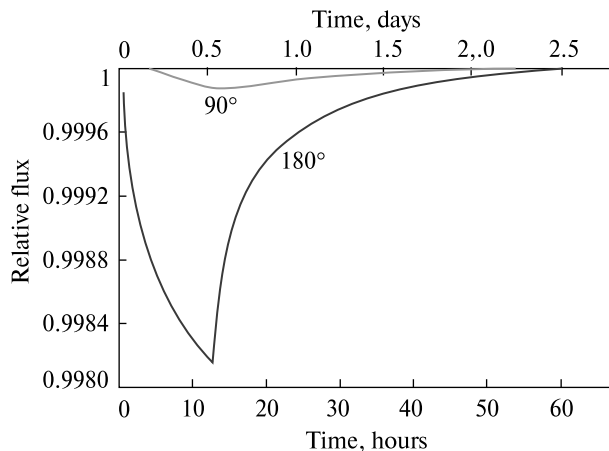


Figure 3. Simulated transit profile for different impact parameters: a comet crosses the star disk through its center (180°) and at the star edge (90°)

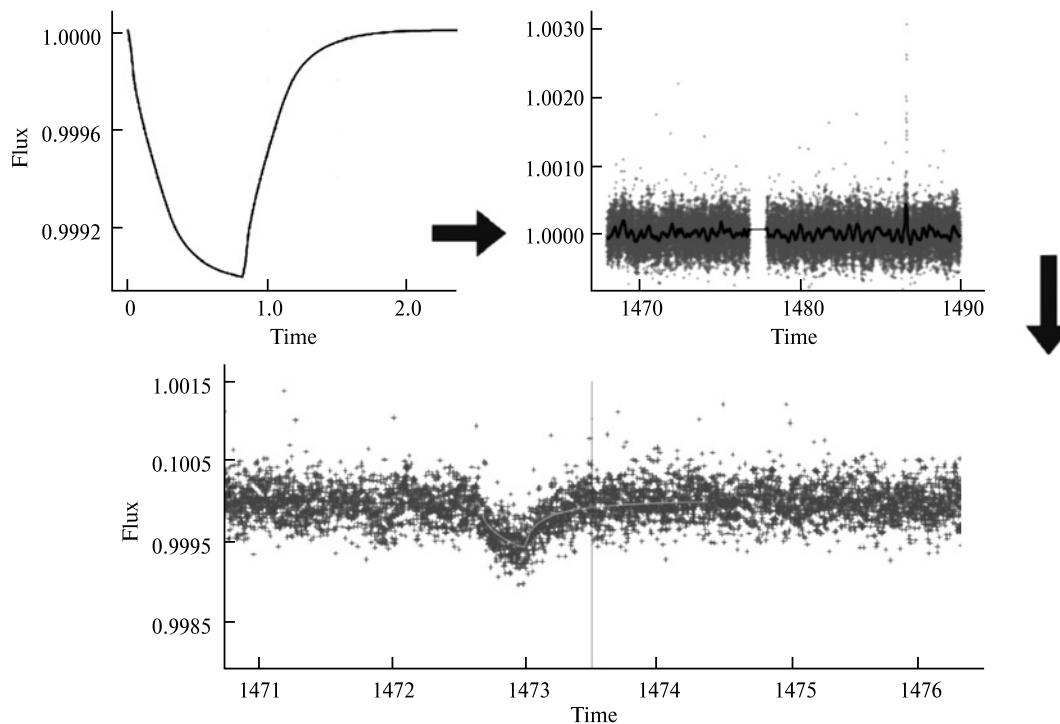


Figure 4. Top panel: transit profile (left) and the light curve (right), both selected randomly; bottom panel: the segment of the light curve with the transit

comet candidates”, we use the simulated asymmetric transit profiles encapsulating them into the observed light curves. The approach to simulation of the asymmetric transits is described in detail in the following papers [5, 27]. Figure 2 shows the simulated transits

normalized to 1 for three different cases of morphologically different cometary comae resembling the solar system comet C/2006 S3, which could cause asymmetric dips in the star brightness when crossing the star’s disk. The influence of an impact parameter

on the transit shape (the transit through the center and through the edge of the star disk) is depicted in Figure 3. It is seen that the morphology of the transit shapes is different, but all of them are asymmetrical. We simulate about 300 such profiles to encapsulate them into the observed light curves from the first sector of the TESS data. We randomly select both the simulated transit profile and the light curve into which the transit is then inserted. Finally, the training sample contains 20 000 light curves: 10 000 of them are labeled as '0' marking 'non-candidate', and 10 000 have the label '1', or 'exocomet candidate'. In order to study the influence of the light curve precision on the transit prediction score, we prepared two target samples, selecting the light curves with the CDPP parameter less than 40 ppm and 150 ppm, respectively. Finally, we have two kinds of target samples: about 2000 light curves whose CDPP is less than 40 ppm, and about 9000 light curves with the CDPP less than 150 ppm. Each sample is provided with a corresponding training sample prepared as it is described above.

Figure 4 demonstrates the procedure of the transit injection in detail. The top panel shows the transit profile and the light curve both randomly selected from the corresponding datasets, the bottom panel depicts this segment of the light curve with the transit injected.

4. FEATURE EXTRACTION

After the training sample has been prepared, the next step is feature extraction, which accurately represents statistical information about the characteristics of each light curve. These features are used as the input data for the Random Forest model both for training and predictions. Typically, standard features include standard statistical information, such as minimum and maximum values in a certain interval, the number of the minimums in the light curve, the mean and standard deviation, the number of values that are higher and lower than the mean value, and other statistics. Features can be conventional, as already mentioned, or more unconventional, such as the p-value of the slope coefficient of the trend line in the current moving window. We use the TSFresh library for Python for the feature extraction process. The library provides more than 60 functions to calculate different features, however, the process can be time-

consuming [6]. Additionally, not all features are useful, and an excessive number of the features can lead to overfitting. To optimize the parameters, the library provides tools for evaluating the significance of features for regression or classification tasks.

We used the efficient feature extraction settings of TSFresh, resulting in about 790 generalized time series features. We removed all irrelevant features to balance the informativeness of features and computational resource expenditure well. We select a subset of features from the full set that are typically most informative for time series analysis. Finally, about 390 most significant features are used for training the classifier based on the Random Forest method.

5. RANDOM FOREST

The Random Forest method is very robust in processing the spectro-photometry data as the tool for detachment of various features of exoplanet light curves [22], exoplanetary atmospheres [9, 25], exoplanet prediction [39] and resonant Kuiper Belt objects search [19, 20]. We deeply exploited it for galaxy morphological classification [15, 37]. Our binary classifier model is designed to sort light curves into two primary classes: 'exocomet candidate' and 'non-candidate'. For this purpose, we used the Random Forest (RF) model [28], an ensemble of Decision Trees trained on input data. Each tree in this ensemble functions as an independent classifier, and their collective outcomes are integrated to form a final prediction. Throughout its training phase, the Random Forest model undergoes multiple iterations, learning from subsets of data and employing a random selection of features in each iteration. This approach makes the model resistant to overfitting and enhances its ability to generalize effectively to new data.

During the training process, we employed a 5-fold cross-validation technique. This involves dividing the training dataset into five equal segments, or 'folds'. In each of the 5 training cycles, the model is trained using 4 folds, while the fifth fold is reserved for validation. Each fold is used for validation exactly once. The final performance metric of the model is calculated as the average of the performance obtained at each validation stage. This method ensures that every data point is used for both training and validation, enhancing the robustness and reliability of our model.

To evaluate the outcomes of our machine learning model, we employ the following metrics:

- *Accuracy*: this metric represents the proportion of correctly classified samples, encompassing both ‘exocomet candidates’ and ‘non-candidates’. It measures the overall correctness of the model in classification tasks.

- *Precision*: this is the ratio of predicted instances identified as ‘exocomet candidates’ that are actually true exocomets. Precision focuses on the accuracy of the model’s positive predictions but doesn’t account for cases where true positives were missed.

- *Recall*: this metric reflects the ratio of actual exocomets correctly identified by the classifier as ‘exocomet candidates’. Recall indicates the proportion of actual positive cases that the model successfully detects.

- *F1-score*: this is the harmonic mean of precision and recall. It is a useful metric when you want to balance precision and recall, especially if there’s an uneven class distribution or if false positives and false negatives have different costs.

As we previously noted, there are only a limited number of cases where exocomet transits have been successfully detected. Taking TESS mission data as an example, only about 3 % of all light curves contain potential indications of exoplanets [21]. Thus, the data on exocomets is even scarcer. This imbalance in the datasets means that the accuracy metric alone is not sufficiently informative for evaluating the effectiveness of exocomet detection algorithms. In such disproportionate conditions, a classifier predicting the ‘non-candidate’ category for all light curves could display an impressive accuracy of around 97 %, which can be misleading (like in work [21] about ‘planet candidates’). Such high accuracy might not reflect the model’s ability to identify potential exocomet candidates, indicating the necessity of employing additional metrics for a more comprehensive performance assessment.

In assessing model accuracy, relying solely on precision can lead to missing many potential candidates. High precision implies that most identified ‘exocomet candidates’ are likely true candidates. However, the issue arises because high precision can be achieved by making only a few very confident predictions about the presence of ‘exocomet candidates’ and ensur-

ing their correctness. In searching for exocomets, we prefer a strategy tolerating more false positives rather than missing true planetary signals. Thus, recall becomes a much more critical metric in evaluating the effectiveness of our exocomet detection algorithm. It prioritizes capturing true signals over avoiding false alarms, which is essential in the exploratory phase of exocomet discovery.

Another crucial hyperparameter in classification models based on decision thresholds is the balance between precision and recall. This threshold determines at what predicted probability level a light curve is classified as an ‘exocomet candidate’. Setting a higher decision threshold leads to an increase in the model’s precision at the expense of recall, as the model becomes more conservative in its predictions. Conversely, lowering the threshold enhances recall but may reduce precision. Keeping this in mind, the hyperparameter can be adjusted to achieve an optimal balance, particularly ensuring a high recall. In standard classification tasks, a threshold of 0.5 is commonly used, where light curves with a predicted probability above 50 % are classified as ‘exocomet candidates’.

6. RESULTS

To obtain the training outcome for the model, each training sample is divided into two: the training sample and the test sample. The primary difference is that the model “sees” the labels of the training sample but can not see the labels of the test sample, which challenges the model to make predictions for both. Figure 5 presents the training outcomes for models developed using training and test subsamples constructed from the 40 ppm or lower precision light curves. The figure illustrates how the accuracy of these predictions correlates with the depth of learning within the model. This ‘depth of learning’ is a parameter controlling the maximum depth of decision trees during the model training phase. The graph shows two lines: a dashed line for the training sample, showing a trend where accuracy improves as tree depth increases — this is typical, as more complex trees can capture the nuances of the training sample more effectively. In contrast, the solid line for the test sample highlights the need for precise tree depth calibration to avoid overfitting — where the model be-

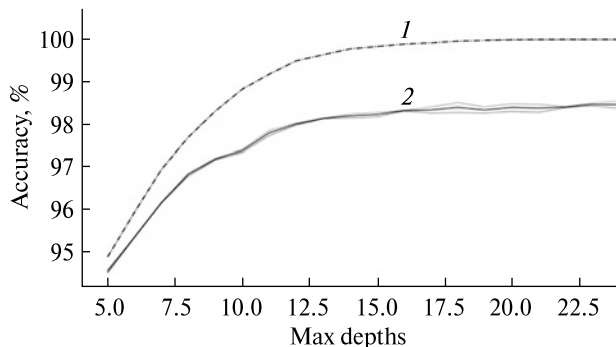


Figure 5. Accuracy of model predictions as a function of learning depth for the training sample constructed for a subset of light curves with CDPP ≤ 40 ppm: curve 1 — training data, 2 — test data

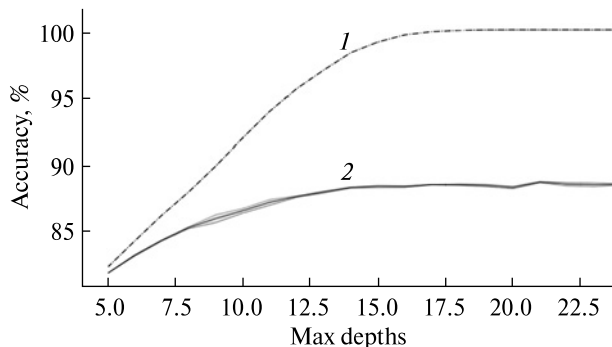


Figure 6. Accuracy of model predictions as a function of learning depth for the training sample constructed for a subset of light curves with CDPP ≤ 150 ppm: curve 1 — training data, 2 — test data

Table 1. Classification reports on the Random Forest classifier applied on the training sample for sector 1 with a CDPP of 40 ppm, featuring 20 000 light curves (10 000 comet transits, 10 000 — randomly selected light curves)

	Precision	Recall	F1-score	Support
0	0.9832	0.9537	0.9682	1600
1	0.9550	0.9837	0.9692	1600
Accuracy			0.9687	3200
Macro avg	0.9691	0.9687	0.9687	3200
Weighted avg	0.9691	0.9687	0.9687	3200

Table 2. Classification reports on the Random Forest classifier applied on the training sample for sector 1 with a CDPP of 40 ppm, featuring 20 000 light curves (10 000 comet transits, 10 000 — randomly selected light curves)

	Precision	Recall	F1-score	Support
0	0.7811	0.9690	0.8649	2000
1	0.9591	0.7285	0.8280	2000
Accuracy			0.8487	4000
Macro avg	0.8701	0.8487	0.8465	4000
Weighted avg	0.8701	0.8487	0.8465	4000

comes too specialized for the training sample — and underfitting — where the model is too simplistic to grasp the data’s complexity. Table 1 presents the corresponding performance metrics.

Table 1 presents the classification report on the Random Forest classifier applied to the training sample with a CDPP threshold of 40 ppm for sector 1, including 20 000 light curves (10 000 with comet transits and 10,000 randomly selected). The classifier exhibits impressive precision and recall metrics across both classes (0 for ‘non-candidate’ and 1 for ‘exocomet candidate’), with scores above 0.95. This high accuracy (0.9687) is noteworthy, indicating the model’s robust ability to identify exocomets transit correctly within light curves. The balanced F1-scores, hovering around 0.968, further confirm the model’s proficient classification capabilities, suggesting a finely-tuned algorithm that maintains a calibrated equilibrium between precision and recall.

Such high-performance metrics underscore the potential of the Random Forest approach in reliably detecting exocometary transits in the sample provided.

As noted above, we prepared two samples depending on the light curves’ accuracy. Figure 6 shows the accuracy of predictions as a function of the model’s depth of learning, and it evidences a decline in classifier performance upon escalating the CDPP threshold to 150 ppm. The decrease in the predictive probability is also seen in Table 2, where the classification report for the same classifier but with a higher CDPP threshold of 150 ppm is listed. Notably, there is a significant reduction in precision for ‘non-candidate’ curves (class 0), with a value of 0.7811, and a slight decrease in recall for ‘exocomet candidate’ curves (class 1) to 0.7285. These findings indicate a deterioration in the classifier’s capacity to effectively discern transits, corroborated by an overall accuracy reduction to 0.8487.

The macro and weighted averages of precision and recall present a similar picture, indicating a more challenged classifier at this threshold. This reduction in performance metrics, particularly in the recall of class 1, highlights the increased difficulty in detecting transits. The reason for the decrease in the predictive probability is due to 1) a decrease in the signal-to-noise ratio of the input light curves and 2) a lower accuracy threshold leads to expanding the input sample (about 9000 compared to 2000) and, as a result, including light curves with amore diverse morphology.

Figure 7 illustrates the classification outcomes for the training sample when subjected to a CDPP threshold of 40 ppm. The figure distinctly showcases the model's capacity for distinguishing between light curves with asymmetric transits (probability estimate is more than 0.6) and without asymmetric ones. Figure 8 provides an assessment of the classifier's performance on the target sample at the same CDPP threshold of 40 ppm. It reveals that, generally, the likelihood of detecting asymmetric transits is low across the sample (the probability estimate is less than 0.5 for most light curves). However, there are notable exceptions where 12 light curves demonstrate high predictive probabilities. This suggests that despite a predominant low detection rate, the model has identified a subset of light curves with a strong likelihood of exhibiting exocomet transits, affirming the potential of the Random Forest approach in flagging significant transit events amidst a vast data array.

Figure 9 shows the training sample with a CDPP threshold of 150 ppm, and we can see highlighting the challenges in differentiating light curves. The graphic shows a more blended distribution of light curves, suggesting that increasing the CDPP threshold to 150 ppm reduces the classifier's effectiveness. But still, it is clearly visible that the method selects those light curves in which there are asymmetric transits.

Figure 10 provides the histogram of the probability estimates for the target sample at the same CDPP threshold of 150 ppm. You can see that the majority of light curves cannot be confidently categorized, having probability estimates between 0.2 and 0.8, though 20 light curves exhibit high probabilities to have asymmetric transits.

Our investigation into the detection of asymmetric exocomet transits ('exocomet candidate') within the

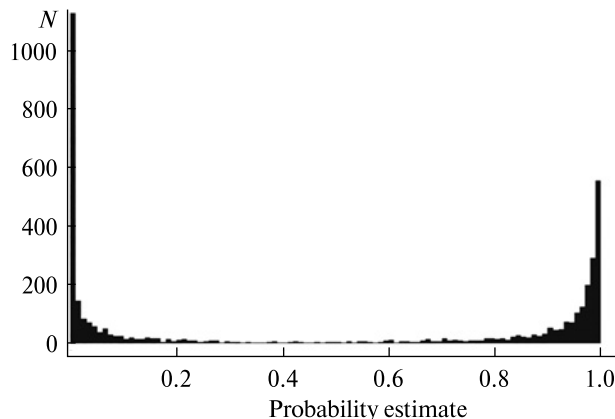


Figure 7. Histogram of the Random Forest classifier's output probabilities for the training sample (CDPP threshold is 40 ppm)

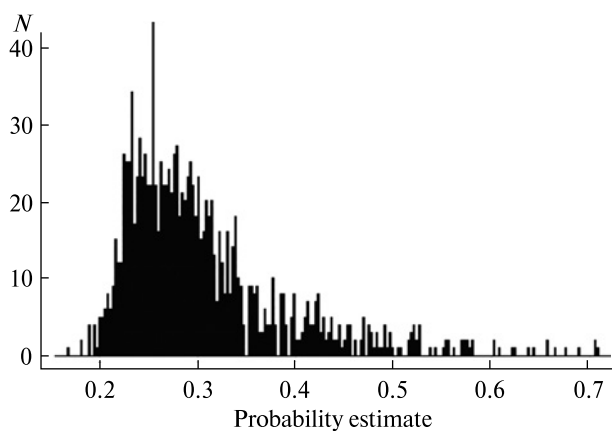


Figure 8. Histogram of the Random Forest classifier's output probabilities for the 2000 light curves of the target sample (CDPP threshold is 40 ppm)

TESS database, utilizing the Random Forest method, reveals the impact of the CDPP threshold on classifier performance. At the lower threshold of 40 ppm, the model demonstrates excellent capability in distinguishing light curves with potential asymmetric transits ('exocomet candidate'), as substantiated by the precision and recall metrics that both exceed 0.95 for 'exocomet candidate'. The F1-score, harmonizing these metrics, corroborates the classifier's adeptness, maintaining scores near 0.97 for both classes ('exocomet candidate' and 'non-candidate'), suggesting a well-calibrated balance between precision and recall.

The CDPP threshold to 150 ppm, however, introduces significant challenges. The classifier's pre-

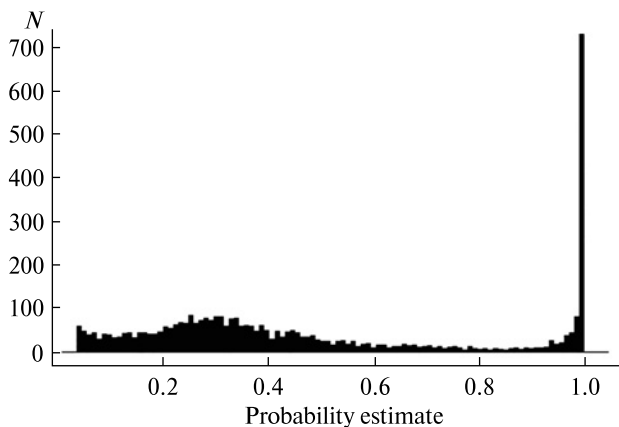


Figure 9. Histogram of the Random Forest classifier's output probabilities on the training sample, applying a CDPP threshold of 150 ppm

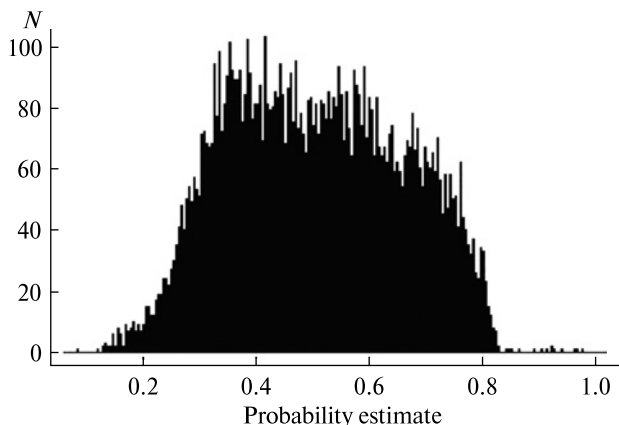


Figure 10. Histogram of the Random Forest classifier's output probabilities for the 9000 light curves of the target sample (CDPP threshold is 150 ppm)

cision for ‘non-candidate’ curves weakens, and the recall for ‘exocomet candidate’ curves suffers, indicating a lessened ability to detect transits without incurring false negatives. This is particularly evident in the target sample analysis, where most curves reside within an indeterminate range, reflecting the classifier's struggle to make definitive classifications under this more conservative threshold.

