

НАЦІОНАЛЬНЕ
КОСМІЧНЕ АГЕНТСТВО
УКРАЇНИ

НАЦІОНАЛЬНА
АКАДЕМІЯ НАУК
УКРАЇНИ

КОСМІЧНА НАУКА І ТЕХНОЛОГІЯ

ІСТОРІЯ - АКТУАЛЬНІСТЬ

ДОСЛІДЖЕННЯ

а ЄАРБАЮЩІСТЬ 1995 р. лінія 6 Академії наук України

КИЇВ

АРБОВА 5, № 1, 1999

KYIV

ЗМІСТ

Кручиненко В. Г., Волощук Ю. І., Кащев Б. Л., Казанцев А. М., Лупішко Д. Ф., Яцків Я. С. Метеорно-астероїдна небезпека та доплив космічної речовини на Землю

Верхоглядова О. П., Панченко М. Г. Порівняння емпіричних моделей магнітного поля у внутрішній магнітосфері Землі

Федоровський А. Д., Суханов К. Ю., Якимчук В. Г. К вопросу оценки космических снимков для дешифрования природных ландшафтов

Фроленко В. М. Цифрове синтезування зональних аерокосмічних зображень, яке забезпечує заданий колір об'єктів

Черногор Л. Ф. Енергетика процесів на Землі, в атмосфері і околосземном космосе в світі проекта «Попередження»

Юхимук А. К., Юхимук В. А., Фалько О. Г., Сиренка Е. К. Рассеяние обычновенной электромагнитной волны на кинетических альвеновских волнах

CONTENTS

- 3 Kruchynenko V. G., Voloshchuk Yu. I., Kashcheev B. L., Kazantsev A. M., Lupishko D. F., Yatskiv Ya. S. Hazards due to meteors and asteroids and influx of cosmic matter on the Earth
- 18 Verkhoglyadova O. P., Panchenko M. G. Comparison of empirical models of the Earth's inner magnetosphere
- 24 Fedorovskyi A. D., Sukhanov K. Yu., Yakimchuk V. G. Selection and assessment of space images for the interpretation of landscapes structures
- 32 Frolenko V. N. The digital synthesizing of the zonal aerospace images, which provides the given colour of objects
- 38 Chernogor L. F. Energetics of the processes occurring on the Earth, in the atmosphere and near-Earth space in connection with the project "Early Warning"
- 48 Yukhimuk A. K., Yukhimuk V. A., Fal'ko O. G., Sirenko E. K. Scattering of ordinary electromagnetic wave on the kinetic Alfvén wave

- Стасев Ю. В., Барсов В. И., Сорока Л. С.* Метод синхронизации сигналов, использующих модуляцию с минимальным сдвигом в системах космической связи и управления
- Жалило А. А., Флерко С. Н., Яковченко А. И.* Мониторинг геометрической конфигурации многобазисной сети широкозонной дифференциальной подсистемы спутниковых радионавигационных систем GPS и ГЛОНАСС
- Гридин Ю. В., Харченко В. С.* Обработка измерительной информации в бортовых отказоустойчивых телеметрических системах с категорированием заявок
- Негода А. А.* О постановке задачи формирования структуры ракетно-космической отрасли промышленности Украины
- Тимошенко В. И., Белоцерковец И. С.* Численное моделирование струйных течений для объектов ракетно-космической техники
- Пилипенко В. В., Довготько Н. И., Долгополов С. И., Николаев А. Д., Серенко В. А., Хоряк Н. В.* Теоретическое определение амплитуд продольных колебаний жидкостных ракет-носителей
- Тимошенко В. И., Гусынин В. П.* Использование гиперзвуковых технологий при создании перспективных транспортных космических систем
- Панов А. П., Гусынин В. П., Сердюк И. И., Карпов А. С.* Условия безопасности разделения ступеней авиационно-космических систем
- Корепанов В. Е., Михайлова Е. Д., Ноздрачов М. М.* Температурный режим на борту КА «Интербол-1»
- 52** *Stasev Yu. V., Barsov V. I., Soroka Z. S.* Method for synchronizing the signals modulated with the minimum shift in space communication and control systems
- 59** *Zhalilo A. A., Flerko S. N., Yakovchenko A. I.* Monitoring of the geometric configuration of the multibase wide-area differential subsystem network of the GPS/GLONASS space navigation systems
- 69** *Gridin Yu. V., Kharchenko V. S.* Analysis of measurement information in fault-tolerant board telemetering systems with request categorization
- 74** *Negoda O. O.* On the statement of the problem of forming the structure of the rocket-space branch of industry of Ukraine
- 78** *Timoshenko V. I., Belotserkovets I. S.* Numerical simulation of jet streams in objects of space rocket engineering
- 90** *Pilipenko V. V., Dovgof'ko N. I., Dolgopolov S. I., Nikolaev A. D., Serenko V. A., Khoryak N. V.* Theoretical evaluation of the amplitudes of POGO vibrations in liquid propellant launch vehicles
- 97** *Timoshenko V. I., Gusynin V. P.* Use of hypersonic technologies in creating promising transport space systems
- 108** *Panov A. P., Gusynin V. P., Serdyuk I. I., Karpov A. S.* Safety conditions for the separation of aerospace system stages
- 112** *Korepanov V. Ye., Mykhailova Ye. D., Nozdrachov M. M.* Temperature condition aboard the Interbol-1 spacecraft