The findings underscore the critical role of the CDPP threshold in the search for ‘exocomet candidate’. While a lower CDPP threshold enables more precise identification of potential asymmetric transits, enhancing the prospect of discovery, a higher

threshold risks overlooking genuine asymmetric transit signals, although potentially reducing false positives. These insights provide a compelling case for the meticulous optimization of CDPP thresholds in the broader context of exoplanet and exocomet transit detection.

Our study demonstrates the potential of the Random Forest method in efficiently screening large datasets for exocomet transits. The careful selection and optimization of CDPP thresholds are crucial to maximizing the effectiveness of these machine learning techniques. These insights provide a valuable framework for future explorations in exoplanet and exocomet transit detection using TESS data.

7. CONCLUSIONS

This study shows the effectiveness of machine learning, in particular the Random Forest algorithm, on detecting potential exocomet transits in the TESS Sector 1 data, which significantly reduced the need for manual inspection of light curves. Given the limited number of exocomet transits detected in the observed light curves, creating a sufficient training sample for the machine learning method was challenging. To address this, we generated a realistic training sample by incorporating simulated asymmetric transit profiles into observed light curves. We then utilized TSfresh software to extract key features from these curves.

Considering that cometary transits typically exhibit a small depth, less than 1 % of the star's brightness, we chose to limit our sample to the CDPP parameter, which is a measure of the signal-to-noise ratio after smoothing and ‘whitening’ the light curves. Our study focused on two target samples: about 2000 light curves with a CDPP of less than 40 ppm and about 9000 light curves with a CDPP of up to 150 ppm. Each sample was accompanied by a corresponding training set.

This methodology achieved an accuracy of approximately 96 %, with both precision and recall rates exceeding 95 % and a balanced F1-score of around 96 %. This level of accuracy was effective in distinguishing between ‘exocomet candidate’ and ‘non-candidate’ classifications for light curves with a CDPP of less than 40 ppm. From the sample of about 2000 light curves, our model identified 12 po-

tential exocomet candidates (with a CDPD of less than 40 ppm) and 20 from the larger sample of approximately 9000 light curves (with a CDPD of up to 150 ppm). However, when applying machine learning to less accurate light curves (up to 150 ppm), we noticed a significant increase in curves that could not be confidently classified. This was due to the larger sample size (about 9000 compared to 2000) and the increased diversity in light curve morphology.

For the further effective application of machine learning for TESS data, we need to implement an effective technique that does not require large computing resources, cleaning the brightness variations from fluctuations associated with the star itself. These promising results from Sector 1 serve as a significant motivation for us to extend our analysis across all TESS sectors, thereby broadening the scope and

potential impact of our research in the realm of astronomical studies.

Acknowledgments. *This study was performed in the frame of the government funding program for institutions of the National Academy of Sciences of Ukraine (NASU) and supported by the National Research Foundation of Ukraine (№ 2020.02/0228). All data presented in this paper were obtained from the Mikulski Archive for Space Telescopes (MAST). STScI is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under NASA contract NAS5-26555. Support for MAST for non-HST data is provided by the NASA Office of Space Science via grant NNX09AF08G and by other grants and contracts. This paper includes data collected by the TESS mission. Funding for the TESS mission is provided by the NASA Science Mission Directorate.*

REFERENCES

1. Ansdell M., Ioannou Y., Osborn H. P., et al. (2018). Scientific Domain Knowledge Improves Exoplanet Transit Classification with Deep Learning. *Astrophys. J. Lett.*, **869**, № 1, article id. L7, 7 p.
2. Beust H., Lagrange-Henri A. M., Vidal-Madjar A., Ferlet R. (1989). The beta Pictoris circumstellar disk. IX. Theoretical results on the infall velocities of CA II, AI III and MG II. *Astron. and Astrophys.*, **223**, 304–312.
3. Borucki W. J., Koch D., Basri G., et al. (2010). Kepler Planet-Detection Mission: Introduction and First Results. *Science*, **327**, № 5968, 977–980.
4. Breiman L. (2001). Random Forests. *Machine Learning*, **45**, 5–32.
5. Brogi M., Keller, C. U., de Juan Ovelar M. et al. (2012). Evidence for the disintegration of KIC 12557548 b. *Astron. and Astrophys.*, **545**, id.L5, 4 p.
6. Christ M., Braun N., Neuffer J., Kempa-Liehr A. W. (2018). Time Series Feature Extraction on basis of Scalable Hypothesis tests (tsfresh – A Python package). *Neurocomputing*, **307**, 72–77.
7. Christiansen J. L., Jenkins J. M., Caldwell D. A., et al. (2012). The Derivation, Properties, and Value of Kepler’s Combined Differential Photometric Precision. *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **124**, № 922, 1279.
8. Coughlin J. L., Mullally F., Thompson S. E., et al. (2016). Planetary Candidates Observed by Kepler. VII. The First Fully Uniform Catalog Based on the Entire 48-month Data Set (Q1-Q17 DR24). *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **224**, № 1, article id. 12, 27 p.
9. Fisher C., Hoeijmakers H. J., Kitzmann D. (2020). Interpreting High-resolution Spectroscopy of Exoplanets using Cross-correlations and Supervised Machine Learning. *Astron. J.*, **159**, № 5, id.192, 15 p. DOI: 10.3847/1538-3881/ab7a92
10. Gilliland R. L., Chaplin W. J., Dunham E. W., et al. (2011). Kepler Mission Stellar and Instrument Noise Properties. *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **197**, № 1, article id. 6, 19 p.
11. Guerrero N. M., Seager S., Huang C. X., et al. (2021). The TESS Objects of Interest Catalog from the TESS Prime Mission. *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **254**, № 2, id.39, 29 p.
12. Howell S. B., Sobeck C., Haas M., et al. (2014). The K2 Mission: Characterization and Early Results. *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **126**, № 938, 398.
13. Kennedy G. M., Hope G., Hodgkin S. T., Wyatt M. C. (2019). An automated search for transiting exocomets. *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **482**, № 4, 5587–5596.
14. Kiefer F., Lecavelier des Etangs A., Boissier J., et al. (2014). Two families of exocomets in the β Pictoris system. *Nature*, **514**, № 7523, 462–464.
15. Khramtsov V., Vavilova I. B., Dobrycheva D. V., et al. (2022). Machine learning technique for morphological classification of galaxies from the SDSS. III. Image-based inference of detailed features. *Space Science and Technology*, **28**, № 5, 27–55.
16. Kumar C. K., Davila J. M., Rajan R. S. (1989). The Accretion of Interplanetary Dust by AP and AM Stars. *Astrophys. J.*, **337**, 414.

17. Lecavelier des Etangs A., Cros L., Hebrard G., et al. (2022). Exocomets size distribution in the β Pictoris planetary system. *Scientific Reports*, **12**, article id. 5855.
18. Lecavelier Des Etangs A., Vidal-Madjar A., Ferlet R. (1999). Photometric stellar variation due to extra-solar comets. *Astron. and Astrophys.*, **343**, 916–922.
19. Li Xin, Li Jian, Xia, Zhihong Jeff, Georgakarakos N. (2022). Machine-learning prediction for mean motion resonance behaviour — The planar case. *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **511**, № 2, 2218–2228.
20. Li Xin, Li Jian, Xia Zhihong Jeff, Georgakarakos N. (2023). Large-step neural network for learning the symplectic evolution from partitioned data. *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **524**, № 1, 1374–1385.
21. Malik A., Moster B. P., Obermeier C. (2022). Exoplanet detection using machine learning. *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **513**, № 4, 5505–5516.
22. Melton E. J., Feigelson E. D., Montalto M. (2023). DIAmante TESS AutoRegressive Planet Search (DTARPS). I. Analysis of 0.9 Million Light Curves. arXiv:2302.06700 DOI: 10.48550/arXiv.2302.06700
23. McCauliff S. D., Jenkins J. M., Catanzarite J., et al. (2015). Automatic Classification of Kepler Planetary Transit Candidates. *Astrophys. J.*, **806**, № 1, article id. 6, 13 p.
24. Mislis D., Bachelet E., Alsubai K. A., Bramich D. M., Parley N. (2016). SIDRA: a blind algorithm for signal detection in photometric surveys. *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **455**, № 1, 626–633.
25. M rquez-Neila P., Fisher C., Sznitman R. (2018). Supervised machine learning for analysing spectra of exoplanetary atmospheres. *Nature Astron.*, **2**, 719–724. DOI: 10.1038/s41550-018-0504-2
26. Osborn H. P., Ansdell M., Ioannou Y., et al. (2020). Rapid classification of TESS planet candidates with convolutional neural networks. *Astron. and Astrophys.*, **633**, id.A53, 11 p.
27. Pavlenko Y., Kulyk I., Shubina O., et al. (2022). New exocomets of β Pic. *Astron. and Astrophys.*, **660**, id. A49, 8 p.
28. Pedregosa, F., Varoquaux, Gaël, Gramfort, A., Michel, V., Thirion, B., Grisel, O., et al. (2011). Scikit-learn: Machine learning in Python. *J. Machine Learning Res.*, **12**, 2825–2830.
29. Rappaport S., Vanderburg A., Jacobs T., et al. (2018). Likely transiting exocomets detected by Kepler. *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **474**, № 2, 1453–1468.
30. Rebolledo I., Eiroa C., Montesinos B., et al. (2020). Exocomets: A spectroscopic survey. *Astron. and Astrophys.*, **639**, id.A11, 59 p.
31. Ricker G. R., Winn J. N., Vanderspek R., et al. (2015). Transiting Exoplanet Survey Satellite (TESS). *J. Astron. Telescopes, Instruments, and Systems*, **1**, id. 014003
32. Salinas H., Pichara K., Brahm R., Perez-Galarce F., Mery D. (2023). Distinguishing a planetary transit from false positives: a Transformer-based classification for planetary transit signals. *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **522**, № 3, 3201–3216.
33. Shallue C. J., Vanderburg A. (2018). Identifying Exoplanets with Deep Learning: A Five-planet Resonant Chain around Kepler-80 and an Eighth Planet around Kepler-90. *Astron. J.*, **155**, № 2, article id. 94, 21 p.
34. Tey E., Moldovan D., Kunimoto M., et al. (2023). Identifying Exoplanets with Deep Learning. V. Improved Light-curve Classification for TESS Full-frame Image Observations. *Astron. J.*, **165**, № 3, id.95, 19 p.
35. Van Cleve J. E., Howell S. B., Smith J. C., et al. (2016). That's How We Roll: The NASA K2 Mission Science Products and Their Performance Metrics. *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **128**, № 965, 075002.
36. Vasylenko M., Pavlenko Ya., Dobrycheva D. et al. (2022). An algorithm for automatic identification of asymmetric transits in the TESS database. Multi-Scale (Time and Mass) Dynamics of Space Objects. Held 18-22 October, 2021 in Iași, Romania. *Proc. Int. Astron. Union*, **364**, 264–266.
37. Vavilova I. B., Dobrycheva D. V., Vasylenko M. Yu., et al. (2021). Machine learning technique for morphological classification of galaxies from the SDSS. I. Photometry-based approach. *Astron. and Astrophys.*, **648**, id.A122, 14 p.
38. Wyatt M. C., van Lieshout R., Kennedy G. M., Boyajian T. S. (2018). Modelling the KIC8462852 light curves: compatibility of the dips and secular dimming with an exocomet interpretation. *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **473**, № 4, 5286–5307.
39. Zheng A. (2023). Developing a high-performance approach to exoplanet prediction through light-curve analysis using the transit method. *Bull. Amer. Astron. Soc.*, **55**, № 6, e-id 2023n6i401p03
40. Zieba S., Zwintz K., Kenworthy M. A., Kennedy G. M. (2019). Transiting exocomets detected in broadband light by TESS in the β Pictoris system. *Astron. and Astrophys.*, **625**, id.L13, 7 p.

Стаття надійшла до редакції 21.11.2023

Після доопрацювання 22.11.2023

Прийнято до друку 22.11.2023

Received 21.11.2023

Revised 22.11.2023

Accepted 22.11.2023

*Д. В. Добричева*¹, старш. наук. співроб., канд. фіз.-мат. наук

*М. Ю. Василенко*¹, молодший наук. співроб.

*І. В. Кулик*¹, старш. наук. співроб., канд. фіз.-мат. наук, старш. дослід.

*Я. В. Павленко*¹, зав. відділу, д-р фіз.-мат. наук, старш. дослід.

О. С. Шубіна^{1,2}, наук. співроб., канд. фіз.-мат. наук

*І. В. Лук'яник*³, зав. сектору, канд. фіз.-мат. наук, старш. дослід.

*П. П. Корсун*¹, зав. лаб., д-р фіз.-мат. наук, старш. дослід.

¹ Головна астрономічна обсерваторія Національної академії наук України

вул. Академіка Заболотного 27, Київ, Україна, 03143

² Астрономічний Інститут Словацької академії наук

Високі Татри, Татранська Ломниця, Словацька Республіка, 059 60

³ Астрономічна обсерваторія Київського національного університету імені Тараса Шевченка

вул. Обсерваторна 3, Київ, Україна, 04053

ПОШУК ТРАНЗИТІВ ЕКЗОКОМЕТ У БАЗІ ДАНИХ TESS ЗА ДОПОМОГОЮ МЕТОДУ ВИПАДКОВОГО ЛІСУ

В даному дослідженні представлено ефективний підхід до виявлення екзокометних транзитів у даних першого сектору космічного телескопу Transiting Exoplanet Survey Satellite (TESS). Враховуючи обмежену кількість наявних екзокометних транзитів, що виявлені у спостережуваних кривих блиску, створення репрезентативної тренувальної вибірки для машинного навчання є великою складністю. Ми розробили унікальну тренувальну вибірку шляхом інкапсуляції змодельованих асиметричних профілів транзиту в спостережувані криві блиску, таким чином створюючи реалістичні дані для навчання моделі. Щоб проаналізувати ці криві блиску, ми використали програмний пакет TS-Fresh, який служив інструментом для виявлення ключових ознак, які потім використовувалися для вдосконалення нашої моделі Випадковий ліс при навчанні.

Враховуючи, що кометні транзити зазвичай мають невелику глибину, менше ніж 1 % яскравості зірки, ми вирішили обмежити вибірку параметром CDPP. Наше дослідження було зосереджено на двох цільових вибірках: криві блиску з CDPP менше 40 ppm та криві блиску з CDPP до 150 ppm. Кожана вибірка супроводжувався відповідною тренувальною вибіркою. Наш метод продемонстрував високу точність, досягнувши показника біля 96 %, в поєднанні з високими показниками влучності (Precision) та повноти (Recall) для обох, які перевищують 95 %, а також збалансованими показниками F1-міри на рівні 96 %. Цей рівень точності відповідає ефективному розпізнаванню транзитів 'кандидат на екзокомету' та 'не кандидат' для кривих блиску з CDPP менше 40 ppm, при цьому наша модель ідентифікувала 12 потенційних екзокомет-кандидатів. Однак, застосовуючи машинне навчання до менш точних кривих блиску в яких CDPP до 150 ppm, ми помітили значне збільшення кривих, які не можна було впевнено класифікувати, але навіть у цьому випадку наша модель ідентифікувала 20 потенційних екзокомет-кандидатів.

Ці багатообіцяючі результати в першому секторі спонукають нас розширити наш аналіз на всі сектори TESS для виявлення та вивчення кометоподібної активності в позасонячних планетарних системах.

Ключові слова: комети, планетні системи, малі планети; затемнення, транзити, планети та супутники.

<https://doi.org/10.15407/knit2023.06.080>
UDC 520.88+523.44

O. M. KOZHUKHOV, division chief, PhD (technical sciences)

ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0002-3858-9389>

E-mail: a.m.kozhukhov@gmail.com

M. S. MEDINA, laboratory chief

E-mail: asnmedd@gmail.com

National Space Facilities Control and Test Center, State Space Agency of Ukraine
8, Kniaziv Ostrozkykh Str., Kyiv, 01010 Ukraine

NOAP — SCRIPT PACKAGE FOR PLANNING AND ANALYSIS OF NEO OBSERVATIONS

We present a package of Python scripts NOAP (NEO Observations Analyzer and Planner) designed for the automatic planning of NEO observations, as well as analysis of already existing observations in the NEODyS-2 database.

The package is divided into two parts: analyzer and planner. The analyzer automatically downloads data from the NEODyS-2 database, converts them by adding additional information, including the apparent speed of objects and observation errors along and across the track, and also provides a large amount of statistical data and graphs for the selected period. It can be done for several observatories at once.

The planner also selects the objects of observation for the upcoming night and calculates their ephemeris with a given step in a fully automatic mode. The output data format of the scheduler allows its use both on semi-automatic telescopes and for fully robotic observations. NOAP has been successfully used for more than a year for planning and analysis of NEO observations by optical sensors of the National Space Facilities Control and Test Center of the State Space Agency of Ukraine.

Keywords: NEO, optical observations.

INTRODUCTION

At the end of the 20th century, the danger of asteroids and comets falling to Earth became clear. In July 1981, the United States of America National Administration for Space Research held a Working Meeting on “Asteroid and Comet Collisions with the Earth: Physical Consequences and Humanity”. An overview of the main decisions of the conference was given in [4].

At the beginning of the 21st century, the problem was acknowledged as important even at the level of

the United Nations (UN), when in 2007, according to UN General Assembly resolution 61/111, a temporary working group of Near-Earth Objects (NEO) was created as part of the Scientific and Technical Subcommittee of the Committee on the Peaceful Uses of Outer Space [41].

Special telescopes with large fields of view, such as the Panoramic Survey Telescope And Rapid Response System (Pan-STARRS) [32] or the Asteroid Terrestrial-impact Last Alert System (ATLAS) [1] and Lincoln Near-Earth Asteroid Research (LIN-

Цитування: Kozhukhov O. M., Medina M. S. NOAP — script package for planning and analysis of NEO observations. *Space Science and Technology*. 2023. **29**, № 6 (145). P. 80—92. <https://doi.org/10.15407/knit2023.06.080>

© Publisher PH «Akadempriodyka» of the NAS of Ukraine, 2023. This is an open access article under the CC BY-NC-ND license (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>)

EAR) [49, 50] are used to detect the NEOs, including small ones. But such discoveries require quick confirmations, or these new objects will be lost. Such confirmations are crucial for NEOs discovered at relatively small distances from the Earth. In such cases, the confirmation time is significantly limited by high speeds of apparent movement (20 arcsec/min and more).

Telescopes with significantly lower capabilities compared to the telescopes mentioned above can be applied using appropriate image processing techniques for similar confirmations.

Also, similar telescopes can be used during campaigns of massive observations of individual NEOs during their approach to the Earth. Such observations, for example, were done for the asteroid Apophis in 2013 [18, 56] and 2012 TS4 in 2017 [39].

A software blink comparator implemented, for example, in the Astrometrica [2] program, is the simplest method of NEO detecting. In this case, the object moving against the background of stationary stars is discovered by the observer when viewing a series of changing images (frames). This method gives acceptable results, but it cannot be used for rapid processing of a large number of frames.

At present, there is a huge number of algorithms for the automatic detection of small bodies of the Solar System on CCD (CMOS) images. Most of them can be considered as detection options based on multiple hypothesis testing (MHT) [20].

Depending on the specifics of MHT implementation, several groups of methods can be distinguished. The first group includes the methods that implement the detect-before-track technology (DBT). First, they identify and form a list of detected images of objects (detections) on each frame of the studied series. Then, for all pairs of detections on the two selected frames, the parameters of possible trajectories are estimated, gates (trust regions) are built for all other frames, and the presence of detections confirming the presence of objects is checked. Determining the prior trajectory parameters is necessary for reducing the number of tested hypotheses. It is preferable for the primary analysis to choose the first and last frame of the series as the primary pair because this approach allows for reducing the maximum possible sizes of the trust region.

Similar techniques are implemented in the software used in the LINEAR project [49, 50] and the Moving Objects Processing System (MOPS) of the Pan-STARRS [9, 19] and others. With a huge number of analyzed detections (which is practically inevitable with relatively low detection thresholds or with large fields of view of survey telescopes), such methods can have significant computational complexity. Various search optimization algorithms can be used to reduce it, for example, the organization of a hierarchical classifier based on k-dimensional trees [9, 19].

More complex implementations of MHT are different variants of matched filtering (MF) in the space-time domain. The methods of this group are based on the formation of all possible hypotheses about the parameters of moving objects' trajectories on the series of frames under consideration. For each hypothesis, according to certain rules, it can determine its weight (maximum likelihood function, posterior probability, etc.). Hypotheses with a weight higher than the given one are recognized as valid, and the corresponding conditional estimates of the trajectory parameters are issued to the consumer. This approach, with the development of computer technology, made it possible to increase the number of detected faint objects. The first work that described a similar method was presented by Mohanty [24]. Then, the number of similar works only increased. A large amount of early papers on this topic are presented in [11], a more modern overview can be found, for example, in [27]. The work [23] can be included in the same group.

As a separate variant of MF, it is worth mentioning the methods based on the "shift-and-add" ("shift-and-stack") technology or methods of incoherent post-threshold accumulation with a zero threshold. As an example of such methods, we can cite [13, 38, 60, 61]. Hypotheses about the presence of a moving object are verified by adding CCD (CMOS) images of one part of the celestial sphere with displacement along possible object trajectories. In [60], in order to reduce the computational complexity, it is proposed to check hypothetical asteroid trajectories by stacking with a shift using median filtering of only the frame area around each image inhomogeneity energetically slightly exceeds the background. In a later work [59], the accumulation of binary images, which are formed

using a primary non-zero threshold, is used to increase performance. Another option to reduce the computational complexity is to choose a slightly larger offset step of the frames to be added [11]. It leads to a certain decrease in the number of detected objects compared to the optimal step size. A priori information about the speed and direction of object movement also significantly reduces the calculation complexity [13].

The disadvantages of this group of methods include the need for a large number of sequentially formed frames, which significantly reduces the search potential of telescopes. On the other hand, it has the advantage of detecting objects with a weak light in a high quality. Both MF and “shift-and-stack” methods can be classified as track-before-detect (TBD) methods. The most accessible implementation of shift-and-stack is used in [2] (only for asteroids with known apparent motion parameters). A more advanced version, with the possibility of detecting unknown objects, is implemented, for example, in [34], but it requires much more powerful computing equipment.

There is another TBD method of detecting moving objects — the virtual tabulation method. Its essence is to tabulate the weights of hypotheses about the number and parameters of the movement of objects on the set of all such hypotheses (set of states). The likelihood function (criterion of maximum likelihood) can be used as a weight. Physically, this method corresponds to the accumulation of image statistics (for example, the amplitude of detections or the brightness of individual pixels) along the possible object trajectories. A moving object is considered detected if the accumulated statistics in any gate exceeds the threshold. The initial parameters of the object’s movement are the average values for the given gate and can be refined later.

The tabulation method often uses the Radon [37] or Hough [15] transforms. For example, the paper [43], and the Ukrainian CoLiTec automated asteroid detection program [44–48]. In this case, a virtual tabulation of detections obtained at the stage of interframe processing is used. Thus, the detection method used in CoLiTec is a mix of DBT and TBD approaches.

All the methods mentioned above use a linear model of the movement of a celestial object on a series of frames. More complex movement models are

used only when combining observations for several nights — inter-night linking, e.g., MOPS [9].

In recent years, the National Space Facilities Control and Test Center (NSFCTC, State Space Agency of Ukraine) has begun to pay attention to the expansion of participation in international activities to solve the global problem of the asteroid-comet hazard. This activity was reflected in the transition from participation in individual observation campaigns [17, 18, 56] and separate new NEO confirmations [25, 26] to regular observations, indicated as a separate item in the plans of scientific and scientific-technical activities. The optical instruments of observation, which are part of NSFCTC, have already obtained 3 codes from the Minor Planet Center of the International Astronomical Union (IAU MPC).

The main technical problem of observation planning for NEO at the NSFCTC was the lack of specialized software and technical complex for solving such problems. In fact, planning is carried out almost in manual mode. The operator engaged in planning has to visit several websites, form a list of NEOs that can potentially be observed, calculate the ephemeris, and final sorting of objects for observation. The result of this activity is a list of ephemerides. The planning process takes a long time and, thus, significantly reduces the efficiency and frequency (number) of observations, especially in the case when it is necessary to use several means of observation.

When planning in manual mode, it is practically impossible to assign a differentiated priority to different NEOs depending on the importance of their observations (it is only possible to give maximum priority to new NEOs that require confirmation of discovery). Another disadvantage of this planning method is the actual impossibility of obtaining the ephemeris in a standardized format and determining the parameters of the observation mode (number of frames and exposure of the frame). All this significantly complicates the potential possibility of NEO automating observations.

To improve the accuracy of the NEO coordinates measurements, it is necessary to conduct constant monitoring and analysis of the quality of the observations received.

This can be done using information that is publicly available on the Internet.

With large volumes of data (several observatories, thousands of observations, hundreds of objects), it is very time-consuming to perform such analysis manually.

At the same time, the use of an already existing software product for such observation planning [12] looks quite difficult. It is based on the requirements and the peculiarities of the optical sensors' operation of the NSFCTC

Thus, the task to make the planning and analysis of the observations of NEO automatic is relevant, and this led to the creation of NOAP.

1. THE NOAP PACKAGE STRUCTURE AND IMPLEMENTATION FEATURES

1.1. General features of the NOAP package. NOAP consists of two software pipelines: “Planner” and “Analyzer” (Figure 1). They perform operations for planning observations and analyzing their quality, respectively.

The package is designed in the Python 3 programming language [36]. The choice of the programming language is due to the absence of license terms of use and the presence of a large number of developed application libraries and packages.

The software uses the concept of ETL (Extract, Transform, Load).

A significant number of external units and libraries were used while designing the package: Configparser — unite that operates with configuration files [7], Sys — a unite that provides access to variables and functions that interact with the Python interpreter [51], Requests — a unite that operates with the HTTP requests [40], BeautifulSoup — a unite that analyses the HTML and XML documents [3], Datetime — A unite that operates with date and time [8], Re — a unite that operates with regular expressions [38], Math — a unite that operates with mathematical functions [21], Pandas — a unit for data processing and analysis [31], Numpy — a unit for operating with arrays and matrices [28], Jdutil — a unit that operates with modified Julian dates [33], Matplotlib — data visualization unit [16], Astropy — operates with astronomical data [52–54], Skyfield — astronomical calculations [42].

These ready-made products made it possible to shorten the development time of NOAP.

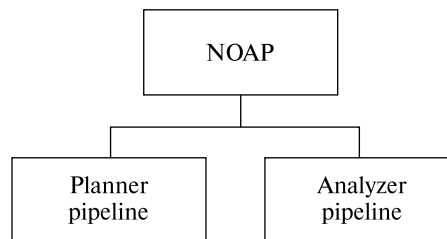


Figure 1. Structure of NOAP

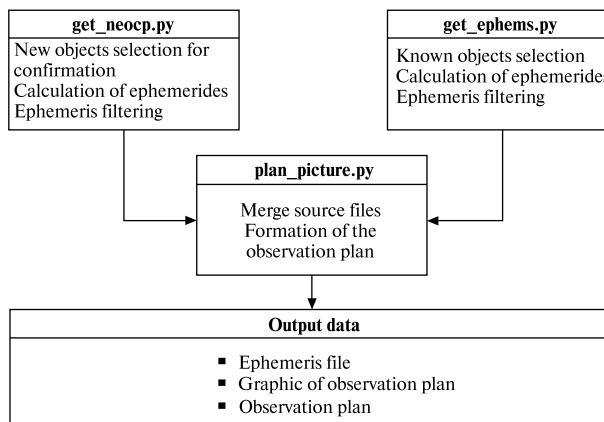


Figure 2. Structure of Planner pipeline

1.2. Planner pipeline. The pipeline «Planner» consists of three scripts (Figure 2) and a configuration file.

The *get_neocp* script is responsible for generating a list of ephemerides of new NEOs requiring confirmation of discovery, their calculation, and filtering (subject to constraints, see 1.2.1). The main source of data is the new NEOs confirmation page on the MPC website [55].

The *get_ephems* script is responsible for the list formation, calculation, and filtering of the ephemerides of already known NEOs and for the calculation of their observation priority. To fulfill this task a number of online sources are used:

- lists of close approaches from the websites of European Space Agency (ESA) [5] and NEODYs-2 [6],
- lists of priority objects from websites of ESA [35] and NEODYs-2 [57],
- lists of objects that can be observed by this observatory with given constraints, which are formed on the MPC website [29] and NEODYs-2 [30].

All the lists are combined, and then the ephemerides are calculated with the help of the MPC Ephemeris Service [22] and their filtration according to constraints (see 1.2.1).

The *plan_picture* script combines the ephemeris generated by the two previous scripts into one file for each observatory and generates an observation plan in graphic and textual forms (see 1.2.3).

1.2.1. Input data. In addition to the of web page addresses that are necessary for the pipeline operation, the output data includes: MPC observatory code (planning is done only for those optical sensors that have this code), the range of visible brightness of the observed NEOs (in magnitudes), the range of permissible declinations of the observed NEO (in degrees), the speed range of visible movement of the observed NEOs (in degrees per day), the image scale formed by the corresponding telescope ("/pix), the ephemerides calculation step for NEO (in minutes).

In addition, the initial data should include additional restrictions that are taken into account when calculating and filtering ephemerides: the maximum angle of the Sun (as a rule, no more than $-16^\circ \dots -18^\circ$), the maximum zenith angle of the observed NEO (usually no more than 70°), the minimum angular distance to the Moon when it is close to the full (typically at least 30° for a Moon phase of 0.88 to 1.0 and a Moon elevation of at least 10°).

The pipeline is able to take into account the complex maximum zenith angles of observations with additional closure. To do this, a suitable mask of closure angles is included in the input data. A primary closure angle file is required for mask calcula-

tion. Such a file is a set of points in a horizontal topocentric coordinate system, where each point has an azimuth and its corresponding maximum working zenith angle (or minimum working elevation angle). For better formation of the working angles mask, it is desirable that there should be at least three points for each "unevenness" of the closing line, while the minimum number of points to create a mask is 4.

1.2.2. Priority. The priority is determined by the importance of a given NEO observations during the night of the observations. The maximum priority is given to new NEO that require the confirmation of discovery. Higher priority is given to NEOs from the ESA priority list, potentially dangerous asteroids (PHA), and NEOs that will have a close approach to the Earth in the coming days.

An additional priority is calculated for known NEOs. It is formed by analyzing the line of the need for additional observations based on the MPC data. The line is formed by the MPC website for each NEO and begins with the words "Further observations?"

The priority is increased if the line contains one of the line constants listed in the Table 1.

1.2.3. Output data. The pipeline output data is the NEO ephemeris file and the observation plan. The ephemeris file is almost identical to the ephemerides in the MPC Ephemeris Service [22] format, with some differences (Appendix 1). First, the ephemeris title for each object consists of only two lines: packed designation of the NEO (permanent number or provisional) and the final priority of this NEO. Secondly, each line of the ephemerides corresponds to specific observation mode values (exposure and number of frames), which are indicated at the end of the line. At present, the observations are carried out in the mode of sidereal tracking, and their processing is carried out by one of the options of the "shift-and-stack" method.

Therefore, the exposure is calculated as follows:

$$\text{exp} = \frac{\text{motion}_{\max}}{60 \cdot \text{scale}},$$

where *exp* — exposure, sec; *motion*_{max} — the maximum velocity of the NEO visible movement during the survey according to the ephemeris, arcsec/min; *scale* — the scale of the image, arcsec/pix.

So, the observed NEO should pass no more than one pixel of the image registered by the telescope during the exposure.

Table 1. Priority gain depending on the string constant

String constant	Priority increasing
Useful for orbit improvement (based on orbit uncertainty)	1
Not necessary this month for numbering [PHA]	1
Desirable as radar target	1
Useful for orbit improvement (based on orbit uncertainty)	1
Useful for numbering [VI]	2
	1

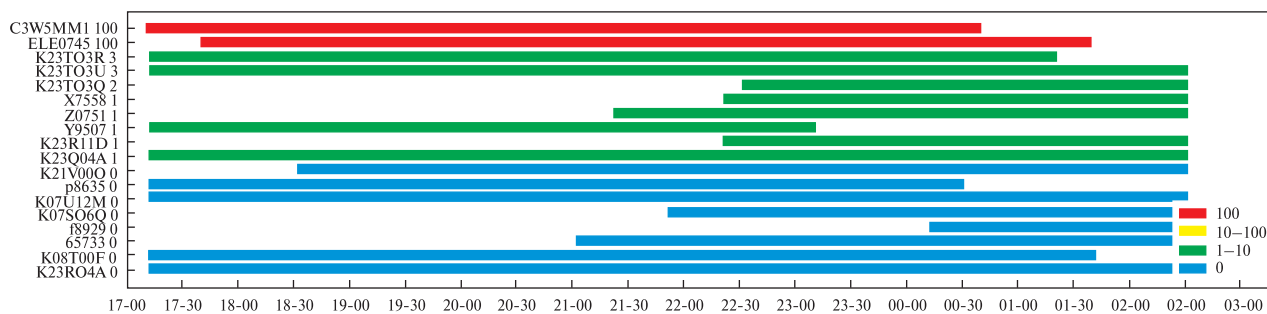


Figure 3. Graphic version of the observation plan

The estimation of the number of frames necessary to obtain the appropriate number of measurements after their assembly is carried out according to the heuristic technique outlined in [12].

It should be mentioned that the blocks of individual NEO ephemerides are located at the same distance from each other. It will simplify the reading of such a file using a personal computer (PC) when organizing fully automatic observations of NEOs.

In addition to the main file from the ephemerides, a plan for future observations is also formed. The plan is formed in the text (Appendix 2) and graphic (Figure 3) form. The plan indicates the NEO designation, its priority, the start time, and the end time of the NEO visibility for a given observatory.

Having such a plan makes it much easier for the operator to make a decision about the sequence in which to observe the NEO.

1.3. Analyzer pipeline. Structurally, the “Analyzer” consists of 6 scripts (Figure 4). The *raw_table* script is responsible for obtaining information about the NEO observations from the NEODyS-2 website that creates tables of «raw» observations (coordinates (RA, Dec) and brightness, errors of the coordinates and brightness according to NEODyS-2 data for each given observatory.

The *mod_data* script is designed to add the additional data to the tables of «raw» observations, namely: the predicted velocity of the apparent motion, the position angle, the predicted brightness of the observed NEOs, and the measurement errors along (dL/AT) and across (dN/CT) the trajectory of the object apparent motion. The ephemeris calculation service of the NASA Jet Propulsion Laboratory (JPL) HORIZONS [14] is used to obtain these data (Fig. 5).

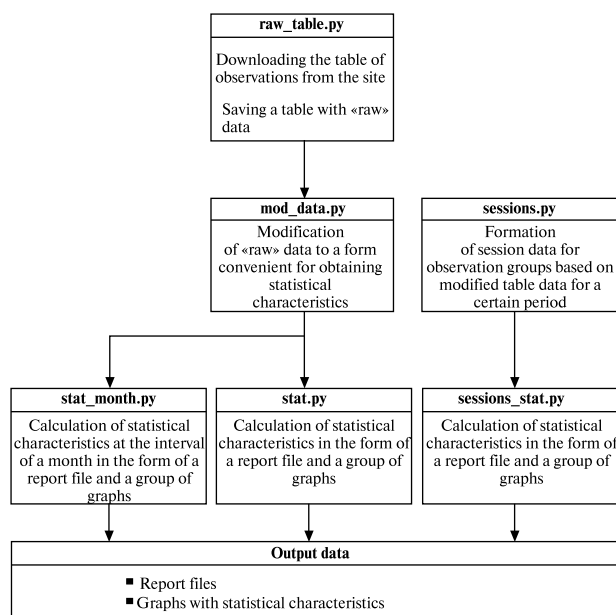


Figure 4. Structure of Analyzer pipeline

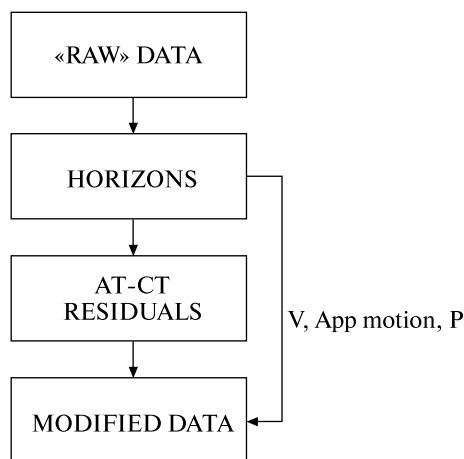


Figure 5. Data modification in *mod_data* script

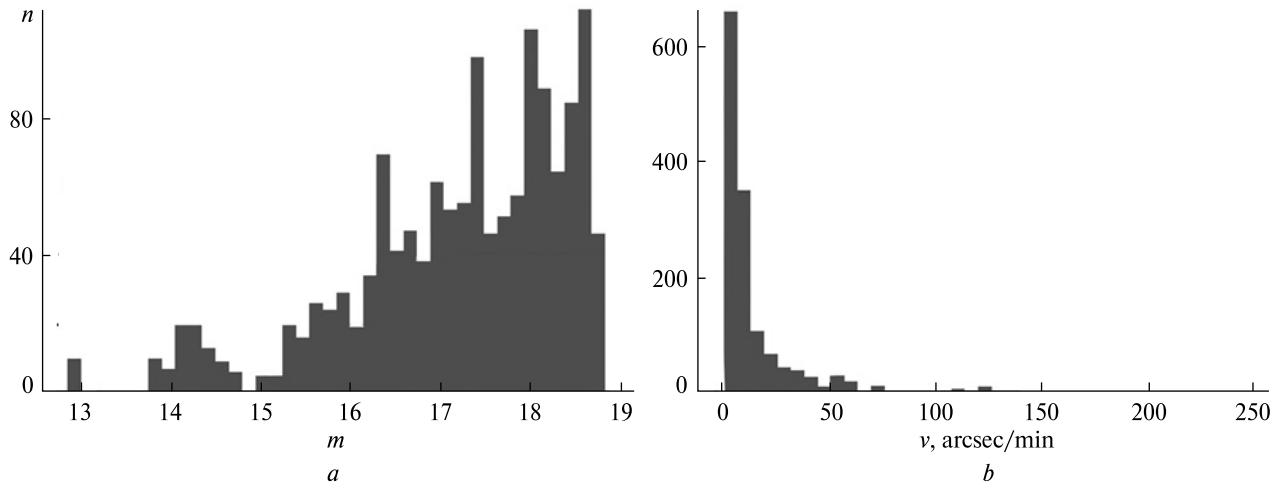


Figure 6. An example of observations distribution by predicted brightness (*a*) and predicted apparent velocity (*b*)

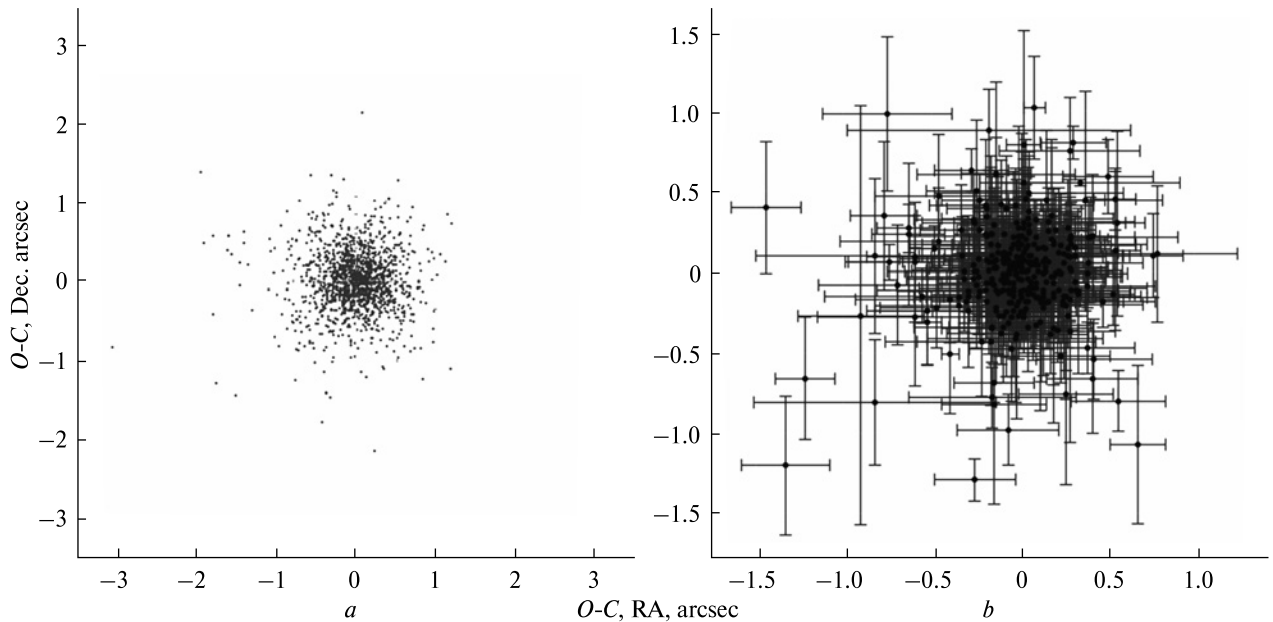


Figure 7. An example of the mutual distribution of errors in the RA — Dec coordinates for observations (*a*) and sessions (*b*)

The service is accessed using the external Astropy library [10]. The script results are saved in tables with modified data for each observatory.

The *sessions* script is responsible for the formation of observation sessions. A session is a set of observations of one NEO by one observatory during one night. The use of sessions makes it possible to avoid a greater influence on the statistical characteristics of a potentially larger number of the brighter NEO observations.

The script results are saved in a table with data for each session. In addition to the data stored in the modified observation tables, they indicate the values of the standard deviations of the observation errors that are part of the session in two coordinate systems (RA — Dec and AT — CT).