НАШІ АВТОРИ

117 OUR AUTHORS

УДК 523.4+523.51+521.1+523.442

Метеорно-астероїдна та доплив космічної речовини на Землю небезпека

В. Г. Кручиненко¹, Ю. І. Волощук², Б. Л. Кащеєв²,
А. М. Казанцев¹, Д. Ф. Лупішко³, Я. С. Яцків⁴

¹ Астрономічна обсерваторія Київського університету ім. Тараса Шевченка

² Технічний університет радіоелектроніки, Харків

³ Астрономічна обсерваторія Харківського державного університету

⁴ Головна астрономічна обсерваторія НАН України, Київ

Надійшла до редакції 29.12.98

На основі сучасних результатів дослідження малих тіл Сонячної системи розглянута проблема метеорно-астероїдної небезпеки. З використанням даних одного з найбільших банків метеорних даних та результатів розрахунків еволюції орбіт астероїдів сформульовані нові підходи до пошуку космічних тіл, що становлять небезпеку для нашої планети. Розглянуто питання руйнування метеороїдів різних мас в атмосфері і на поверхні Землі та запропоновано критерій поділу метеоритів на ударні та вибухові. Проведено аналіз даних про доплив космічних тіл на Землю в широкому спектрі мас. Наведені результати розрахунків ймовірностей зіткнень космічних апаратів з метеороїдними частинками.

*I велика зоря спала з неба,
палаючи, як смолоскип...
(Біблійне пророцтво
з Откровення св. Івана Богослова)*

Загальновідомо, що в Сонячній системі крім Сонця, дев'яти планет та їх супутників є так звані малі тіла. До них належать малі планети або астероїди, комети, метеорна речовина і міжпланетний пил. Із метеорної речовини складаються метеорні рой, частинки яких мають приблизно однакові орбіти і спільне походження, — значна їх частина є продуктами дезінтеграції комет. Інші частинки міжпланетної метеорної речовини, кожна з яких має свою орбіту, називають спорадичними. Комплекс малих космічних тіл різних розмірів — найбільш динамічна складова Сонячної системи. Ця складова неперервно поповнюється новими тілами і приблизно стільки ж їх втрачає. Основними джерелами

появи метеорних тіл та міжпланетного пилу є дезінтерація ядер комет при наближенні їх до Сонця та руйнування астероїдів при зіткненнях між собою та з іншими тілами. Частинки мікронних розмірів «вимітаються» сонячним вітром та сонячною радіацією в міжзоряний простір, а більші, для яких гравітація Сонця переважає над тиском світла, згідно з ефектом Пойнтінга—Робертсона [40], гальмуються в полі сонячної радіації і наближаються до Сонця. В області *F*-корони Сонця вони нагріваються, сублімують і досягають (на відстані 2-3 радіусів Сонця) критичного (мікронного) розміру і також виштовхуються за межі Сонячної системи.