The last three scripts (*stat*, *session_stat*, *stat_month*) are responsible for generating output data for a given observatory and a given time interval: for

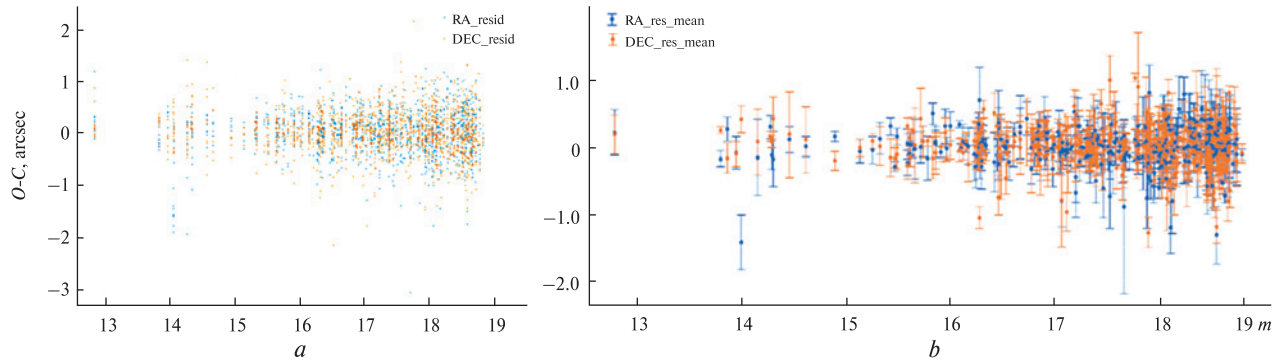


Figure 8. An example of the dependence of the errors in the RA — Dec coordinates on the visible brightness of the observed NEO for observations (a) and sessions (b)

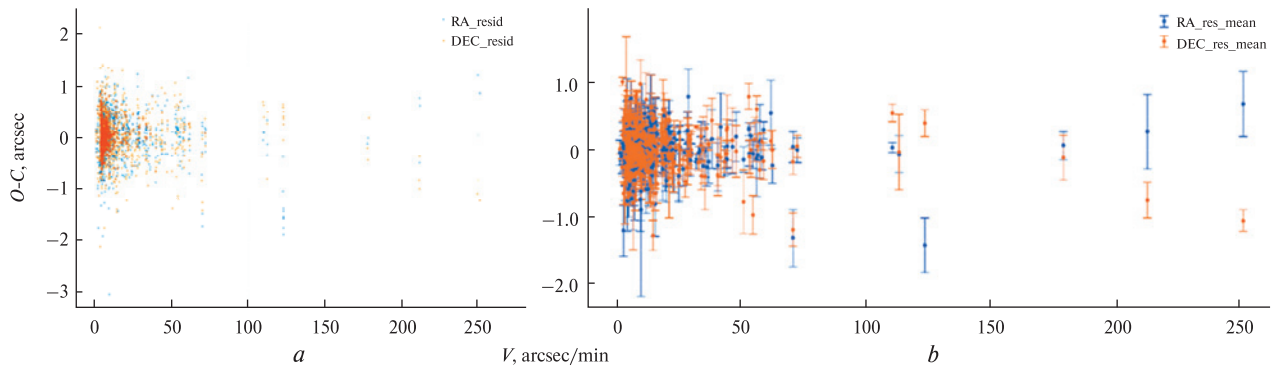


Figure 9. An example of the dependence of the errors in the RA — Dec coordinates on the speed of the apparent movement of the observed NEO for observations (a) and sessions (b)

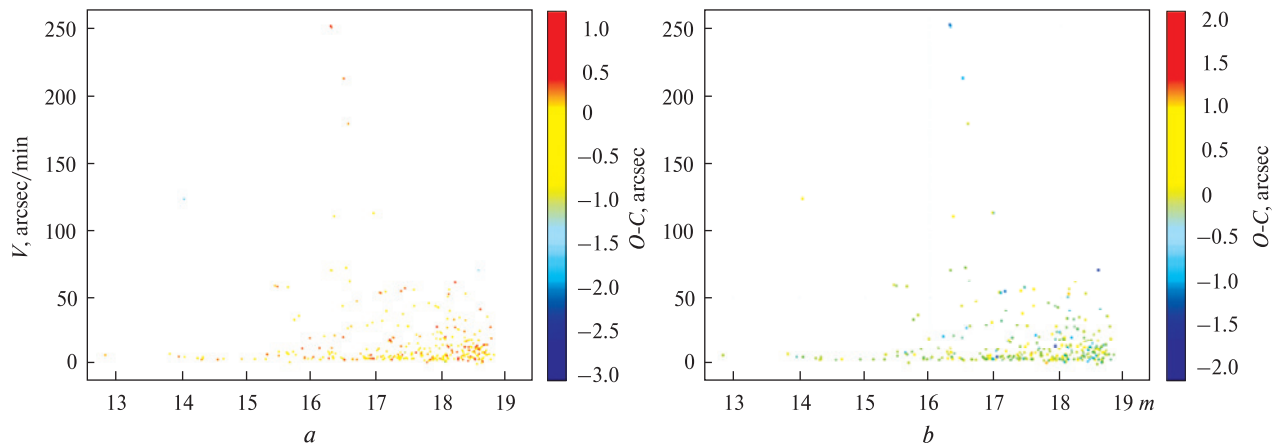


Figure 10. An example of heat maps of the observational residuals dependence on the apparent brightness and the visible movement velocity of the observed NEO for RA (a) and Dec (b)

observations, sessions, and observations by month, respectively.

These six scripts can work in a batch mode, that is, for a list of observatories at once.

The input data for the pipeline is the list of MPC codes of the observatories for which calculations are to be performed and the time interval for which statistics are to be obtained.

The NOAP package produces a report containing observational data, point and interval estimates of the apparent brightness distribution, and observational residuals of NEO in the graphic form and the form of charts.

Their examples are shown in Figures 6–10. The graphics from Figure 7–10 are also formed for residuals in AT — CT coordinates.

2. RESULTS OF USING AND PLANS FOR THE FUTURE

At the moment, NOAP capabilities are fully used by the NSFCTC for planning and analysis of the results of their NEO observations. In addition, the *raw table* script from the “Analyzer” pipeline is used in the Mykolaiv Astronomical Observatory. As you can see, the list is not very long, but we hope that this work will increase it.

While using the scripts, the performance of analysis and planning tasks was optimized. In addition, the script functionality is planned to be expanded.

The list of script improvements is quite long.

For the “Planner” pipeline:

- batch calculation of ephemeris and observation plans for several observatories,
- changing the algorithm for obtaining data from the NEOCP webpage for more prompt detection of the appearance of new objects that require confirmation,
- an adaptive algorithm for filtering NEOs that can be observed on the given telescope, taking into account both the velocity of their visible movement and the predicted brightness. This will allow to increase the limiting magnitude for slower NEOs, increase the time of NEOs in sight, reject NEOs that cannot be observed on the given telescope according to the “brightness — velocity” ratio,

- the introduction of a graphical user interface,
- integration of the “Planner” pipeline with the “Analyzer” pipeline for priority calculation.

For the “Analyzer” pipeline:

- calculation of the compatible statistics for several observatories,
- quality assessment of NEOCP object observations,
- checking the accuracy of the observations before they are sent to the MPC,
- the optimization of additional calculations, especially those associated with data modification,
- tracking of observations that have disappeared from the NEODYs-2 database.

CONCLUSION

1. A technique for automatic planning of NEO observations has been developed. It was implemented in an early release of the “Planner” scripting pipeline in the Python 3 programming language.

2. The set of scripts significantly increased the speed and quality of planning observations of NEO by the optical means of observation of the NSFCTC, and also simplified their implementation.

3. The “Planner” pipeline is ready to be used in an automatic mode. It may require minimal adjustments.

4. The “Analyzer” pipeline allows us to obtain information automatically from the database of the NEO observations. It also adds the information about the velocity and predicted brightness of the NEO and calculates the observation errors along and across the trajectory. This significantly expands the script’s capabilities.

5. “Analyzer” also automatically calculates a large number of statistical indicators, which significantly speeds up their further analysis.

6. Further work should be focused on the following: software code optimization, correction of errors that were detected when using NOAP, improvement of algorithms, integration of two pipelines.

7. We are ready to work with anyone who wants to try NOAP.

Part of the ephemeris file for NEO observations, generated by the “Planner”

A10KrbW

Priority: 100

Date	UT	R.A. (J2000)	Decl. (J2000)	Elong. V "/min	P.A. Azi. Alt.	Motion Phase Dist. Alt.	Object Sun	Sun Exp, s	Moon Frames	Uncertainty			
2022 09 30	1730	17 40 06.1	+25 52 18	80.8	18.6	10.85	062.3 061	+55	-17	0.25 053 +03	Map/Offsets	9.4	110
2022 09 30	1740	17 40 13.2	+25 53 08	80.9	18.6	10.85	062.4 064	+54	-18	0.25 053 +02	Map/Offsets	9.4	110
2022 09 30	1750	17 40 20.4	+25 53 59	80.9	18.5	10.86	062.4 067	+52	-20	0.25 053 +01	Map/Offsets	9.4	100
2022 09 30	1800	17 40 27.5	+25 54 49	80.9	18.5	10.86	062.4 070	+51	-21	0.26 053 +00	Map/Offsets	9.4	100
2022 09 30	1810	17 40 34.6	+25 55 39	80.9	18.5	10.86	062.5 072	+49	-23	0.26 053 -02	Map/Offsets	9.4	100
2022 09 30	1820	17 40 41.8	+25 56 29	81.0	18.5	10.87	062.5 074	+48	-24	0.26 053 -03	Map/Offsets	9.4	100
2022 09 30	1830	17 40 48.9	+25 57 19	81.0	18.5	10.87	062.6 077	+46	-26	0.26 053 -04	Map/Offsets	9.4	100
2022 09 30	1840	17 40 56.1	+25 58 09	81.0	18.5	10.87	062.6 079	+45	-27	0.26 053 -06	Map/Offsets	9.4	100
2022 09 30	1850	17 41 03.2	+25 59 00	81.0	18.5	10.88	062.6 081	+43	-29	0.26 053 -07	Map/Offsets	9.4	100
2022 09 30	1900	17 41 10.4	+25 59 49	81.1	18.5	10.88	062.7 083	+41	-30	0.26 053 -08	Map/Offsets	9.4	100
2022 09 30	1910	17 41 17.6	+26 00 39	81.1	18.5	10.89	062.7 085	+40	-31	0.26 053 -10	Map/Offsets	9.4	100
2022 09 30	1920	17 41 24.8	+26 01 29	81.1	18.5	10.89	062.7 087	+38	-33	0.26 053 -11	Map/Offsets	9.4	100
2022 09 30	1930	17 41 32.0	+26 02 19	81.1	18.5	10.90	062.8 089	+37	-34	0.26 053 -13	Map/Offsets	9.4	100
2022 09 30	1940	17 41 39.2	+26 03 09	81.2	18.5	10.90	062.8 091	+35	-35	0.26 053 -14	Map/Offsets	9.4	100
2022 09 30	1950	17 41 46.4	+26 03 59	81.2	18.5	10.91	062.9 093	+33	-36	0.26 053 -16	Map/Offsets	9.3	100
2022 09 30	2000	17 41 53.6	+26 04 49	81.2	18.5	10.92	062.9 095	+32	-37	0.26 053 -17	Map/Offsets	9.3	100
2022 09 30	2010	17 42 00.8	+26 05 38	81.2	18.5	10.92	062.9 096	+30	-38	0.26 053 -19	Map/Offsets	9.3	100
2022 09 30	2020	17 42 08.0	+26 06 28	81.3	18.5	10.93	063.0 098	+28	-39	0.27 053 -20	Map/Offsets	9.3	100

K22S09B

Priority: 5

Date	UT	R.A. (J2000)	Decl. (J2000)	Delta	r	El. Ph. V "/min	P.A. Azi. Alt.	Sky Motion Phase Dist. Alt.	Object Sun Moon	Sun Exp, s	Moon Frames	Uncertainty info
2022 09 30	213000	00 50 20.4	-19 40 54	0.014	1.015	156.7 23.0	18.1 45.07	091.7 346	+21 -44	0.27 111 -32	4 077.6 / Map / Offsets	2.3 285
2022 09 30	214000	00 50 52.3	-19 41 07	0.014	1.015	156.6 23.0	18.1 45.14	091.6 349	+21 -44	0.27 111 -34	4 077.8 / Map / Offsets	2.3 285
2022 09 30	215000	00 51 24.3	-19 41 19	0.014	1.015	156.6 23.1	18.1 45.20	091.5 351	+21 -44	0.27 111 -35	4 078.1 / Map / Offsets	2.3 290
2022 09 30	220000	00 51 56.3	-19 41 30	0.014	1.015	156.6 23.1	18.1 45.27	091.4 353	+21 -44	0.27 111 -37	4 078.4 / Map / Offsets	2.2 290
2022 09 30	221000	00 52 28.4	-19 41 41	0.014	1.015	156.5 23.1	18.1 45.34	091.3 356	+22 -44	0.27 111 -38	4 078.7 / Map / Offsets	2.2 290
2022 09 30	222000	00 53 00.5	-19 41 52	0.014	1.015	156.5 23.2	18.1 45.42	091.3 358	+22 -44	0.27 111 -40	5 079.0 / Map / Offsets	2.2 290
2022 09 30	223000	00 53 32.7	-19 42 01	0.014	1.015	156.4 23.2	18.1 45.50	091.2 000	+22 -44	0.27 111 -41	5 079.3 / Map / Offsets	2.2 290
2022 09 30	224000	00 54 04.9	-19 42 10	0.014	1.015	156.4 23.3	18.1 45.58	091.1 003	+22 -44	0.28 111 -43	5 079.6 / Map / Offsets	2.2 290
2022 09 30	225000	00 54 37.2	-19 42 19	0.014	1.015	156.4 23.3	18.1 45.66	091.0 005	+21 -43	0.28 111 -45	5 079.9 / Map / Offsets	2.2 290
2022 09 30	230000	00 55 09.6	-19 42 27	0.014	1.015	156.3 23.3	18.1 45.75	091.0 008	+21 -43	0.28 111 -46	5 080.2 / Map / Offsets	2.2 290
2022 09 30	231000	00 55 42.0	-19 42 34	0.014	1.014	156.3 23.4	18.1 45.84	090.9 010	+21 -42	0.28 111 -48	5 080.5 / Map / Offsets	2.2 290
2022 09 30	232000	00 56 14.5	-19 42 41	0.014	1.014	156.2 23.4	18.1 45.93	090.8 012	+21 -41	0.28 111 -49	5 080.9 / Map / Offsets	2.2 290

Appendix 2

Observation plan — text form

obj_name	obj_prior	obj_start	obj_stop
A10KrbW	100	2022-09-30 17:30:00	2022-09-30 20:10:00
K22S09B	5	2022-09-30 21:30:00	2022-09-30 23:10:00
K16W55N	8	2022-09-30 20:10:00	2022-10-01 02:30:00
K22R05B	3	2022-09-30 19:00:00	2022-10-01 02:30:00
K11T02G	1	2022-09-30 20:50:00	2022-10-01 02:30:00
i3880	0	2022-09-30 17:30:00	2022-09-30 22:00:00
f0088	0	2022-10-01 00:40:00	2022-10-01 02:30:00
z2143	0	2022-09-30 17:30:00	2022-09-30 22:50:00
P4417	0	2022-09-30 17:30:00	2022-09-30 18:20:00
K11G62D	1	2022-09-30 17:30:00	2022-09-30 19:50:00
K22R03X	1	2022-10-01 01:40:00	2022-10-01 02:30:00
z2443	0	2022-09-30 17:30:00	2022-10-01 02:30:00
J98S04S	1	2022-09-30 20:30:00	2022-10-01 02:30:00
e9836	0	2022-10-01 01:30:00	2022-10-01 02:30:00
p6428	0	2022-09-30 17:30:00	2022-10-01 02:30:00
53429	1	2022-09-30 17:30:00	2022-10-01 00:20:00
X8292	0	2022-09-30 17:30:00	2022-10-01 02:40:00

REFERENCES

1. Asteroid Terrestrial-impact Last Alert System. URL: <https://atlas.fallingstar.com/home.php> (Last accessed: 15 October 2023).
2. Astrometrica. URL: <http://www.astrometrica.at/> (Last accessed: 15 October 2023).
3. Beautiful Soup Documentation. URL: <https://beautiful-soup-4.readthedocs.io/en/latest/> (Last accessed: 15 October 2023).
4. Chapman C. R., Morrison D. (1989). *Cosmic Catastrophes*. New York: Plenum Press.
5. CLOSE APPROACHES. URL: <https://neo.ssa.esa.int/close-approaches> (Last accessed: 15 October 2023).
6. CLOSE APPROACHES. URL: <https://newton.spacedys.com/index.php?pc=3.3> (Last accessed: 15 October 2023).
7. Configparser 6.0.0. URL: <https://pypi.org/project/configparser/> (Last accessed: 15 October 2023).
8. datetime — Basic date and time types. URL: <https://docs.python.org/3/library/datetime.html> (Last accessed: 15 October 2023).
9. Denneau L., Jedicke R., Grav T. (2013). The Pan-STARRS Moving Object Processing System. *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **125**, 357–395.
10. Ginsburg A., Sipőcz B. M., Brasseur C. E., et al. (2019). astroquery: An Astronomical Web-querying Package in Python. *Astron. J.*, **157**, 98. DOI: 10.3847/1538-3881/aafc33
11. Gural P. S., Larsen J. A., Gleason A. E. (2005.) Matched Filter Processing for Asteroid Detection. *Astron. J.*, **130**, 1951–1960.
12. Haeusler B. (2023). NEO Planner V4.6 — CCD/CMOS Parameters — Explanations. URL: https://www.b82maidbronn.de/neoplanner_CCDParameters.htm (Last accessed: 15 October 2023).
13. Heinze A. N., Metchev S., Trollo J. (2015). Digital Tracking Observations can Discover Asteroids 10 Times Fainter than Conventional Searches. *Astron. J.*, **150**, 125. DOI: <https://doi.org/10.1088/0004-6256/150/4/125>
14. Horizons System. URL: <https://ssd.jpl.nasa.gov/horizons/> (Last accessed: 15 October 2023).
15. Hough P. V. C. (1962). Method and means for recognizing complex patterns. Pat. 3069354 USA.
16. Hunter J. D. (2007). Matplotlib: A 2D Graphics Environment. *Comp. Sci. & Engineering*, **9**, 3, 90–95. DOI: <https://doi.org/10.1109/MCSE.2007.55>
17. Kozhukhov O., Maigurova N., Pomazan A. (2017). Results from optical CCD observations of asteroid 2014 JO25 during its close approach to the Earth on April 19 2017. *Bull. Taras Shevchenko Nat. Univ. of Kyiv. Astron.*, **56**, 22–25. DOI: <https://doi.org/10.17721/btsnua.2017.56.22-25>
18. Kozhukhov A. M., Maigurova N. V., Pomazan A. V., Kryuchkovskiy V. F. (2013). Observations of Apophis in NSFCTC (Yevpatoria) and RI NAO (Mykolaiv). *Odessa Astron. Publs*, **26** (1), 70–72.
19. Kubica J., Denneau L., Grav T., et al. (2007). Efficient intra- and inter-night linking of asteroid detections using kd-trees. *Icarus*, **189**, 1, 151–168.
20. Lee J., Zubair L., Virani S., Murphy T., Holzinger M. J. Hardware-in-the-Loop Comparison of Space Object Detection and Tracking Methodologies. AAS 16-266.

21. math — Mathematical functions. URL: <https://docs.python.org/3/library/math.html> (Last accessed: 15 October 2023).
22. Minor Planet & Comet Ephemeris Service. URL: <https://minorplanetcenter.net/iau/MPEph/MPEph.html> (Last accessed: 15 October 2023).
23. Miura N., Itagaki K., Baba N. (2005). Likelihood-Based Method for Detecting Faint Moving Objects. *Astron. J.*, **130**, 1278—1285.
24. Mohanty N. C. (1981). Computer Tracking of Moving Point Targets in Space. *IEEE Transactions on Pattern Analysis & Machine Intelligence*, **3**, 606—611.
25. MPEC 2017-X85: 2017 XS. URL: <https://www.minorplanetcenter.net/mpec/K17/K17X85.html> (Last accessed: 15 October 2023).
26. MPEC 2018-C14: 2018 BA7. URL: <https://www.minorplanetcenter.net/mpec/K18/K18C14.html> (Last accessed: 15 October 2023).
27. Murphy T. S., Holzinger M. J. (2016). Uncued Low SNR Detection with Likelihood from Image Multi Bernoulli Filter. URL: <https://amostech.com/TechnicalPapers/2016/SSA-Algorithms/Murphy.pdf> (Last accessed: 15 October 2023).
28. NumPy. URL: <https://numpy.org/> (Last accessed: 15 October 2023).
29. Observable-Object List Customizer. URL: <https://minorplanetcenter.net/iau/lists/Customize.html> (Last accessed: 15 October 2023).
30. OBSERVATIONAL QUERY. URL: <https://newton.spacedys.com/index.php?pc=3.2> (Last accessed: 15 October 2023).
31. pandas. URL: <https://pandas.pydata.org/> (Last accessed: 15 October 2023).
32. Pan-STARRS. URL: <http://legacy.ifa.hawaii.edu/research/Pan-STARRS.shtml> (Last accessed: 15 October 2023).
33. parhamfh/jdutil.py. URL: <https://gist.github.com/parhamfh/0b9b3116296fa1a944a1> (Last accessed: 15 October 2023).
34. Parrot D. Tycho Tracker: A New Tool to Facilitate the Discovery and Recovery of Asteroids Using Synthetic Tracking and Modern GPU Hardware. URL: <https://drive.google.com/file/d/1ApjYChayGpL9Y9H85wQBjel3n9z0UT2B/view> (Last accessed: 15 October 2023).
35. PRIORITY LIST. URL: <https://neo.ssa.esa.int/priority-list> (Last accessed: 15 October 2023).
36. Python. URL: <https://www.python.org> (Last accessed: 15 October 2023).
37. Radon, J. (1917). Berichte ber die Verhandlungen der Kniglich-Schsischen Akademie der Wissenschaften zu Leipzig, Mathematisch-Physische Klasse, **262** translated by Parks, P. C. (1986). *IEEE Transactions on Medical Imaging*, **5**, 170 .
38. re — Regular expression operations. URL: <https://docs.python.org/3/library/re.html> (Last accessed: 15 October 2023).
39. Reddy V., Kelley M. S., Farnocchia D., et al. (2019). Near-Earth asteroid 2012 TC4 observing campaign: Results from a global planetary defense exercise. *Icarus*, **326**, 133—150. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2019.02.018>
40. Requests: HTTP for Humans™. URL: <https://requests.readthedocs.io/en/latest/> (Last accessed: 15 October 2023).
41. Report of the Scientific and Technical Subcommittee on its forty-fourth session, held in Vienna from 12 to 23 February 2007 - United Nations, General Assembly, Committee on the Peaceful Uses of Outer Space Fiftieth session Vienna, 6—15 June 2007. URL: https://www.unoosa.org/pdf/reports/ac105/AC105_890E.pdf (Last accessed: 15 October 2023).
42. Rhodes B. (2019). Skyfield: High precision research-grade positions for planets and Earth satellites generator. *Astrophys. Source Code Library*, record ascl: 1907.024. URL: <https://ascl.net/1907.024> (Last accessed: 15 October 2023).
43. Richards G. (1996). Application of the Hough transform as a track-before-detect method. *IEE Colloquium on Target Tracking and Data Fusion*, 2/1—2/3. DOI: <https://doi.org/10.1049/ic:19961349>
44. Savanevych V. E., Briukhovetskiy A. B., Ivashchenko Yu. N., et al. (2015). Comparative analysis of the positional accuracy of CCD measurements of small bodies in the solar system: software CoLiTec and Astrometrica. *Kinematics and Physics of Celestial Bodies*, **31**, 302—313. DOI: <https://doi.org/10.3103/S0884591315060045>
45. Savanevich V. E., Bryukhovetskiy A. B., Kozhukhov A. M., Dikov E. N., Vlasenko V. P. (2012). The Program CoLiTec for Automated Detection of Faint Celestial Bodies. *Space Science and Technology*, **18**, 1, 39—46 [in Russian].
46. Savanevich V. E., Bryukhovetskiy A. B., Kozhukhov A. M., Dikov E. N. (2011). The Method of Asteroid Detection, Based on After-Threshold Accumulation of Signal Statistic In Space of Asteroid Trajectory Parameters. *Systemy Obrobky Inform.*, **2(92)**, 137—144 [in Russian].
47. Savanevych V. E., Briukhovetskiy O. B., Sokovikova N. S., et al. (2015). A new method based on the subpixel Gaussian model for accurate estimation of asteroid coordinates. *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **451**, 3287—3298. DOI: <https://doi.org/10.1093/mnras/stv1124>
48. Savanevych V. E., Khlamov S. V., Vavilova I. B., et al. (2018). A method of immediate detection of objects with a near-zero apparent motion in series of CCD-frames. *Astron. and Astrophys.*, **609**, A54. DOI: <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201630323>
49. Stokes G. H., Evans J. B., Vigg H. E. M., Shelly F. C., Pearce E. C. (2000) Lincoln Near-Earth Asteroid Program (LINEAR). *Icarus*, **148**, 21—28.
50. Stokes G. H., Shelly F., Vigg H. E. M., et al. (1998). The Lincoln Near-Earth Asteroid Research (LINEAR) Program. *Lincoln Lab. J.*, **11**, 1, 27—40.

51. sys — System-specific parameters and functions. URL: <https://docs.python.org/3/library/sys.html> (Last accessed: 15 October 2023).
52. The Astropy Collaboration, Price-Whelan A. M., Lim P. L., et al. (2022). The Astropy Project: Sustaining and Growing a Community-oriented Open-source Project and the Latest Major Release (v5.0) of the Core Package. *Astrophys. J.*, **935**, 167. DOI: 10.3847/1538-4357/ac7c74
53. The Astropy Collaboration, Price-Whelan A. M., Sipőcz B. M., et al. (2018). The Astropy Project: Building an Open-science Project and Status of the v2.0 Core Package. *Astron. J.*, **156**, 123. DOI: 10.3847/1538-3881/aabc4f
54. The Astropy Collaboration, Robitaille T. P., Tollerud E. J., et al. (2013). Astropy: A community Python package for astronomy. *Astron. and Astrophys.*, **558**, A33. DOI: 10.1051/0004-6361/201322068
55. The NEO Confirmation Page. URL: https://minorplanetcenter.net/iau/NEO/toconfirm_tabular.html (Last accessed: 15 October 2023).
56. Thuillot W., Bancelin D., Ivantsov A., et al. (2015). The astrometric Gaia-FUN-SSO observation campaign of 99 942 Apophis. *Astron. & Astrophys.*, **583**, A59. DOI: <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201425603>
57. NEODyS-2. URL: https://newton.spacedys.com/priority_list/PLfile.txt (Last accessed: 15 October 2023).
58. Wang B., Zhao H. B., Li B. (2017). Detection of Faint Asteroids Based on Image Shifting and Stacking Method. *Acta Astron. Sinica*, **58**, 5, 49.
59. Yanagisawa T., Kurosaki H. (2012). Detection of Faint GEO Objects Using JAXA's Fast Analysis Methods. *Trans. JSASS Aerospace Tech. Jap.*, **10**, ists28, Pr_29—Pr_35.
60. Yanagisawa T., Nakajima A., Kadota K., et al. (2005). Automatic Detection Algorithm for Small Moving Objects. *Publ Astron Soc Jap.*, **57**, 399—408.
61. Zhai C., Shao M., Nemati B., et al. (2014). Detection of a Faint Fast-Moving Near-Earth Asteroid Using the Synthetic Tracking Technique. *Astrophys. J.*, **792**, 60. DOI: <https://doi.org/10.1088/0004-637X/792/1/60>

O. M. Кожухов, нач. відділу, канд. техн. наук

ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0002-3858-9389>

E-mail: a.m.kozhukhov@gmail.com

M. S. Медіна, нач. лаб.

E-mail: asnmedd@gmail.com

Національний центр управління та випробувань космічних засобів
вул. Князів Острозьких 8, Київ, Україна, 01010

NOAP — ПАКЕТ СКРИПТІВ ДЛЯ ПЛАНУВАННЯ ТА АНАЛІЗУ СПОСТЕРЕЖЕНЬ НАВКОЛОЗЕМНИХ ОБ'ЄКТІВ

Ми презентуємо новий інструмент для науковців та астрономів у сфері космічної безпеки та астрономії — пакет Python-скриптів NOAP (NEO Observations Analyzer and Planner). Цей пакет розроблено для автоматичного планування спостережень за об'єктами, що наближаються до Землі (ОНЗ), а також для аналізу спостережних даних у базі даних NEODyS-2.

NOAP поділено на дві основні частини: Аналізатор та Планувальник. Аналізатор автоматично завантажує дані з бази даних NEODyS-2, а потім розширює їх, додаючи важливу додаткову інформацію. Ця інформація включає в себе дані про видиму швидкість і напрямок руху об'єктів та помилки спостереження, обрані вздовж та поперек їхнього шляху. Крім того, аналізатор генерує велику кількість статистичних даних та графіків, що дозволяє отримати більше інформації про ОНЗ протягом обраного періоду. Ця операція може проводитися одночасно для декількох обсерваторій. Планувальник, з іншого боку, вибирає об'єкти для спостереження на найближчу ніч та розраховує їхні ефемериди з заданим кроком у повністю автоматичному режимі. Формат виведених даних планувальника дозволяє використовувати його як на напівавтоматичних телескопах, так і для повністю роботизованих спостережень.

Крім того, NOAP може легко інтегруватися з різними типами телескопів і астрономічного обладнання, що робить його універсальним рішенням для науковців та астрономів. Він також надає можливість генерувати звіти та візуалізації результатів спостережень, що сприяє покращенню розуміння та аналізу даних про ОНЗ. Пакет NOAP успішно використовується для планування і аналізу спостережень НЕО за допомогою оптичних засобів Національного центру управління та випробувань космічних об'єктів Державного космічного агентства України. Цей інструмент допомагає зрозуміти і краще вивчати об'єкти, що знаходяться недалеко від нашої планети, і відіграє важливу роль у забезпеченні безпеки космічного простору та в астрономічних дослідженнях.

Ключові слова: навколосемні об'єкти, оптичні спостереження.

<https://doi.org/10.15407/knit2023.06.093>

УДК 524.1, 524.7

Ю. І. ФЕДОРОВ, пров. наук. співроб., д-р фіз.-мат. наук, старш. наук. співроб.

Ю. Л. КОЛЕСНИК, старш. наук. співроб., канд. фіз.-мат. наук

О. М. СЕРГІЄНКО, старш. наук. співроб., канд. фіз.-мат. наук, старш. дослід.

А. А. ВАСИЛЕНКО, старш. наук. співроб., канд. фіз.-мат. наук

Головна астрономічна обсерваторія Національної академії наук України
вул. Академіка Заболотного 27, Київ, Україна, 03143

ОСОБЛИВОСТІ РОЗПОДІЛУ І ДЕТЕКТУВАННЯ КОСМІЧНИХ ПРОМЕНІВ, ГАММА-СПАЛАХІВ ТА ІНШИХ ВИСОКОЕНЕРГЕТИЧНИХ ДЖЕРЕЛ

Продемонстрована важливість використання баз даних наукових космічних місій для фундаментальних астрофізичних досліджень. На основі даних космічних апаратів та одержаних розв'язків рівняння переносу зроблені оцінки рівня модуляції космічних променів у геліосферних магнітних полях. На основі архівів спостережень наземних і космічних телескопів у радіо- та оптичному діапазонах систематизовані радіовластивості вибірки ізольованих активних ядер галактик близького Всесвіту. Також розглянуті можливості, які можуть з'явитися завдяки базам даних майбутніх мультимовних космічних місій.

Ключові слова: база даних, космічні промені, активні ядра галактик, космічна місія.

Вступ. З початку 21 століття астрофізика переживає революцію, пов'язану з появою баз даних спостережень наукових космічних місій та відкритим онлайн-доступом до них. Поєднання даних з різних інструментів чи діапазонів довжин хвиль дозволяє глибше вивчати фізичну природу астрофізичних об'єктів. Ми розглядаємо два приклади досліджень, для яких визначальним став доступ до баз даних астрофізичних космічних місій.

Першим прикладом є використання наявних баз експериментальних даних для тестування теоретичних моделей галактичних космічних променів (ГКП), інтенсивність яких модулюється при взаємодії заряджених частинок високої енергії з електромагнітними полями сонячного вітру.

Другий приклад — це використання баз даних архівних спостережень, що перебувають у відкритому доступі. На основі архівів спостережень наземних і космічних телескопів у радіо- та оптичному спектральних діапазонах ми систематизували радіовластивості 61 ізольованого активного ядра галактики (АЯГ) на $z < 0.05$, активність яких зумовлена лише фізичними процесами, що відбуваються в системі «тор — акреційний диск — ядерна область — надмасивна чорна діра».

В останні роки бурхливо розвивається пошук багатоканальних транзйентних подій. Вже сьогодні відбувається поширення «попереджень» між різними обсерваторіями, а через мережу

Цитування: Федоров Ю. І., Колесник Ю. Л., Сергієнко О. М., Василенко А. А. Особливості розподілу і детектування космічних променів, гамма-спалахів та інших високоенергетичних джерел. *Космічна наука і технологія*. 2023. **29**, № 6 (145). С. 93—101. <https://doi.org/10.15407/knit2023.06.093>

© Видавець ВД «Академперіодика» НАН України, 2023. Стаття опублікована за умовами відкритого доступу за ліцензією CC BY-NC-ND license (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>)

AMON (Astrophysical Multimessenger Observatory Network) [2] координується пошук збігів у підповерхових подіях різних інструментів. Ми робимо огляд можливостей, які можуть з'явитися у майбутньому завдяки реалізації проекту космічної місії — «фабрики транзйентів» THESEUS та появи її бази даних.

Модуляція інтенсивності космічних променів у геліосферних магнітних полях. Надзвичайно важливе значення для тестування теоретичних моделей ГКП мають дані, отримані космічними апаратами (КА) «Піонер» і «Вояджер», які досліджували віддалені області геліосфери. Космічна місія «Улісс» досліджувала полярні області геліосфери і отримала важливі дані про структуру геліосфери і розподіл ГКП у міжпланетному середовищі. Одночасне детектування інтенсивності космічних променів (КП) космічним апаратом «Улісс» (на високих геліоширотах) і супутниками IMP-8, AMS і PAMELA (на навколосемних орбітах) дозволили отримати унікальні дані відносно просторового розподілу ГКП у різні періоди активності Сонця.

Теоретичне дослідження процесу модуляції інтенсивності КП базується на розв'язках рівняння переносу КП з відповідними умовами на границі геліосфери [3, 11]. У роботі [10] запропоновано метод наближеного розв'язування рівняння переносу, який враховує малість анізотропії ГКП. Даний підхід одержав розвиток в роботі [21], де було запропоновано ітераційну процедуру врахування малого параметра — анізотропії кутового розподілу ГКП. На основі розв'язку рівняння переносу КП ми виконали розрахунки щільності радіального потоку КП і потоку частинок по геліошироті та оцінили градієнти інтенсивності ГКП і анізотропії кутового розподілу частинок.

Запишемо рівняння переносу космічних променів у міжпланетному середовищі в такому вигляді [6, 7, 15]:

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \text{div} \mathbf{j} + \frac{1}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} p^2 j_p = 0,$$

де

$$j_\alpha = -\kappa_{\alpha\beta} \frac{\partial N}{\partial r_\beta} - \frac{u_\alpha p}{3} \frac{\partial N}{\partial p}$$

— щільність потоку частинок, концентрація яких $N(r, p, t)$, $\kappa_{\alpha\beta}$ — тензор дифузії КП, \mathbf{u} — швидкість сонячного вітру. Величина

$$j_p = \frac{u p}{3} \frac{\partial N}{\partial r}$$

— щільність потоку частинок у просторі абсолютних значень імпульсу.

Тензор дифузії КП має такий вигляд:

$$\kappa_{\alpha\beta} = \kappa \delta_{\alpha\beta} + (\kappa_{\parallel} - \kappa_{\perp}) h_\alpha h_\beta + \kappa_A \varepsilon_{\alpha\beta\gamma} h_\gamma,$$

де $\delta_{\alpha\beta}$ — символ Кронекера, $\varepsilon_{\alpha\beta\gamma}$ — одиничний антисиметричний тензор, $\mathbf{h} = \mathbf{H}/H$ — одиничний вектор у напрямку великомасштабного міжпланетного магнітного поля \mathbf{H} , κ_{\parallel} — коефіцієнт дифузії частинок у напрямку середнього магнітного поля, κ_{\perp} — коефіцієнт дифузії частинок у напрямку, перпендикулярному до магнітного поля, а величина κ_A визначає антисиметричні компоненти тензора дифузії КП.

Компоненти щільності потоку КП мають вигляд

$$j_r = -\kappa_{\parallel} \frac{\partial N}{\partial r} - \frac{u p}{3} \frac{\partial N}{\partial p} - \kappa_A h_\phi \frac{1}{r} \frac{\partial N}{\partial \theta},$$

$$j_\theta = -\kappa_{\perp} \frac{1}{r} \frac{\partial N}{\partial \theta} + \kappa_A h_\phi \frac{\partial N}{\partial r}.$$

Розглядаємо просторовий розподіл частинок, який усереднено по періоду обертання Сонця, так що концентрація частинок не залежить від азимутального кута ϕ .

У моделі міжпланетного магнітного поля, яку запропонував Паркер [14], геліоширотна складова магнітного поля дорівнює нулю ($H_\theta = 0$). Радіальна і азимутальна компоненти напруженості магнітного поля визначені співвідношеннями

$$H_r = \sigma H_0 \left(\frac{r_s}{r} \right)^2 \left[1 - 2\Theta \left(\theta - \frac{\pi}{2} \right) \right],$$

$$H_\phi = -\sigma H_0 \frac{r_s^2 \Omega}{r u} \left[1 - 2\Theta \left(\theta - \frac{\pi}{2} \right) \right] \sin \theta,$$

де r_s — радіус Сонця, Ω — кутова швидкість обертання Сонця, а $\Theta(x)$ — одинична функція Хевісайда. В епоху A^+ радіальна складова напруженості міжпланетного магнітного поля у північній півсфері геліосфери має додатний знак.

Визначимо безрозмірну координату

$$\rho = \frac{r}{r_0}$$

і безрозмірний імпульс частинки

$$\zeta = \frac{p}{mc},$$

де m — маса спокою частинки, r_0 — відстань до границі області модуляції КП. Вважаємо, що на границі геліосфери задано енергетичний спектр галактичних космічних променів. Вільний пробіг частинки збільшується при збільшенні енергії частинки. Припустимо, що всі компоненти тензора дифузії КП змінюються пропорційно імпульсу частинки. У даному випадку

$$\kappa_{\parallel} = \kappa_0 \zeta, \quad \kappa_{\perp} = \delta_{\perp} \kappa_0 \zeta, \quad \kappa_A = \delta_A \kappa_0 \zeta.$$

Для отримання наближеного розв'язку рівняння переносу КП використаємо наближення малої анізотропії [9, 10]:

$$\left(1 + \frac{\delta_A^2}{\delta_{\perp}^2} h_{\phi}^2\right) \frac{\partial N}{\partial \rho} + \frac{\mu}{3} \frac{\partial N}{\partial \zeta} = 0,$$

де

$$\mu = \frac{ur_0}{\kappa_0}$$

— параметр модуляції КП. Вважаємо, що концентрація частинок на границі геліосфери є заданою функцією імпульсу частинки:

$$N(1, \zeta) = N_0(\zeta).$$

Розв'язок рівняння, який задовольняє цю граничну умову, має вигляд

$$N(\rho, \theta, \zeta) = N_0(\xi),$$

де

$$\xi = \zeta + \frac{\mu}{3} \int_{\rho}^1 \frac{d\rho}{\delta_{\perp}^2 \left(1 + \frac{\delta_A^2}{\delta_{\perp}^2} h_{\phi}^2\right)}.$$

Запишемо формулу для енергетичного розподілу протонів на границі геліосфери:

$$N_0(\zeta) = q \zeta^{-\beta} (1 + \zeta^2)^{(\beta-\gamma)/2},$$

де q — постійна величина, яку можна визначити, наприклад, на основі величини щільності енергії КП у міжзоряному середовищі.

Згідно з формулою спектр ультрарелятивістських частинок ($\zeta \gg 1$) виявляється степеневим з показником степеня γ . Для нерелятивістських частинок ($\zeta \ll 1$) з цієї формули випливає степенева залежність концентрації КП від імпульсу з показником степеня β . При значеннях параметрів $\beta = 1.76$, $\gamma = 4.78$ спектр частинок узгоджується з енергетичним розподілом КП, який було зареєстровано КА «Вояджер» після того,

як він залишив межі геліосфери [24]. Згідно із отриманим розв'язком рівняння переносу рівень модуляції КП зменшується при збільшенні кінетичної енергії частинок. Концентрація ГКП монотонно збільшується при збільшенні геліоцентричної відстані.

Щільність геліоширотного потоку КП дорівнює

$$j_{\theta} = -\frac{u}{\mu} \frac{\partial N_0(\xi)}{\partial \xi} \left\{ \frac{\delta_{\perp}}{\rho} \frac{\partial \xi}{\partial \theta} + \sigma \delta_A \frac{\rho \omega \sin \theta}{\sqrt{1 + \rho^2 \omega^2 \sin^2 \theta}} \frac{\partial \xi}{\partial \rho} \left[1 - 2\Theta \left(\theta - \frac{\pi}{2} \right) \right] \right\},$$

де

$$\omega = \frac{r_0 \Omega}{u}.$$

Рівняння переносу КП у безрозмірних змінних має такий вигляд:

$$\frac{1}{\rho^2} \frac{\partial}{\partial \rho} \rho^2 j_r + \frac{1}{\rho \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} j_{\theta} \sin \theta + \frac{u}{3\zeta^2} \frac{\partial}{\partial \zeta} \zeta^3 \frac{\partial N}{\partial \rho} = 0.$$

На основі цього рівняння можна одержати співвідношення для щільності радіального потоку КП, якщо використати наближені значення концентрації частинок і щільності геліоширотного потоку космічних променів [9]. Розрахунки показують, що у площині геліоекватора радіальний потік частинок в епоху A^+ напрямлений до Сонця, а в епоху A^- радіальний потік частинок має протилежний напрямок (з геліосфери). У період часу A^+ радіальний потік частинок (поза екваторіальною площиною) є додатним і напрямленим від Сонця, а в епоху A^- радіальний потік частинок напрямлений до Сонця.

Запишемо концентрацію космічних променів у вигляді [21]

$$N(\rho, \theta, \xi) = N_0(\xi) + \delta N(\rho, \theta, \zeta),$$

тоді

$$\frac{\partial \delta N}{\partial \rho} + \frac{\mu}{3} \frac{\partial \delta N}{\partial \zeta} = \Phi(\rho, \theta, \zeta).$$

Права частина цього рівняння визначається наближеними значеннями концентрації і щільності радіального потоку КП. Розв'язок цього рівняння має вигляд [9]:

$$\delta N(\rho, \theta, \zeta) = \int_1^{\rho} d\rho_1 \Phi(\rho_1, \theta, \xi_1),$$

де

$$\xi_1 = \zeta + \frac{\mu}{3}(\rho_1 - \rho).$$

Згідно з проведеними розрахунками інтенсивність ГКП в А⁺-епоху сонячної активності збільшується при збільшенні геліошироти. В А⁻-періоди активності Сонця спостерігається протилежний ефект — інтенсивність КП максимальна в області геліоекватора. Наведені розрахунки узгоджуються зі спостережними даними.

Вимірювання, які було виконано КА «Улісс» далеко від площини екліптики і на сателітах у навколосемному космічному просторі у 1994 р. (поблизу мінімуму сонячної активності, А⁺-фаза сонячної активності), продемонстрували наявність геліоширотних градієнтів інтенсивності ГКП. При цьому широтні градієнти (по напрямках до полярних областей) всіх типів ядер виявились додатними як у північній, так і у південній півсферах Дослідження, які були проведені місіями «Улісс», РАМЕЛА та іншими у 2006—2007 рр., дозволили визначити радіальні та широтні градієнти інтенсивності КП в епоху мінімуму 23-го циклу сонячної активності (А⁻-період). Було продемонстровано, що в А⁻-епоху активності Сонця інтенсивність ГКП максимальна в екваторіальній області.

Наведені розрахунки дозволяють оцінити анізотропію кутового розподілу ГКП. Анізотропія КП пропорційна щільності потоку частинок і визначається співвідношенням

$$\delta = \frac{3j}{vN}.$$

Оцінимо анізотропію КП на орбіті Землі. Щільність потоків КП в радіальному і широтному напрямках виявляється малою по абсолютній величині. Відповідне значення анізотропії кутового розподілу частинок на геліоцентричній відстані 1 а. о. є нехтовно малим. На орбіті Землі силова лінія міжпланетного магнітного поля утворює з радіальним напрямком кут, близький до $\pi/4$. Тому дифузійний потік КП в азимутальному напрямку є близьким до дифузійної складової радіального потоку. Радіальний дифузійний потік приблизно дорівнює конвекційному потоку. Таким чином, отримуємо співвідношення для азимутальної анізотропії КП на геліоцентричній

відстані 1 а.о.:

$$\delta_\phi = \frac{u\zeta}{vN} \frac{\partial N}{\partial \zeta}.$$

Отже, потік ГКП на орбіті Землі напрямлений у азимутальному напрямку, що узгоджується зі спостережною добовою варіацією інтенсивності КП. Згідно із формулою отримуємо значення анізотропії КП: $\xi_\phi \approx -0.005$ для частинок з енергіями від 1 МеВ до 1 ГеВ.