При зіткненні з атмосферами планет тіла різних розмірів і мас породжують явища метеорів і болідів. (Болід — це метеор, блиск якого при спостереженні з Землі перевищує блиск Венери). Не породжують метеорів лише ті частинки, які загальмовуються в

атмосфері планети раніше, ніж їхня поверхня досягає необхідної для інтенсивного випаровування температури. Ці частинки, які у вигляді аерозолів осідають на поверхню Землі, отримали назву мікрометеоритів Уїппла [42]. В земній атмосфері в залежності від швидкості входу (11—72 км/с) вони мають маси 10^{-5} — 10^{-13} г відповідно. Різні швидкості, з якими космічні тіла (метеорні, астероїдні, кометні) входять в різні атмосфери планет, створюють широкий спектр характеристик породжуваних явищ. Мінімальна швидкість входження тіла в атмосферу — це параболічна (друга космічна) швидкість $V_{\text{п}}$ для даної планети. Максимальну можна визначити (якщо тіло належить Сонячній системі) за формулою

$$V_{\max} = [V_{\text{п}}^2 + (1 + \sqrt{2})^2 V_{\text{ОРБ}}^2]^{1/2},$$

де $V_{\text{ОРБ}}$ — середня швидкість планети на орбіті. З наведеної залежності випливає, що кожна планета має свій «коридор» швидкостей, з якими космічні тіла входять в її атмосферу. Для планет-гігантов Юпітера і Сатурна, наприклад, ці коридори значно вужчі (59.4—67.3 і 35.5—42.2 км/с), ніж для Землі, Марса і Венери (11.2—72.8, 5.0—58.6, 10.3—85.4 км/с відповідно).

В земну атмосферу щодоби влітає понад 20 млн метеорних часток, маси яких не менші 0.01 г. Диференційний розподіл тіл за масами в Сонячній системі (в широкому діапазоні мас від 10^{-15} до 10^{22} г) можна наблизено представити степеневою залежністю: $f(M) \propto M^{-s}$. Параметр розподілу s для невеликих інтервалів мас становить 1.5—2.5. Якщо $s = 2.0$, то сумарна маса тіл в рівних логарифмічних ділянках мас одна і та ж.

АСТЕРОЇДНА НЕБЕЗПЕКА. СУТЬ ПРОБЛЕМИ ТА СТАН ЇЇ ВИВЧЕННЯ

В наш час поряд з іншими проблемами виживання людства серйозно заявила про себе проблема метеорно-астероїдно-кометної небезпеки. Накопичення та осмислення нових спостережних даних та теоретичних оцінок про малі тіла Сонячної системи, виявлення слідів значної кількості космічних катастроф на поверхнях планет, супутників планет та астероїдів, астроблеми (зоряні рани) на земній поверхні, нові дані про катастрофічні зіткнення тіл в Сонячній системі зробили суттєвий поступ у сприйнятті науковими колами та суспільством тієї реальної небезпеки, яку являють собою зіткнення великих космічних тіл з Землею. Стало зрозумілим, що падіння великих тіл на Землю відігравали значну роль у розвитку життя на Землі у минулого

му і можуть мати вирішальний вплив у майбутньому. Найважливіша роль у цьому процесі належить популяції астероїдів, що можуть наблизятися до Землі (АНЗ).

Проблемою астероїдної небезпеки зараз займаються окремі групи фахівців в різних країнах. Починаючи з 1981 р. на дану тему відбулося більше десяти міжнародних нарад та симпозіумів; згідно з директивою Конгресу США (1994 р.) питаннями астероїдної небезпеки займається НАСА спільно з Міністерством оборони США; проблема обговорювалась в Комітеті з науки та технології Ради Європи (1995 р.); Парламентська асамблея Ради Європи одностайно схвалила Резолюцію 1080 «Про виявлення астероїдів та комет, потенційно небезпечних для людства» (1996 р.) та ін.

До нинішнього часу (на 1.07.1998) виявлено 529 астероїдів з перигелійною відстанню $q \leq 1.3$ астрономічної одиниці (а. о.), які належать до груп Атона (30 астероїдів), Аполлона (254) і Амура (245). Це так звані AAA-астероїди, фізичні властивості яких майже не відрізняються від характеристик астероїдів відповідних розмірів головного поясу [27]. Вони мають в основному такий же мінералогічний склад, такі ж оптичні властивості поверхонь, форму та періоди обертання. Основні відмінності — це типи орбіт і відносно малі розміри. Найбільший з них — астероїд 1036 Ганімед, що має діаметр біля 40 км і належить до групи Амура. Серед астероїдів, що можуть наблизятися до Сонця близче, ніж Земля (групи Атона і Аполлона, $q < 1.017$ а. о.), найбільшим є 1866 Сизиф, діаметр якого дорівнює 8 км.

За останні роки зусилля фахівців все більше направляються на дослідження саме АНЗ. З точки зору фундаментальної науки такі питання, як походження АНЗ, механізми їхнього переходу на біляземні орбіти, час життя, зв'язок з іншими малими тілами Сонячної системи та ін. здаються дуже важливими для вирішення основної проблеми — проблеми походження та еволюції Сонячної системи.