Космічні промені надзвичайно високої енергії ($E > 10^{19.7}$ еВ) розсіюються в основному в локалізованих намагнічених структурах, таких як скупчення галактик, філаменти тощо, із середнім вільним пробігом у десятки мегапарсек. Отже, у випадку найближчих транзйентних джерел очікується суттєвий внесок у спостережуваний потік від нерозсіяних і слабо розсіяних частинок, що може бути вирішальним фактором у ідентифікації цих джерел. Метод розрахунку часової еволюції енергетичних спектрів ультрависокоенергетичних КП запропоновано в роботі [8] на основі аналітичних розв'язків рівняння переносу з явним визначенням внеску від розсіяних і нерозсіяних частинок, зокрема прикладом тут слугували мілісекундний пульсар і близька галактика з активним ядром Центавр А.

Властивості ізольованих АЯГ в радіо- і X-діапазонах. Для вибірки 61 близьких ізольованих АЯГ [16] ми визначили ступінь радіогучності, «просторовий» тип радіоджерела (точковий або протяжний), а також виконано пошук пекулярностей у радіодіапазоні, коли джерело радіовипромінювання не можна однозначно ототожнити саме з активністю ядра галактики. Виявлено, що більшість з них є радіотихими з низькою або повністю відсутньою активністю ядра [17]. Водночас властивості 21 із 61 ізольованого АЯГ за спостереженнями в рентгенівському діапазоні також свідчать про слабку активність ядер. А саме, їм характерні систематично низькі значення власної світності у X-діапазоні 2...10 кеВ на рівні $10^{39} \dots 10^{41}$ ерг/с, що є нижнім порогом значень світностей для АЯГ в X-діапазоні енергій [4, 12, 23].

Приклад слабого в рентгенівському діапазоні ізольованого АЯГ є ядро галактики NGC 6951 (тип ядра Сейферт 2, морфологічний тип галак-

тики SAB(rs)bc, відстань 18.7 Мпк). На рис. 1 представлено рентгенівський спектр активного ядра цієї галактики в діапазоні $E = 0.6...7$ кеВ, отриманий на основі спостережень космічної обсерваторії «Свіфт» на інструменті XRT із сумарною експозицією 35010 с. Спектр апроксимовано моделлю, в якій континуум складається зі ступеневої моделі з нейтральним поглинанням в активному ядрі, а на низьких енергіях континуум описується чорнотільною моделлю (сумарна статистика C-stat = 25.8/18). Степеневий індекс має значення $\Gamma = 2.73_{-2.45}^{+2.77}$, стовпчикове поглинання дорівнює $N_{\text{H}} = 5.76_{-2.64}^{+4.85} \cdot 10^{22} \text{ см}^{-2}$, температура чорнотільного випромінювання дорівнює $kT = 0.29_{-2.64}^{+4.85}$ кеВ. Власна світність в діапазоні 2...10 кеВ становить $7.67 \cdot 10^{39} \text{ ерг/с}$. Беручи до уваги низьку рентгенівську світність та «м'який» спектральний індекс, можна зробити висновок, що темп акреції на надмасивну чорну діру в NGC 6951 є малим, а також те, що її режим, можливо, є випромінювально неефективним, тобто повністю чи частково адвекційним.

Оскільки лише вісім ізольованих АЯГ каталогу 2MIG мають виміряні потоки S на 5 ГГц, виконано перерахунок спектральних щільностей потоків з частоти 1.4 ГГц на частоту 5 ГГц у припущенні синхротронного механізму випромінювання в радіодіапазоні $S_{5\text{GHz}} = S_{1.4\text{GHz}} (5/1.4)^{-\alpha}$ (спектральний індекс приймався рівним 0.7 при ступеневій формі спектру $S_{\nu} \sim \nu^{-\alpha}$). Вибір значення $\alpha = 0.7$ зумовлений тим, що це є середнє значення степеня, очікуване для оптично тонкого синхротронного випромінювання. Таким чином, для 27 ізольованих АЯГ спектральні щільності потоку на частоті 5 ГГц становлять менше 3 мЯн, для 15 АЯГ $S_{5\text{GHz}}$ лежать у діапазоні 4...15 мЯн, для 7 ізольованих АЯГ значення $S_{5\text{GHz}}$ лежить у діапазоні 15...55 мЯн, дві галактики, ESO 097-013 та ESO 483-009, мають найбільші значення спектральних потоків — 304 і 132 мЯн відповідно.

Значення ж спектральної щільності потоку на частоті 1.4 ГГц ($S_{1.4\text{GHz}}$) лежать переважно в діапазоні 3...20 мЯн. Дві галактики, PGC 35009 та NGC 6951, чітко вирізняються більшими значеннями — 50...200 мЯн. Для 10 ізольованих АЯГ значення $S_{1.4\text{GHz}}$ становить менше 3 мЯн.

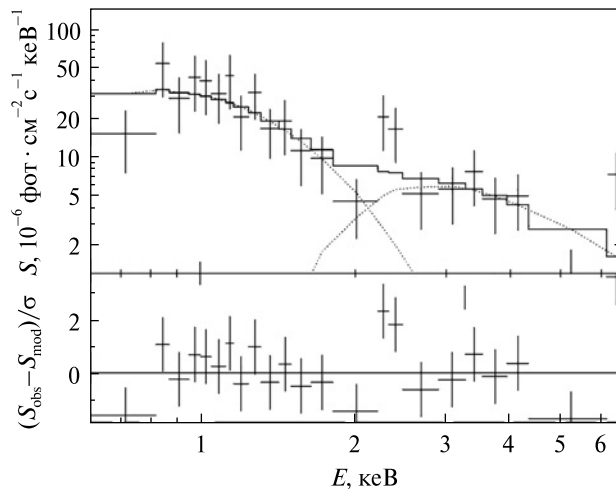


Рис. 1. Рентгенівський спектр АЯГ NGC 6951 в діапазоні 0.6...7 кеВ

Для визначення радіогучності було розраховано величину R як відношення S для 1.4 ГГц або 5 ГГц до спектральної щільності потоку в оптичному діапазоні (а саме в оптичній смузі B — між довжинами хвиль 400 нм та 500 нм). Виявлено, що 51 з 61 об'єктів є радіотихими галактиками ($R < 10$), а для 9 галактик вибірки відсутні дані спостережень в радіодіапазоні, водночас радіогучною виявилась галактика ESO 483-009 (тип активності ядра Sy3/LINER з морфологічним типом материнської галактики SAB00pec) з величиною параметра радіогучності $R = 20.72$.

Також було знайдено, що чотири ізольовані галактики з активними ядрами характеризуються або пекулярною/неправильною формою (йдеться про порівняння з «класичною» формою у вигляді центрального точкоподібного радіоджерела, що збігається з оптичним ядром разом з можливими симетричними радіоджетами або радіовухами) радіоструктур або ж розходження положень радіо- та оптичного джерел (тобто, різниця положень більша за похибку радіокаталогу. Наприклад, для огляду FIRST ця різниця повинна бути більшою за $8''$). Це галактики NGC 157, MCG-02-37-004, ESO 506-004 та PGC 206359. Для NGC 157 та MCG -02-37-004 на рис. 2 та рис. 3 відповідно показано гібридні оптико-радіомапи з контурами інтенсивностей. Виявилось, що три з чотирьох радіоджерел, розташова-

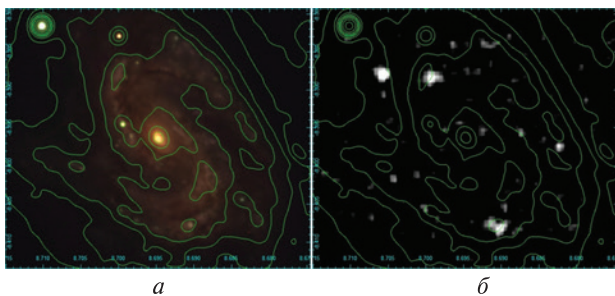


Рис. 2. Зображення NGC 0157: *a* — оптичне у смугах $i + r + z$ (огляд неба PanSTARRS), *б* — радіозображення на частоті 1.4 GHz (огляд неба VLA FIRST). Зеленим кольором показані логарифмічні ізофоти фільтра i (13 рівнів)

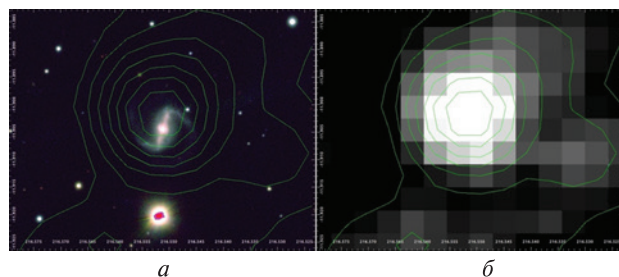


Рис. 3. Зображення MCG-02-37-004: *a* — оптичне у смугах $i + r + z$ (огляд неба PanSTARRS), *б* — радіозображення на частоті 1.4 GHz (огляд неба NVSS), червоний колір — лінійна шкала ізоліній потоку для шести ступенів. Найвищий радіоконтур відповідає потоку 0.0035 Ян/промінь. Радіоструктура у формі гало не має чіткої гіпотези для пояснення

них у межах галактики NGC 157, проектуються на зони зореутворення у спіральних рукавах, а четверте, ймовірно, є фоновим джерелом. Ядро NGC 157 не показує активності в радіодіапазоні. У випадку MCG-02-37-004 ситуація протилежна, адже внаслідок низької роздільної здатності огляду неба NVSS «радіопляма» покриває усю галактику. Таким чином, її ядро дійсно може бути активним у радіодіапазоні, але питання наявності джетів для цього джерела є предметом майбутніх спостережень у радіодіапазоні.

Перспективи розвитку баз даних: майбутні космічні місії. Довготривалі гамма-спалахи у піку їхнього прояву є найяскравішими відомими джерелами електромагнітного випромінювання. Оскільки їхні попередники є масивними зорями, вони

забезпечують відслідковування зореутворення та галактик із зореутворенням протягом усєї космічної історії. Їхнє яскраве післясвітіння зі степеневим законом забезпечує ідеальне підсвічування для досліджень поглинання міжзоряним та міжгалактичним середовищем аж до ери реіонізації. Запропонований на другу половину 2030-х рр. проект космічної обсерваторії THESEUS (Transient High-Energy Sky and Early Universe Surveyor) призначений для детектування великих вибірок гамма-спалахів на червоних зміщеннях $z > 6$. Тоді стануть можливими допоміжні спостереження за допомогою основних інструментів наступного покоління, що уможливить виконання низки проривних досліджень. Очікується, що THESEUS зможе ідентифікувати та локалізувати від 40 до 50 гамма-спалахів на $z > 6$ за 3.45 роки наукових спостережень і дозволить визначити фотометричні червоні зміщення з точністю, кращою ніж 10 %, завдяки ідентифікації розриву Лаймана, що зміщується до діапазону чутливості для зображень його інфрачервоного телескопа (IRT) [22]. THESEUS дозволить дослідити слабкі хвости функції світності галактик і щільності швидкості зореутворення до високих червоних зміщень; обмежити хід реіонізації за межами $z \sim 6$; детально вивчити раннє хімічне збагачення від вибухів зір, зокрема III покоління; потенційно охарактеризувати рівняння стану темної енергії на найвищих червоних зміщеннях.

THESEUS дозволить проводити моніторинг транзйентного неба з низкою переваг перед попередніми місіями, що зробить значний крок вперед у нашій здатності досліджувати Всесвіт у багатьох каналах. Значна частина погано локалізованих багатоканальних джерел буде незалежно надійно детектована за допомогою THESEUS XGIS і SXI у межах однієї орбіти завдяки безпрецедентному поєднанню великого поля зору (XGIS: 2 стеррад в енергетичному діапазоні $E = 2...150$ кеВ і більш ніж 4 стеррад для $E > 150$ кеВ; SXI: 0.5 стеррад) і добутку ефективної площі та поля зору цих приладів.

Це дозволить незалежне тригерування електромагнітних відповідників численних гравітаційно-хвильових/нейтринних джерел, як це було у випадку GRB 170817A, тригерованого

Fermi/GBM незалежно від виявлення гравітаційних хвиль з того самого джерела [5]. Водночас XGIS і SXI забезпечать досить точну локалізацію (<15 хв), що відсутня у Fermi/GBM. Це дозволить подальші спостереження за допомогою бортового 70 см інфрачервоного телескопа (IRT), а також інших космічних та наземних інструментів з вузьким полем зору [5]. Небесні координати зможуть бути розповсюджені серед астрономічної спільноти за лічені хвилини. У випадку виявлення ближнього інфрачервоного/оптичного відповідника за допомогою IRT у відповідь на тригер SXI/XGIS, розповсюджені небесні координати матимуть рівень точності порядку секунди дуги. Це дозволить ініціювати подальші глибші спостереження за допомогою дуже великих наземних і космічних телескопів, доступних на початку 2030-х рр., наприклад SKA, СТА, ELT або Athena, що ще більше підсилить науковий результат з точки зору встановлення характеристик джерела гравітаційних хвиль та/або нейтрино [18]. Висока тривалість спектральних спостережень у широкому діапазоні 0.3 кеВ...20 МеВ (SXI + XGIS), можливо додатково з близьким інфрачервоним діапазоном (IRT), становитиме велику перевагу для ідентифікації та визначення характеристик різноманітних джерел-відповідників гравітаційних хвиль та нейтрино відносно інших моніторів неба, які обмежуються вузьким діапазоном, як-от майбутня китайська місія Einstein Probe (0.3...4 кеВ) [18].

У відповідь на тригери від THESEUS виконуватиметься пошук підпорогових подій у гравітаційно-хвильових та нейтринних архівних даних (наприклад, у випадку тригера гамма-спалаху). Колаборація LIGO-Virgo вже реалізувала цю стратегію для ряду виявлених гамма-спалахів. Корисне навантаження місії THESEUS включатиме три інструменти [1]:

1) Soft X-ray Imager (SXI, 0.3...5 кеВ): набір з 2 lobster-eye телескопів, що охоплюють загальне поле зору (FOV) порядку 0.5 стеррад з похибкою локалізації джерела менш ніж 1-2';

2) InfraRed Telescope (IRT, 0.7...1.8 мкм): ІЧ-телескоп класу 70 см з полем зору 15' × 15' для швидкого відгуку, з можливістю як зображення, так і спектроскопії;

3) X-Gamma rays Imaging Spectrometer (XGIS, 2 кеВ ... 20 МеВ): набір з двох камер з кодуваною маскою, що використовують монолітні детектори рентгенівських та гамма-променів на основі стрічок кремнієвих діодів у поєднанні з кристалічним сцинтилятором CsI, що дає поле зору приблизно 2 стеррад і точність локалізації джерела 10' в діапазоні 2..150 кеВ, а також поле зору більш ніж 4 стеррад при енергіях понад 150 кеВ.

Профіль місії також включає [1]: систему бортових блоків обробки даних (DHU), здатну виявляти, ідентифікувати та локалізувати ймовірні транзйенти у полі зору SXI і XGIS; можливість швидкої (не більше кількох десятків секунд) передачі на землю часу початку та положення гамма-спалаху (та інших цікавих транзйентів); можливість повороту космічного апарата щонайменше на 6°/хв. Базова конфігурація запуску/орбіти [1] — це запуск за допомогою Vega-C на низьку навколосезну орбіту з низьким нахилом (LEO, 600 км, <5°), яка має переваги забезпечення низького і стабільного рівня фону для високоенергетичних інструментів, можливості використання магнітного поля Землі для швидкого повороту космічного апарата, полегшення швидкої передачі тригерів і положень транзйентів на Землю.

У листопаді 2023 р. THESEUS став одним із трьох кандидатів на місію ESA M7. Остаточне рішення очікується у 2026 р.

Висновки. Розглянуті приклади показують, що вже сьогодні бази даних космічних місій дозволяють отримувати важливі результати в різних напрямках астрофізики. Зокрема, результати для розробленої теоретичної моделі, отримані на основі вимірювань космічної місії PAMELA, показали, що рівні модуляції космічних променів на 1 а. о. (енергії 50...150 ГеВ) становлять кілька відсотків. Оцінка рівня модуляції є аргументом для пошуку ефектів такої величини в наявних базах експериментальних даних. Отримані результати свідчать про наявність періодів (при сонячних максимумах), коли ефекти будуть найбільш значними.

Отримані завдяки використанню баз даних рентгенівських космічних телескопів результати важливі для запиту на програми спосте-

режень ізольованих АЯГ близького Всесвіту в радіодіапазоні як за допомогою окремих радіотелескопів, так і в режимі радіоінтерферометрії з наддовгими базами. Це дозволить заповнити прогалини у даних про властивості ізольованих АЯГ та провести детальне картографування особливостей розподілу радіовипромінювання цих галактик у порівнянні з оптичним та рентгенівськими спектральними діапазонами. Також слід відмітити, що випромінювання в радіодіапазоні (спостереження на різних частотах та побудова спектральних радіоіндексів) надає можливість розділити області активного зоретворення галактик та центральні області з надмасивними чорними дірами в активному ядрі, а отже і надати інформацію про відсутність активності ядра.

Спостереження за допомогою THESEUS транзйентних джерел з попереджень, отриманих з інших телескопів, а також спостереження інших обсерваторій, тригеровані ним, дозволять вивести багатоканальну обсерваторію на новий рівень. Додаткові можливості виникнуть також завдяки використанню даних THESEUS спільно з базами даних підпорогових подій з інших інструментів, що входять у мережу AMON. Детектування гамма-спалахів на високих червоних зміщеннях дасть можливість, серед іншого, надійно протестувати моделі ранньої темної енергії [8, 13, 20], які потенційно можуть послабити або розв'язати напруження Габбла.

Дослідження були виконані за Цільовою комплексною програмою з наукових космічних досліджень НАН України на 2018—2022 роки.

REFERENCES

1. Amati L., O'Brien P. T., Goetz D., et al. (2021). The THESEUS space mission: science goals, requirements and mission concept. *Experimental Astron.*, **52**, 183—218.
2. Ayala Solares H. A., Coutu S., Cowen D. F., et al. (2020). The Astrophysical Multimessenger Observatory Network (AMON): Performance and science program. *Astroparticle Phys.*, **114**, 68—76.
3. Bobik P., Putis M., Kolesnyk Y. L., Shakhov B. A. (2021). Estimation of the modulation level of cosmic rays at high energies. *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **503**, № 3, 3386—3393. DOI: 10.1093/mnras/stab597
4. Chesnok N. G., Sergeev S. G., Vavilova I. B. (2009). Optical and X-ray variability of Seyfert galaxies NGC 5548, NGC 7469, NGC 3227, NGC 4051, NGC 4151, Mrk 509, Mrk 79, and Akn 564 and quasar 1E 0754. *Kinematics and Physics of Celestial Bodies*, **25**, № 2, 107—113. DOI: 10.3103/S0884591309020068
5. Ciolfi R., Stratta G., Branchesi M., et al. (2021). Multi-messenger astrophysics with THESEUS in the 2030s. *Experimental Astron.*, **52**, 245—275.
6. Dolginov A. Z., Toptygin I. (1967). Multiple Scattering of Particles in a Magnetic Field with Random Inhomogeneities. *Sov. Phys. JETP*, **24**, 1195.
7. Dorman L. I., Katz M. E., Fedorov Yu. I., Shakhov B. A. (1983). Variation of cosmic ray energy in interplanetary space. *Astrophys. Space Sci.*, **94**, 43.
8. Fedorov Yu. I., Gnatyk R. B., Hnatyk B. I., et al. (2016). Ballistic and diffusive components in the dynamic spectra of ultra-high energy cosmic rays from nearby transient sources. *Kinematics and Physics of Celestial Bodies*, **32**, № 3, 105—119. DOI: 10.3103/S088459131603003X
9. Fedorov Yu. I., Shakhov B. O., Kolesnyk Yu. L. (2022). Modulation of Galactic Cosmic Ray Intensity in the Approximation of Small Anisotropy. *Kinematics and Physics of Celestial Bodies*, **38**, № 4, 181—189. DOI: 10.3103/S0884591322040043
10. Gleeson L. J., Axford W. I. (1968). Solar modulation of galactic cosmic rays. *Astrophys. J.*, **159**, 1011.
11. Kolesnyk Y. L., Bobik P., Shakhov B. A., Putis M. (2017). An analytically iterative method for solving problems of cosmic-ray modulation. *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **470**, № 1, 1073—1085. DOI: 10.1093/mnras/stx1202
12. Kompaniys O. V., Babyk Iu. V., Vasylenko A. A., et al. (2023). X-ray spectral and image spatial models of NGC 3081 with Chandra data. *Proc. Int. Astron. Union*, **362**, 100—104. DOI: 10.1017/S1743921322001624
13. Novosyadlyj B., Sergijenko O., Apunevych S., Pelykh V. (2010). Properties and uncertainties of scalar field models of dark energy with barotropic equation of state. *Phys. Review D*, **82**, id. 103008, 16 p.
14. Parker E. N. (1958). Dynamics of the interplanetary gas and magnetic field. *Astrophys. J.*, **128**, 664.
15. Parker E. N. (1965). The passage of energetic charged particles through interplanetary space. *Planet. Space Sci.*, **13**, 9.

16. Pulatova N. G., Vavilova I. B., Sawangwit U., Babyk Iu., Klimanov S. (2015). The 2MIG isolated AGNs. I. General and multiwavelength properties of AGNs and host galaxies in the northern sky. *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **447**, № 3, 2209–2223. DOI: 10.1093/mnras/stu2556
17. Pulatova N. G., Vavilova I. B., Vasylenko A. A., Ulyanov O. M. (2023). Radio properties of the low-redshift isolated galaxies with active nuclei. *Kinematics and Phys. Celestial Bodies*. **39**, № 2, 47–72. DOI: 10.15407/kfnt2023.02.047
18. Rosati P., Basa S., Blain A. W., et al. (2021). Synergies of THESEUS with the large facilities of the 2030s and guest observer opportunities. *Experimental Astron.*, **52**, 407–437.
19. Sergijenko O., Durrer R., Novosyadlyj B. (2011). Observational constraints on scalar field models of dark energy with barotropic equation of state. *J. Cosmology and Astroparticle Phys.*, **8**(08), id. 004, 25 p.
20. Sergijenko O., Novosyadlyj B. (2009). Perturbed dark energy: Classical scalar field versus tachyon. *Phys. Review D*, **80**, id. 083007, 13 p.
21. Shakhov B. A., Kolesnyk Yu. L. (2006). Iteration method for solution of cosmic ray propagation theory boundary problems. *Kinematics and Physics of Celestial Bodies*, **22**, № 2, 101–108.
22. Tanvir N. R., Le Floc'h E., Christensen L., et al. (2021). Exploration of the high-redshift universe enabled by THESEUS. *Experimental Astron.*, **52**, 219–244.
23. Vasylenko A. A., Vavilova I. B., Pulatova N. G. (2020). Isolated AGNs NGC 5347, ESO 438-009, MCG-02-04-090, and J11366-6002: Swift and NuSTAR joined view. *Astron. Nachr.*, **341**, № 8, 801–811. DOI: 10.1002/asna.202013783
24. Vos E. E., Potgieter M. S. (2015). New modeling of galactic proton modulation during the minimum of solar cycle 23/24. *Astrophys. J.*, **815**, № 2, article id. 119, 8 p. DOI: 10.1088/0004-637X/815/2/119

Стаття надійшла до редакції 26.11.2023

Після доопрацювання 07.12.2023

Прийнято до друку 07.12.2023

Received 26.11.2023

Revised 07.12.2023

Accepted 07.12.2023

Yu. I. Fedorov, leading researcher, doctor of physical and mathematical sciences, senior researcher

Yu. L. Kolesnyk, senior researcher, candidate of physical and mathematical sciences

O. M. Sergijenko, senior researcher, candidate of physical and mathematical sciences, senior researcher

A. A. Vasylenko, senior researcher, candidate of physical and mathematical sciences

Main Astronomical Observatory of the National Academy of Sciences of Ukraine

27, Akademika Zabolotnoho Str., Kyiv, 03143 Ukraine

PECULIARITIES OF THE DISTRIBUTION AND DETECTION OF COSMIC RAYS, GAMMA-RAY BURSTS, AND OTHER HIGH-ENERGY SOURCES

The importance of using databases of scientific space missions for fundamental astrophysical research is demonstrated. Based on the spacecraft data and the obtained solutions of the transport equation, the estimates of level of the cosmic rays modulation in the heliospheric magnetic fields were made. Based on the archives of ground-based and space telescope observations in the radio and optical ranges, the radio properties of a sample of isolated active galactic nuclei in the nearby Universe have been systematized. Opportunities that may arise from the databases of future multiwavelength space missions are also considered.

Keywords: database, cosmic rays, active galactic nuclei, space mission.

<https://doi.org/10.15407/knit2023.06.102>
UDC 621.391:629.7.05

O. V. MEZENTSEV¹, Senior Researcher, candidate of technical sciences

E-mail: am50@i.ua

S. V. MIRONYUK², Head of Sector

E-mail: info@yuzhnoye.com

G. G. OSINOVYY², Head of Project department, PhD

E-mail: info@yuzhnoye.com

K. V. KOZIS², Senior Researcher, candidate of technical sciences

E-mail: kozis2014@gmail.com

¹ Institute of Information Recording of the National Academy of Sciences of Ukraine

2, N. Shpaka Str., Kyiv, 03113 Ukraine

² Yuzhnoye State Design Office named after M. K. Yangel

3, Kryvorizhska Str., Dnipro, 49008 Ukraine

STRUCTURES OF ADAPTIVE SIGNAL PROCESSING SYSTEMS FOR RADAR SENSORS OF EXTERNAL INFORMATION FOR CORRELATION-EXTREME AIRCRAFT NAVIGATION SYSTEMS

During the guidance of the aircraft on the final part of the flight, it is affected, along with other external factors, by interferences of various (artificial or natural) origins. These interferences have various effects on the receiving elements of the antenna array of the radar sensor of external information. Due to the variability and rapidity of the complex interference situation, adaptive interference protection systems are the most effective in combating these interferences. It is known that the use of adaptive processing systems allows for overcoming the practically inevitable a priori uncertainty of statistical characteristics of signals and interference of various origins. At present, due to the development of digital technology, new methods and devices for adaptive signal processing against the background of interference have appeared. Thus, the arsenal of methods of adaptation to Gaussian disturbances has been supplemented by methods involving the inversion (direct or recurrent) of the most plausible estimates of correlation matrices of disturbances or their regularized varieties. Wide possibilities of adaptation are opened up in modern radar stations with multi-element phased antenna arrays, which provide for digital information processing. Due to the very high speed of the aircraft during the operation of its correlation-extreme guidance system, as well as due to the dynamic and non-stationary interference environment, an important requirement for adaptive anti-jamming systems is their speed. The effectiveness of adaptive processing of signals against the background of interference can be significantly increased by using reliable a priori information. The paper considers a method of increasing the speed of adaptive protection systems against radar interference of various origins by taking into account a priori information about the central symmetry of the receiving channels of radar sensors of external information of correlation-extreme aircraft navigation systems. It is shown that taking into account such a priori information as the central symmetry of the receiving channels of radar sensors of external information leads to a corresponding change in the structure of devices for adaptive signal processing in the conditions of interference in these sensors and as a consequence, to an increase in their speed.

Keywords: *interference, antenna array, radar sensors, adaptive signal processing systems.*

Цитування: Mezentsev O. V., Mironyuk S. V., Osinovy G. G., Kozis K. V. Structures of adaptive signal processing systems for radar sensors of external information for correlation-extreme aircraft navigation systems. *Space Science and Technology*. 2023. 29, № 6 (145). P. 102—106. <https://doi.org/10.15407/knit2023.06.102>

© Publisher ПН «Академперіодика» of the NAS of Ukraine, 2023. This is an open access article under the CC BY-NC-ND license (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>)

INTRODUCTION

While guiding an aircraft (AC) equipped with an external information radar sensor (EIRS), especially during terminal flight, the problems of the speed of protecting the EIRS from various interferences (active, passive, or mixtures thereof) come to the fore along with the problems of accuracy and speed of the aircraft guidance proper [1, 4–6]. High requirements for the speed of anti-jam systems are determined by both the instability and dynamism of the interference environment and a very short time allotted for correcting the environment and protecting against interference.

Using a priori information allows counting on an increase in the speed and efficiency of the anti-jam systems [2, 7].

It was shown in [2, 7] that if the antenna array (AA) receiving elements are symmetrical with respect to the array's geometric center, i.e., the difference in distances d between the p th and q th receiving elements and the difference in distances between the $(M+1-q)$ th and $(M+1-p)$ th elements are the same, i.e., when

$$d_p - d_q = d_{M+1-q} - d_{M+1-p}, \\ p, q \in 1, M,$$

where M is the number of the array's receiving elements, and also, when the amplitude patterns of the elements symmetrical with respect to this center are identical, the spatial correlation matrix (SCM) of active interference is not only Hermitian but also has additional symmetry with respect to the secondary diagonal (the so-called persymmetry). Temporal SCMs of passive interference in pulse radars with a centrally symmetric sweep law can have the same properties [2, 7]. Mathematically, persymmetry means that

$$\Pi \Phi^T \Pi = \Pi \Phi^* \Pi, \quad \phi_{pq} = \phi_{M+1-q, M+1-p},$$

where Π is the orthogonal symmetric permutation matrix ($\Pi \Pi = 1$, $\Pi = \Pi^{-1}$), containing ones on the side diagonal and zeros elsewhere, is the sign of a complex connection.

The persymmetric matrix (2) is completely determined by the elements $(M^2 + 2M)/4$, which at $M \gg 1$ is almost half as much as in the case of a general positive Hermitian matrix [6, 7]. Actually, it is

this reduction in the dimension of the vector of the estimated parameters that allows for a further increase in the speed and efficiency of the anti-jam systems, since in order to obtain the value of the weight vector, which makes a “dip” in the radiation pattern of the EIRS receiving AA on the direction of influence of a particular interference (this is the adaptive signal processing against the clutter environment), this correlation matrix (CM) should be rotated in real time.

PRESENTATION OF THE MAIN MATERIAL

The central symmetry of the receiving AR of the EIRS, which gives rise to the specificity of the CM structure (i.e., persymmetry), also leads to a respective change in the structure of adaptive signal processing devices in the clutter environment in the EIRS.

As is known, an adaptive processing system should generate statistics of the following form [6]:

$$\hat{\xi} = V_{ex}^* \hat{\Psi} X, \quad (1)$$

where $\hat{\cdot}$ is the evaluation symbol, $*$ is the Hermitian message symbol.

If spatiotemporal signal processing in the EIRS is carried out jointly, then the V_{ex} role is played by the ML -dimensional complex amplitude vector of the input sample of the mixture of the desired signal, interference, and noise (L being the number of temporal receive channels), the $\hat{\Psi}$ role is played by the $(ML \times ML)$ matrix, inverse to the estimated interference CM $\hat{\Phi}$, and the X role, by the ML -dimensional vector of the desired signal.

Expression (1) also works in the case of only spatial or only temporal processing of signals against the clutter environment [1]; it is only the content of components (1) that changes. For example, during spatial processing, the M -dimensional vector $Y = Y_M + \gamma X$ plays the role of V_{ex} , where Y_M is the M -dimensional vector of input samples; the role of $\hat{\Psi}$ is played by the $(M \times M)$ matrix, inverse of the estimated spatial CM at the input of the spatial signal processing device against the clutter environment; the role of X is played by the M -dimensional spatial vector of the expected desired signal of the form $X = x(t)X(\alpha)$, where

$$X(\alpha) = \left\{ x_i^{(nm)} \right\}_{\mu=1}^M$$

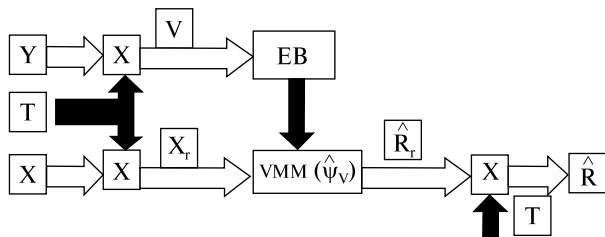


Figure 1. Generating the weight vector \hat{R}

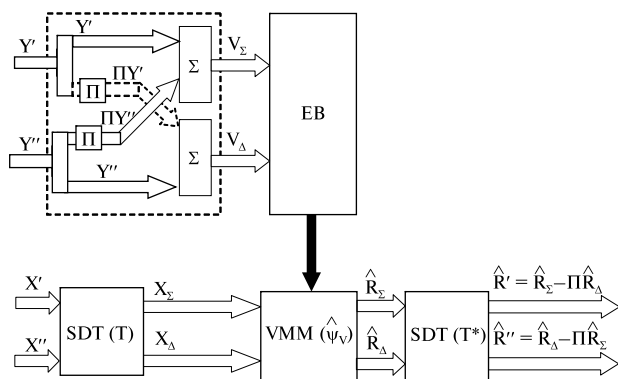


Figure 2. Internal structure of the Figure 1 blocks

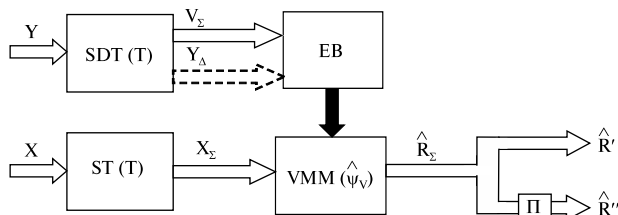


Figure 3. A simplified version of Figure 2, which takes into account the condition $X(\alpha) = \Pi X(\alpha)^\circ$

is the vector of the amplitude-phase distribution (APD) of the desired signal in space, and $x(t)$ is a random amplitude factor.

In the case of temporal (interperiod) processing, V_{ex} is the L -dimensional Y_i complex amplitude vector, $\hat{\Psi}$ is the $(L \times L)$ matrix, inverse of the estimated CM of interperiod fluctuations of interference $\hat{\Phi}$ at the input of the temporal (interperiod) processing device, X is the L -dimensional temporal vector of the desired signal of the form $X = x(t)X_x$, where

$$X_x = \{x_i^{(x)}\}_{i=1}^L$$

is the vector of the desired signal APD in time.

The paper proposes the following engineering solutions, described below, suitable for all addressed options of processing in the EIRS, if the corresponding interference CM $\hat{\Phi}$ at their inputs is persymmetric.

Let us introduce the following matrix [2] (let us say, it will be $(M \times M)$ in size):

$$T = \{t_{il}\}_{i,l=1}^M = \frac{1}{\sqrt{2}} [I_M - j\Pi_M] \quad (2)$$

with the following properties:

$$T = T^T = \Pi_M T \Pi_M = -jT^\circ \Pi_M = -j\Pi_M T^*, \quad TT^* = I_M,$$

where I_M is the identity matrix $(M \times M)$, Π_M is the permutation matrix $(M \times M)$.

It is known that any complex matrix can be represented by a set of its real and imaginary parts:

$$\Phi = \{\phi_{il}\}_{i,l=1}^M = \Phi' + j\Phi''.$$

Using the matrix T , the Hermitian persymmetric matrix turns into a real symmetric matrix $(M \times M)$:

$$\Phi_\epsilon = T\Phi T^* = \Phi' + \Phi''^T \Pi_M.$$

Given the notation introduced above, let us rewrite the expression (1):

$$\hat{\xi} = Y^* \hat{\Psi} X = Y^* T^* T \hat{\Psi} T^* T X = V^* \hat{\Psi}_V X_T = V^* \hat{R},$$

where

$$V = \{v_i\}_{i=1}^K = TY = V_\Sigma + jV_\Delta \quad (3)$$

is the transformed input sample vector,

$$V_\Sigma = \{v_{\Sigma i}\}_{i=1}^K = \frac{1}{\sqrt{2}} (Y' + \Pi_M Y''),$$

$$V_\Delta = \{v_{\Delta i}\}_{i=1}^K = \frac{1}{\sqrt{2}} (Y'' - \Pi_M Y'), \quad (4)$$

$$X_T = TX = (X_\Sigma + jX_\Delta) - \quad (5)$$

is the transformed vector of complex amplitudes of the expected desired signal, whose components X_Σ and X_Δ are equal to:

$$X_\Sigma = \frac{1}{\sqrt{2}} (X' + \Pi X''),$$

$$X_\Delta = \frac{1}{\sqrt{2}} (X'' - \Pi X'), \quad (6)$$

$\hat{\Psi}_V = T\hat{\Psi}T^* = \hat{\Phi}_V^{-1}$ is the real matrix, inverse of the transformed real estimated CM:

$$\hat{\Phi}_V = T\hat{\Phi}T^*,$$

\hat{R} is the estimation of the weight vector consisting of the ratio:

$$\hat{R} = T^* \hat{\Phi}_V^{-1} X_T = T^* \hat{R}_T, \quad \hat{R}_T = \hat{\Psi}_V X_T. \quad (7)$$

Figure 1 shows the diagram of generating the weight vector \hat{R} based on (7). Double arrows indicate the vectors, shaded arrows, the matrices. Here, the vector \hat{R} is generated by multiplying the vector \hat{R}_T by the matrix T^* at the output of a vector-matrix multiplier (VMM) with a matrix impulse response (MIR) proportional to the real matrix $\hat{\Psi}_V$ indicated in parentheses in the VMM block. The transformed reference vector of the desired signal X_T (5), (6) arrives at the inputs of this VMM. The parameters of this VMM are estimated in the estimation block (EB) thanks to the processing of the k -dimensional interference sample transformed based on (3), (4).

The structure of the EB and the algorithms for estimating the required parameters can be varied, depending on the VMM block structure.

Figure 2 shows the diagram presented in Figure 1, but the structure of the blocks transformed with the matrix T (2) spelled out. In these blocks, the input complex vectors, having the form of a set of their real and imaginary parts, are transformed into the output sum and difference vectors determined by (3)–(6). In this context, the blocks are called blocks of the sum-difference transformation (SDT). The real (\hat{R}') and imaginary (\hat{R}'') parts of the vector $\hat{R} = \hat{R}' + j\hat{R}'' = \hat{\Psi}_V X_T$ are then equal to:

$$\begin{aligned} \hat{R}' &= \hat{R}_\Sigma - \Pi \hat{R}_\Delta, \quad \hat{R}'' = \hat{R}_\Delta + \Pi \hat{R}_\Sigma, \\ \hat{R}_\Sigma &= \hat{\Psi}_V X_\Sigma, \quad \hat{R}_\Delta = \hat{\Psi}_V X_\Delta. \end{aligned} \quad (8)$$

Figure 3 shows a simplified version of the Figure 2 diagram, which takes into account the condition [2, 7] that is essential for a radar with central symmetry of receive channels $X(\alpha) = \Pi X(\alpha)^\circ$, therefore:

$$X_\Delta = -X_\Sigma, \quad (9)$$

which allows representing the vector \hat{R} , taking into account (2), (5), (6), (8), as:

$$\hat{R} = \frac{1-j}{2} (\hat{R}_\Sigma + j\Pi \hat{R}_\Sigma).$$

In this regard, under conditions (9), for the complete plotting of the complex vector \hat{R} , it is sufficient to generate only the vector:

$$\hat{R}_\Sigma = \hat{\Psi}_V X_\Sigma,$$

which is taken into account in the diagram shown in Figure 3. Processing here is simplified by extracting the operations associated with the generation of vectors X_Δ , R_Δ and subsequent operations associated with them. If there is no need for the vector X_Δ , the SDT(T) block is replaced by the sum transformation block ST(T).

The values \hat{R}' and \hat{R}'' in the Figure 3 diagram differ from the corresponding values in the Figure 2 diagram by a constant factor

$$\left[\frac{1-j}{2} \right]$$

that does not affect the output value of the signal-to-noise ratio.

CONCLUSIONS

The article shows that using the estimate of the per-symmetric correlation matrix, which is inherent in centrally symmetric receiving systems, in particular in the EIRS, in combination with the sum-difference transformation of input influences, allows expecting a reduction in the number of calculations by almost four times.

The article proposes the structures of adaptive systems of spatial, temporal, and spatiotemporal signal processing against the background of interference of various origins for the EIRS with central symmetry of receive channels. The main elements of the proposed structures are the blocks of the sum-difference transformation, vector-matrix multipliers, and the evaluation blocks to adjust the parameters.

Various types of adaptive devices, differing in structure and algorithms for estimating a priori unknown interference CM, can be used as EB and VMM in the proposed diagrams. Among them, adaptive lattice filtering methods are of the greatest practical interest due to their important practical advantages [3] such as:

- suitability for a wide range of tasks,
- structure regularity,
- universality,
- high numerical strength,
- ease of accounting for and using of a priori information,
- ease of control of malfunctions and failures, etc.

REFERENCES

1. Elagin V. V., Bakut P. A. (1974). Spatial-temporal processing of signals from many targets and sources of interference radiation. *Radiotechnique and electronics*, № 2, 422–427.
2. Koshevoy V. M., Radionov V. V. (1994). Effectiveness of adaptive filters with central symmetry of receiving channels. *Radio engineering and electronics*, № 11, 17.
3. Lekhovytskyi D. I., Kirillov I. G., Mylovanov S. B. (1992). Universal adaptive grating filters. Part 1. Adaptation at a given estimate of the interference correlation matrix. *Radiophysics*, № 4.
4. Meyirbekov M. N., Ismailov M. B., Manko T. A., Kozis K. V. (2022). Study of the influence of rubbers on the strength properties of carbon fiber. *Space Science and Technology*, **28**, № 5 (138), 67–74.
5. Shirman Y. D., Manzhos V. N. (1981). *Theory and technique of processing radar information against the background of interference*. Moscow: Radio and Communication, 415 p.
6. Voevodin V. V., Kuznetsov Yu. A. (1984). *Matrices and calculations*. Moscow: Nauka, 320 p.
7. Zarytskyi V. I., Kokin V. N., Lekhovytskyi D. I., Salamatyn V. V. (1985). Recurrent algorithms of adaptive processing with central symmetry of spatial-temporal reception channels. *Izv. Univ., Radiophysics*, **28**, № 7, 863–871.

Стаття надійшла до редакції 08.06.2023

Після доопрацювання 08.06.2023

Прийнято до друку 25.11.2023

Received 08.06.2023

Revised 08.06.2023

Accepted 25.11.2023

O. V. Mezentsev¹, старш. наук. співроб., канд. техн. наук

E-mail: am50@i.ua

S. V. Mironyuk², нач. сектору проектного відділу

E-mail: info@yuzhnoye.com

G. G. Osinovy², нач. проектного відділу, д-р філософії

E-mail: info@yuzhnoye.com

K. V. Kozis², старш. наук. співроб., канд. техн. наук

E-mail: kozis2014@gmail.com

¹ Інститут проблем реєстрації інформації Національної академії наук України
вул. Н. Шпака 2, Київ, Україна, 03113

² Державне підприємство «Конструкторське бюро «Південне» ім. М. К. Янгеля»
вул. Криворізька 3, Дніпро, Україна, 49008

СТРУКТУРИ АДАПТИВНИХ СИСТЕМ ОБРОБКИ СИГНАЛІВ ДЛЯ РАДІОЛОКАЦІЙНИХ ДАВАЧІВ ЗОВНІШНЬОЇ ІНФОРМАЦІЇ КОРЕЛЯЦІЙНО-ЕКСТРЕМАЛЬНИХ СИСТЕМ НАВІГАЦІЇ ЛІТАЛЬНИХ АПАРАТІВ

Під час супроводу літального апарата на кінцевій ділянці польоту на нього впливають поряд із зовнішніми факторами ще й завади різного (штучного або природного) походження. Ці завади мають різноманітний вплив на приймальні елементи антенної решітки радіолокаційного давача зовнішньої інформації. Через мінливість та швидкоплинність складної заводової обстановки найбільш ефективними у боротьбі з цими завадами є адаптивні системи заводозахисту. Відомо, що використання адаптивних систем дозволяє подолати практично неминучу апріорну невизначеність статистичних характеристик завод різного походження. На теперішній час у зв'язку з розвитком цифрової техніки з'явилися нові методи і пристрої адаптивної обробки сигналів на фоні завод. Так, арсенал методів адаптації до гауссівських завод поповнили методи, що передбачають обертання (безпосереднє або рекурентне) максимально правдоподібних оцінок кореляційних матриць завод або їхніх регуляризованих різновидів. Широкі можливості такої адаптації відкриваються у сучасних радіолокаційних станціях з багатоелементними фазованими антенними решітками, у яких передбачається цифрова обробка інформації. Через дуже велику швидкість літального апарата під час роботи його кореляційно-екстремальної системи наведення в умовах динамічної та нестационарної заводової ситуації важливою вимогою до адаптивних систем захисту від завод є їхня швидкодія. Ефективність адаптивної обробки сигналів на фоні завод може істотно підвищуватися завдяки використанню достовірної апріорної інформації. У статті розглянуто спосіб підвищення швидкодії адаптивних систем захисту від радіолокаційних завод різного походження завдяки врахуванню апріорної інформації про центральну симетрію приймальних каналів радіолокаційних давачів зовнішньої інформації кореляційно-екстремальних систем навігації літальних апаратів. Показано, що врахування такої апріорної інформації, як центральна симетрія приймальних каналів радіолокаційних давачів зовнішньої інформації, призводить до відповідної зміни структури пристроїв адаптивної обробки сигналів в умовах завод у цих давачах і, як наслідок, до підвищення їхньої швидкодії.