З іншого боку, вивчення цих об'єктів набуває також дуже важливого прикладного значення. АНЗ все частіше розглядаються як потенційні джерела металів та іншої мінеральної сировини (Fe, Ni, Mg, Al, Si, H₂O, N, C, O та ін.) в біляземному космічному просторі. Значна частина АНЗ містить леткі речовини (водень, азот, вуглець) у 100 разіввищих концентраціях, ніж місячна речовина. Як показують дані радарних спостережень [36], серед АНЗ є чисто металеві об'єкти. Непрямим підтвердженням цього є, наприклад, Сіхоте-Алінський метеорит (94 % Fe і 6 % Ni), що впав в Усу-

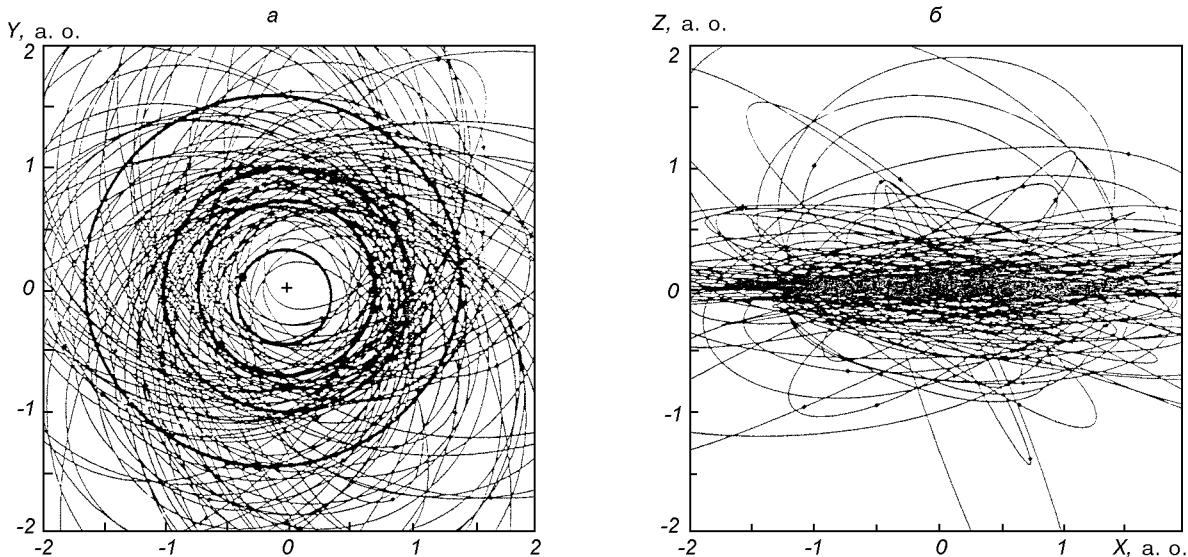


Рис. 1. Проекції 115 орбіт АНЗ на площину екліптики (a) та на площину, перпендикулярну до неї (b). Жирними лініями на рис. 1, a показані орбіти Меркурія, Венери, Землі та Марса, хрестик — положення Сонця

рійській тайзі у 1947 р. Загальна маса його за оцінками фахівців склала біля 100 т (зібрано майже 30 т). Речовина поверхонь АНЗ може бути використана також для термоядерної енергетики (добування термоядерного пального гелію-3). В цьому плані приблизно п'ята частина АНЗ є вигіднішими, ніж Місяць. Існують проекти використання корисних копалин АНЗ, і можливо, такі роботи розпочнуться уже на початку ХХІ століття.

І нарешті, різке зростання в останній час інтересу до вивчення АНЗ пов'язане з проблемою астероїдної небезпеки. Згідно з наявними даними існує біля 2100 АНЗ з діаметрами D більше 1 км і біля 320 тисяч з діаметрами більше 100 м. Зіткнення з Землею кожного з них — це реальна небезпека для людства, глобальна чи регіональна. На рис. 1 показані орбіти лише 115 АНЗ з перигелійними відстанями $q < 1.0$ а. о. разом з орбітами Меркурія, Венери, Землі та Марса. До нинішнього часу виявлені всі об'єкти з $D \geq 12$ км серед низькоалбідних астероїдів (С-тип) і з $D \geq 6$ км серед середньоалбідних АНЗ (S, M-типи). В той же час, нам відомі орбіти лише близько 7 % АНЗ з $D \geq 1$ км і всього 0.1—0.2 % орбіт АНЗ з $D \geq 100$ м.

Імовірність зіткнення астероїда з Землею дуже мала, але внаслідок великого числа цих об'єктів частота зіткнень досягає відчутної величини. Вона складає приблизно одне зіткнення за мільйон років для астероїдів діаметром 1—2 км і одне за сто років

для астероїдів діаметром 30 м. Можна отримати аналогічні оцінки і для комет. Але підрахунки показують, що потік коротко- і довгоперіодичних комет (разом) складає не більше 10 % від АНЗ [14].

ДЕЯКІ ОСОБЛИВОСТІ РУЙНУВАННЯ КОСМІЧНИХ ТІЛ РІЗНИХ РОЗМІРІВ (МАС) В АТМОСФЕРІ ЗЕМЛІ

Інтенсивність руйнування метеороїда значною мірою залежить від швидкості входження в атмосферу та від його структури і густини. Розглянемо випадок середньої (біля 30 км/с) початкової швидкості. На підставі даних спостережень та фізичної теорії руйнування тіл в атмосфері Землі [2, 5, 9, 17] можна зробити такі висновки.

Метеорні частинки, що мають маси не більше 1 г, взаємодіють з атмосфорою у вільно-молекулярному режимі і повністю руйнуються на висотах від 110 до 80 км над поверхнею Землі, породжуючи явища слабких та яскравих метеорів, які реєструють в значній кількості оптичними та радіолокаційними засобами спостережень. Більш масивні метеороїди (десятки та сотні грамів) породжують явища болідів і досягають висот 40—50 км. Рух тіла в атмосфері, маса якого перевищує 1 кг, відбувається в режимі суцільного середовища. Його супроводжує ударна хвиля. Деяка частина таких тіл досягає малих висот над земною поверхнею

(5—15 км), де в околі висоти максимального гальмування H_* відбувається тепловий вибух і спалах блиску. На відрізку висот 1 км в околі H_* тіло втрачає на гальмування стільки енергії, що її достатньо для випаровування всієї маси.

Визначимо заатмосферні радіуси R_0 тіл, висоти максимального гальмування яких знаходяться на поверхні Землі. Для цього скористаємося даними робіт [9, 10]:

$$R_0 = 1.24 \Gamma A_0 H^* \exp\{\sigma(1 - \mu)V_0^2/2 - \text{th}[0.175\sigma(1 - \mu)V_0^2]\} \times \\ \times \{1 - \text{th}[0.175\sigma(1 - \mu)V_0^2]\} \rho(H_*) / \delta \cos Z_R, \quad (1)$$

де $\Gamma = 0.5$ — коефіцієнт гальмування; $A_0 = 1.65$, $\mu = 0.4$ — коефіцієнт форми та параметр форми тіла; $H^* = 7.5 \cdot 10^5$ см — висота однорідної атмосфери (шкала висот); $\sigma = \Lambda/2\Gamma Q = 1.25 \cdot 10^{-12}$ см²/с² — коефіцієнт аблляції, $\Lambda = 0.025$ — коефіцієнт енергопередачі, $Q = 2 \cdot 10^6$ Дж/кг — питома енергія руйнування; V_0 — початкова швидкість (швидкість входження в атмосферу); $\rho(H_*)$ — густини атмосфери на висоті максимального гальмування; δ — густина тіла; $Z_R = 48^\circ$ — зенітна відстань радіанта. Замість величини $\rho(H_*)$ підставляємо значення густини атмосфери на нульовій висоті. В такій формі залежність (1) ми розглядаємо як критерій для визначення мінімального розміру вибухових метеоритів. Наводимо також середні значення параметрів, які використані при проведенні обчислень. Результати обчислень за формулою (1) показані в табл. 1. Величини R_0 для кометних тіл з густиною 1 г/см³ наведені в дужках, тому що руйнування таких тіл потребує додаткових досліджень.

Для тіл, що мають розміри, дещо менші R_0 , характерним сценарієм є практично повна (в залежності від густини тіла та його структури) фраг-

Таблиця 1. Значення заатмосферного радіуса R_0 тіла, що досягає поверхні Землі, в залежності від швидкості його входу в атмосферу та від густини тіла

V_0 , км/с	δ , г/см ³	R_0 , м
10	1.0	(18)
	3.0	6.1
	7.8	2.4
30	1.0	(36.5)
	3.0	12.2
	7.8	4.7
60	1.0	(700)
	3.0	230
	7.8	90

ментація в околі висоти H_* , тепловий вибух, спричинений короткочасним випаровуванням великої кількості дрібних фрагментів, і, як наслідок, утворення вибухової хвилі та світлового спалаху (приблизно рівного блиску Сонця), а також, якщо це тіло кам'яне або залізне (не кометної природи), — падіння уламків на поверхню Землі.