Ключові слова: завади, антенна решітка, радіолокаційні давачі, адаптивні системи обробки сигналів.

Аврамов К. В., Успенський Б. В., Дерев'янка І. І., Дегтярьов М. О., Поліщук О. Ф., Чернобричко М. В. Динамічні властивості наноконструктивних та тришарових тонкошарових елементів аерокосмічної техніки, виготовлених методами адитивних технологій. *Космічна наука і технологія*. 2023. 29, № 1. С. 52—64.

Алпатов А. П., Палій О. С., Сюткіна-Дороніна С. В. Концептуальне проектування космічної індустріальної платформи. Постановка задачі. *Космічна наука і технологія*. 2023. 29, № 6. С. 13—25.

Асмоловський С. Ю. — див. Юрков Б. В.

Барахов К. П. — див. Вамболь О. О.

Бистров М. І. — див. Лаврич Ю. М.

Білогуров С. О. — див. Мігіков Ю. О.

Бодрик Ю. Г. — див. Сафронов О. В.

Бондаренко М. О. — див. Шевченко О. І.

Бригун А. М. — див. Фис М. М.

Вамболь О. О., Калужинів І. В., Барахов К. П., Кондратьєв А. В. Огляд і аналіз сучасних керованих систем точного повітряного десантування вантажів. *Космічна наука і технологія*. 2023. 29, № 5. С. 33—50.

Василенко А. А. — див. Федоров Ю. І.

Васильковська І. О. — див. Колобродов В. Г.

Войцеховська А. Д. — див. Кришталь О. Н.

Вороновський Д. К. — див. Юрков Б. В.

Гладкий Е. Г., Перлик В. І., Медведєв В. В. Щодо можливості запуску космічних апаратів з використанням ракети-носія легкого класу з території України. *Космічна наука і технологія*. 2023. 29, № 3. С. 3—15.

Глушак С. О. — див. Лобанов Л. М.

Гураніч П. П. — див. Єпішев В. П.

Гутич І. І. — див. Крисанова Н. В.

Дерев'янка І. І. — див. Аврамов К. В.

Дегтярьов М. О. — див. Аврамов К. В.

Дзюбанов Д. А. — див. Колодяжний В. В.

Дрюк М. М. — див. Крисанова Н. В.

Дударенко М. В. — див. Крисанова Н. В.

Ємельянов Л. Я. — див. Колодяжний В. В.

Єпішев В. П., Кудак В. І., Мотрунич І. І., Періг В. М., Найбауер І. Ф., Гураніч П. П., Сусла А. І., Кошкін М. І. Аналіз фотометрії супутника «Січ-2» на багаторічному інтервалі

спостережень. *Космічна наука і технологія*. 2023. 29, № 2. С. 86—96.

Жук І. Т. — див. Федоренко А. К.

Захаров В. В. — див. Рогачов В. А.

Ценко А. І. — див. Шевченко О. І.

Калиновська Л. М. — див. Крисанова Н. В.

Калужинів І. В. — див. Вамболь О. О.

Качан О. Я., Уланов С. О. Встановлення закономірностей обробки дисків у псевдозрідженому шарі абразиву. *Космічна наука і технологія*. 2023. 29, № 6. С. 62—67.

Кияк Н. Я. — див. Хоркавців Я. Д.

Клименко Ю. О. — див. Федоренко А. К.

Козак Д. В. — див. Рогачов В. А.

Козак Л. В. — див. Козак П. М.

Козак П. М., Лук'яник І. В., Козак Л. В., Стеля О. Б. Використання геодезичної, геоцентричної та топоцентричних систем координат у метеорній астрономії та суміжних задачах. *Космічна наука і технологія*. 2023. 29, № 5. С. 69—78.

Колесник Ю. Л. — див. Федоров Ю. І.

Колобродов В. Г., Лихоліт М. І., Тягур В. М., Васильковська І. О., Колобродов М. С. Ймовірність розрізнення цілі контрастно обмеженою тепловізійною системою безпілотника. *Космічна наука і технологія*. 2023. 29, № 5. С. 20—32.

Колобродов М. С. — див. Колобродов В. Г.

Колодяжний В. В., Ляшенко М. В., Ємельянов Л. Я., Дзюбанов Д. А. Моделювання просторово-часових варіацій параметрів динамічних та теплових процесів у геокосмосі над Україною у період мінімуму 24-го циклу сонячної активності (2009 та 2019 рр.). *Космічна наука і технологія*. 2023. 29, № 1. С. 15—35.

Кондратьєв А. В. — див. Вамболь О. О.

Кордюм Є. Л. Проекти з космічної біології в Україні: сучасні тенденції. *Космічна наука і технологія*. 2023. 29, № 1. С. 36—51.

Кордюм Є. Л. — див. Хоркавців Я. Д.

Кошкін М. І. — див. Єпішев В. П.

Крисанова Н. В., Дударенко М. В., Пастухов А. О., Сівко Р. В., Калиновська Л. М., Дрюк М. М., Назарова А. Г., Гутич І. І., Шляховий В. В., Позднякова Н. Г. Оцінка потенційної нейроактивності у нервових терміналях го-

ловного мозку компонента планетарного пилу фулерену C₆₀. *Космічна наука і технологія*. 2023. **29**, № 5. С. 60—68.
Кришталь О. Н., Войцеховська А. Д., Черемних О. К., Черемних С. О. Дослідження дисперсійного рівняння для широтних акустико-гравітаційних хвиль. *Космічна наука і технологія*. 2023. **29**, № 4. С. 67—77.

Крючков Є. І. — див. Федоренко А. К.

Кудак В. І. — див. Єпішев В. П.

Кулагін С. М. — див. Юрков Б. В.

Лаврич Ю. М., Бистров М. І., Присяжний В. І., Пясковський Д. В. Реалізація технології подвійного використання засобів контролю космічного простору. *Космічна наука і технологія*. 2023. **29**, № 4. С. 127—140.

Лихоліт М. І. — див. Колобродов В. Г.

Лобанов Л. М., Міленін О. С., Терновий Є. Г., Піскун Н. В., Глушак С. О., Статкевич І. І., Радченко Л. М. Закономірності пороутворення при електронно-променевому зварюванні алюмінієвих сплавів в умовах зниженої гравітації. *Космічна наука і технологія*. 2023. **29**, № 3. С. 57—66.

Лобачевська О. В. — див. Хоркавців Я. Д.

Лозинський В. А. — див. Фис М. М.

Лук'яник І. В. — див. Козак П. М.

Ляшенко М. В. — див. Колодяжний В. В.

Медведєв В. В. — див. Гладкий Е. Г.

Мельник Р. С. — див. Рогаčov В. А.

Міленін О. С. — див. Лобанов Л. М.

Мітіков Ю. О., Білогуров С. О. Науково-технічні аспекти створення першого у світі українського космічного комплексу «Веселка». *Космічна наука і технологія*. 2023. **29**, № 1. С. 74—86.

Москальова Т. В. — див. Рогаčov В. А.

Мотрунич І. І. — див. Єпішев В. П.

Назарова А. Г. — див. Крисанова Н. В.

Найбауер І. Ф. — див. Єпішев В. П.

Неділько О. М. — див. Сафронов О. В.

Палій О. С. — див. Алпатов А. П.

Пастухов А. О. — див. Крисанова Н. В.

Періг В. М. — див. Єпішев В. П.

Перлик В. І. — див. Гладкий Е. Г.

Петренко О. М. — див. Юрков Б. В.

Печериця Л. Л., Сміла Т. Г. Застосування статистичного методу пробних частинок для моделювання розріджених струминних течій у вакуумі. *Космічна наука і технологія*. 2023. **29**, № 4. С. 12—23.

Піскун Н. В. — див. Лобанов Л. М.

Позднякова Н. Г. — див. Крисанова Н. В.

Поліщук О. Ф. — див. Аврамов К. В.

Поштаренко Ю. А. — див. Рогаčov В. А.

Присяжний В. І. — див. Лаврич Ю. М.

Пясковський Д. В. — див. Лаврич Ю. М.

Радченко Л. М. — див. Лобанов Л. М.

Рассамакін Б. М. — див. Рогаčov В. А.

Рогаčov В. А., Козак Д. В., Мельник Р. С., Поштаренко Ю. А., Рассамакін Б. М., Хомініч В. І., Захаров В. В., Москальова Т. В. Тепловакуумні випробування зразків екранно-вакуумної теплової ізоляції. *Космічна наука і технологія*. 2023. **29**, № 6. С. 51—61.

Сафронов О. В., Семон Б. Й., Неділько О. М., Бодрик Ю. Г. Метод оцінки небезпечного діапазону трансзвукових чисел *M* польоту надзвукових літаків та аерокосмічних систем. *Космічна наука і технологія*. 2023. **29**, № 6. С. 42—50.

Семон Б. Й. — див. Сафронов О. В.

Сергієнко О. М. — див. Федоров Ю. І.

Сівко Р. В. — див. Крисанова Н. В.

Сміла Т. Г. — див. Печериця Л. Л.

Согор А. Р. — див. Фис М. М.

Статкевич І. І. — див. Лобанов Л. М.

Стеля О. Б. — див. Козак П. М.

Сусла А. І. — див. Єпішев В. П.

Сюткіна-Дороніна С. В. — див. Алпатов А. П.

Терновий Є. Г. — див. Лобанов Л. М.

Тягур В. М. — див. Колобродов В. Г.

Уланов С. О. — див. Качан О. Я.

Успенський Б. В. — див. Аврамов К. В.

Федоренко А. К., Клименко Ю. О., Черемних О. К., Крючков Є. І., Жук І. Т. Особливі акустико-гравітаційні хвильові моди в ізотермічній атмосфері. *Космічна наука і технологія*. 2023. **29**, № 2. С. 45—53.

Федоров Ю. І., Колесник Ю. Л., Сергієнко О. М., Василенко А. А. Особливості розподілу і детектування космічних променів, гамма-спалахів та інших високоенергетичних джерел. *Космічна наука і технологія*. 2023. **29**, № 6. С. 93—101.

Фис М. М., Бридун А. М., Согор А. Р., Лозинський В. А. Подання гравітаційного поля небесних тіл за допомогою потенціалів плоских еліпсоїдальних дисків. *Космічна наука і технологія*. 2023. **29**, № 2. С. 78—85.

Хомініч В. І. — див. Рогаčov В. А.

Хоркавців Я. Д., Лобачевська О. В., Кияк Н. Я., Кордюм Є. Л. Вплив метилювання ДНК на гравітутливість мовів. *Космічна наука і технологія*. 2023. **29**, № 4. С. 106—118.

Черемних О. К. — див. Кришталь О. Н.

Черемних О. К. — див. Федоренко А. К.

Черемних С. О. — див. Кришталь О. Н.

Чернобривко М. В. — див. Аврамов К. В.

Чорногор Л. Ф. Фізичні ефекти у системі Земля — атмосфера — іоносфера — магнітосфера, викликані потужним вибухом вулкану Тонга 15 січня 2022 р. *Космічна наука і технологія*. 2023. **29**, № 2. С. 54—77.

Чорногор Л. Ф. Варіації повного електронного вмісту в іоносфері, викликані вибухом вулкана Тонга 15 січня 2022 р. *Космічна наука і технологія*. 2023. **29**, № 3. С. 67—87.

Чорногор Л. Ф. Глобальні варіації геомагнітного поля, викликані вибухом вулкану Тонга 15 січня 2022 р. *Космічна наука і технологія*. 2023. **29**, № 4. С. 78—105.

Шевченко О. І., Іценко А. І., Бондаренко М. О. Особливості та переваги дослідження поверхонь матеріалів космічної техніки методом атомно-силової мікроскопії. *Космічна наука і технологія*. 2023. **29**, № 1. С. 65—73.

Шляховий В. В. — див. Крисанова Н. В.

Юрков Б. В., Петренко О. М., Асмоловський С. Ю., Вороновський Д. К., Кулагін С. М. Підвищення точності перерахунку витрат модельного газу (Ar) у витрати ксенону при використанні капілярних дреселів у системах подачі робочої речовини ЕРДУ. *Космічна наука і технологія*. 2023. **29**, № 5. С. 51—59.

Яцків Я. С. З історії космічних досліджень в Україні. 2. Міжнародне співробітництво щодо мирного дослідження й освоєння космосу (1957—1987 рр.). *Космічна наука і технологія*. 2023. **29**, № 2. С. 97—111.

Андрук В. М. — see Shatokhina S. V.

Аyman A. — see Elfiky D.

Aziz S. — see Elfiky D.

Blume Ya. B. — see Yemets A. I.

Bykov V., Osinovyj G., Kozis K. Methods of active and passive electronic protection small ground objects from radiometric millimeter detection systems. *Space Science and Technology*. 2023. **29**, № 5. P. 99—105.

Chornyy S. V. — see Zyelyk Ya. I.

Dobrycheva D. V., Vasylenko M. Yu., Kulyk I. V., Pavlenko Ya. V., Shubina O. S., Luk'yanyk I. V., Korsun P. P. Hunting for exocomet transits in the TESS database using the Random Forest method. *Space Science and Technology*. 2023. **29**, № 6. P. 68—79.

Dreus A. Yu., Dron M. M., Dubovik L. G., Strembovskiy V. V. Assessment of the possibility of using polymers in the bodies of promising launch vehicles based on the heat resistance factor. *Space Science and Technology*. 2023. **29**, № 6. P. 3—12.

Dron M. M. — see Dreus A. Yu.

Dron M. M. — see Golubek A. V.

Dubovik L. G. — see Dreus A. Yu.

Dyachenko N. M. — see Gristchak V. Z.

Elfiky D., Aziz S., Hesham N., Ayman A. Low Cost Dosimeter Module for MVA Lunar Lander Mission. *Space Science and Technology*. 2023. **29**, № 4. P. 119—126.

Elfiky D. — see Mahmoud W. M.

Elnawawy M. S. — see Mahmoud W. M.

Fedoniuk T. P., Skydan O. V. Incorporating geographic information technologies into a framework for biological diversity conservation and preventing biological threats of landscapes. *Space Science and Technology*. 2023. **29**, № 2. P. 10—21. (a) Fedoniuk T. P., Skydan O. V., Melnychuk T. V., Zymarioieva A. A., Pazykh V. M. GIS-Based Landscape Management of the Uzh River Basin: A Strategy to Enhance River Water Quality. *Space Science and Technology*. 2023. **29**, № 4. P. 43—66. (b)

Fedorov O. P. — see Zyelyk Ya. I.

Fink W. — see Nuncio Zuniga A.

Goldshtein Yu. M. Orbital structure optimization technique of the low-orbit complex of on-orbit service. *Space Science and Technology*. 2023. **29**, № 4. P. 3—11.

Golubek A. V., Dron M. M., Petrenko O. M. Estimation of the possibility of using electric propulsion systems for large-sized orbital debris post-mission disposal. *Space Science and Technology*. 2023. **29**, № 3. P. 34—46.

Gristchak V. Z., Hryshchak D. V., Dyachenko N. M., Sanin A. F., Sukhyy K. M. Bifurcation state and rational design of three-layer reinforced compound cone-cylinder shell structure under combined loading. *Space Science and Technology*. 2023. **29**, № 6. P. 26—41.

Gubarev V. F. — see Salnikov N. N.

Hesham N. — see Elfiky D.

Hryshchak D. V. — see Gristchak V. Z.

Kalynychenko D., Manko T., Pavlenko V., Pavlenko T. Technical and economic substantiation of the air launch aerospace system parameters. *Space Science and Technology*. 2023. **29**, № 2. P. 3—9.

Khoroshylov S. V. — see Pylypenko O. V.

Kolos L. M. — see Zyelyk Ya. I.

Kompaniiets O. V. Multiwavelength properties of the lowredshift isolated galaxies with active nuclei modelled with CI-GALE. *Space Science and Technology*. 2023. **29**, № 5. P. 88—98.

Korsun P. P. — see Dobrycheva D. V.

Kozhukhov O. M., Medina M. S. NOAP — script package for planning and analysis of NEO observations. *Space Science and Technology*. 2023. **29**, № 6. P. 80—92.

Kozis K. — see Bykov V.

Kozis K. V. — see Mezentsev O. V.

Kravets O. A. — see Yemets A. I.

Kulyk I. V. — see Dobrycheva D. V.

Luk'yanyk I. V. — see Dobrycheva D. V.

Mahmoud W. M., Elfiky D., Robaa S. M., Elnawawy M. S., Yousef S. M. Atomic Oxygen in Low Earth Orbits, a retro-

- spective review study. *Space Science and Technology*. 2023. **29**, № 2. P. 32—44.
- Maksymyuk L. V.* — see Salnikov N. N.
- Manko T.* — see Kalynychenko D.
- Medina M. S.* — see Kozhukhov O. M.
- Melnychuk S. V.* — see Salnikov N. N.
- Melnychuk T. V.* — see Fedoniuk T. P.(b)
- Mezentsev O. V., Mironyuk S. V., Osinovyj G. G., Kozis K. V.* Structures of adaptive signal processing systems for radar sensors of external information for correlation-extreme aircraft navigation systems. *Space Science and Technology*. 2023. **29**, № 6. P. 102—106.
- Mironyuk S. V.* — see Mezentsev O. V.
- Mullo-Abdolov A. Sh.* — see Shatokhina S. V.
- Nikolayev D. O.* — see Pylypenko O. V.
- Nuncio Zuniga A., Fink W.* Suitability of silicone for softrobotic exploration of terrestrial and extraterrestrial ocean worlds. *Space Science and Technology*. 2023. **29**, № 3. P. 47—56.
- Osinovyj G.* — see Bykov V.
- Osinovyj G. G.* — see Mezentsev O. V.
- Pavlenko T.* — see Kalynychenko D.
- Pavlenko V.* — see Kalynychenko D.
- Pavlenko Ya. V.* — see *Dobrycheva D. V.*
- Pazych V. M.* — see Fedoniuk T. P.(b)
- Petrenko O. M.* — see Golubek A. V.
- Pidgorodetska L. V.* — see Zyelyk Ya. I.
- Plokhovska S. H.* — see Yemets A. I.
- Pylypenko O. V., Khoroshylov S. V., Nikolayev D. O.* Development of vibration protection systems of spacecraft — state of the art and perspectives. *Space Science and Technology*. 2023. **29**, № 5. P. 3—19.
- Pyvovar P. V., Topolnytskyi P. P., Skydan O. V., Yanchevskii S. L.* GIS-based land-use/land cover change analysis: A case study of Zhytomyr oblast, Ukraine. *Space Science and Technology*. 2023. **29**, № 4. P. 24—42.
- Relke H.* — see Shatokhina S. V.
- Robaa S. M.* — see Mahmoud W. M.
- Salnikov N. N., Melnychuk S. V., Gubarev V. F., Maksymyuk L. V., Shevchenko V. M.* Relative motion parameters estimation of a non-cooperative spacecraft from visual information. *Space Science and Technology*. 2023. **29**, № 3. P. 16—33.
- Sanin A. F.* — see Gristchak V. Z.
- Shadrina R. Yu.* — see Yemets A. I.
- Shatokhina S. V., Relke H., Yizhakevych O. M., Andruk V. M., Mullo-Abdolov A. Sh.* Asteroid positions based on the Dushanbe part of the FON project observations. *Space Science and Technology*. 2023. **29**, № 5. P. 79—87.
- Shevchenko V. M.* — see Salnikov N. N.
- Shubina O. S.* — see *Dobrycheva D. V.*
- Skydan O. V.* — see Fedoniuk T. P. (a)
- Skydan O. V.* — see Fedoniuk T. P. (b)
- Skydan O. V.* — see Pyvovar P. V.
- Strembovskiy V. V.* — see Dreus A. Yu.
- Sukhyy K. M.* — see Gristchak V. Z.
- Topolnytskyi P. P.* — see Pyvovar P. V.
- Vasylenko M. Yu.* — see *Dobrycheva D. V.*
- Yanchevskii S. L.* — see Pyvovar P. V.
- Yemets A. I., Plokhovska S. H., Shadrina R. Yu., Kravets O. A., Blume Ya. B.* Elucidation of cellular mechanisms of autophagy involvement in plant adaptation to microgravity conditions. *Space Science and Technology*. 2023. **29**, № 2. P. 22—31.
- Yizhakevych O. M.* — see Shatokhina S. V.
- Yousef S. M.* — see Mahmoud W. M.
- Zyelyk Ya. I., Chornyy S. V., Fedorov O. P., Pidgorodetska L. V., Kolos L. M.* Spatial resolution enhancement of the land surface thermal field imagery based on multiple regression models on multispectral data from various space systems. *Space Science and Technology*. 2023. **29**, № 1. P. 3—14.
- Zymarioieva A. A.* — see Fedoniuk T. P. (b)

ХРОНІКА

- Нотатки на сторінках книги Е. І. Кузнєцова «Тридцять років на орбіті». *Космічна наука і технологія*. 2023. **29**, № 1. С. 87—95.
- До 60-річчя М. О. Мітрахова. *Космічна наука і технологія*. 2023. **29**, № 5. С. 106.