Для перевірки залежності (1) ми визначили висоти максимального гальмування двох відомих феноменів: Тунгуського та Сіхоте-Алінського. Для Тунгуського кометного тіла прийняли такі дані: $R_0 = 30$ м, $\delta = 1$ г/см³, ($M_0 = 10^{11}$ г), $Z_R = 82^\circ$, $V_0 = 45$ км/с. Значення інших параметрів ті ж, що використовувалися при обрахуванні табл. 1. Виявилося, що швидкість на висоті максимального гальмування $V_* = 16.3$ км/с, висота $H_* = 10—12$ км. Для Сіхоте-Алінського залізного метеорида використали дані: $M_0 = 100$ т, $\delta = 7.8$ г/см³, ($R_0 \approx 145$ см), $Z_R = 45^\circ$, $V_0 = 15$ км/с. Результат обчислень: $V_* = 6.2$ км/с, $H_* = 9.2$ км. Отримані значення висот максимального гальмування в обох випадках близькі до відомих оцінок висот вибуху цих космічних тіл. Тому вважатимемо, що формула (1) може бути використана для подібних розрахунків.

На Землю випадають метеорити, тобто залишки тіл від їх руйнування в атмосфері, які при вході в атмосферу, як правило, мали швидкості, що не перевищували 20—22 км/с. Для більших початкових швидкостей імовірність падіння метеорита експоненціально зменшується — це випливає з табл. 1 та з розподілу тіл по масі. Такі тіла, згідно з нашою класифікацією, мають початкові розміри, не більші R_0 . Кожний рік на Землюпадає біля 500 метеоритів від 1 кг і більше, а знаходять тільки 10—20 метеоритів. Колекції нараховують близько 700 метеоритів, падіння яких спостерігали, і близько 900 метеоритів, падіння яких не спостерігалося. Кам'яні метеорити складають близько 92 %, залізні — 6 %, залізо-кам'яні — 2 %. Серед кам'яних метеоритів є вуглисті хондрити, які представляють значний інтерес для космогонії Сонячної системи, оскільки мають ряд особливостей: вони збагачені вуглецем, який входить в органічні сполуки, мають зв'язану воду, сірку та ряд інших мінералів. Є аргументи на користь того, що вуглисті хондрити за своїм складом найбільш близькі до первинної речовини Сонячної системи і, можливо, є її залишками.

При падінні на поверхню планети метеорити можуть утворювати ударні або вибухові кратери. Якщо швидкість падіння менша 4—5 км/с, то утворений кратер буде ударним, невеликого роз-

міру і основна маса метеорита (монолітного чи зруйнованого) залишиться у поверхневому шарі. Очевидно, що такими ударними метеоритами можуть бути лише ті, початкові розміри яких не перевищують R_0 . Серед відомих великих метеоритів до цієї категорії можна віднести залізний метеорит Гоба (вагою 60 т), знайдений у 1920 р. в Південно-Західній Африці. Якщо метеорит при падінні має швидкість 5 км/с і більше, то запасу його кінетичної енергії достатньо для зруйнування структури твердого тіла і утворення зі значної кількості речовини самого метеорита та ґрунту дуже стиснутого високотемпературного газу. Об'єм речовини, що перетворюється в газ, в десятки та сотні разів більший від розмірів метеорита. Утворена таким чином вибухова хвиля призводить до значних руйнувань, великомасштабних збурень атмосфери та її значного забруднення. До вибухових ми відносимо відомий Арізонський кратер (Північна Америка, час падіння за різними оцінками від 5 до 50 тис. років тому; кратер діаметром 1,2 км і глибиною 175 м; знайдено тисячі дрібних фрагментів). Він утворений залізною брилою, що мала, як випливає із наших подальших розрахунків, розмір не менше 100 м і швидкість при падінні не менше 11 км/с.

На тіла, що мають розміри більші від граничних R_0 (не кометної природи), вплив атмосфери Землі мінімальний, тому вони досягають поверхні нашої планети практично без втрати швидкості та маси і без фрагментації. Такі тіла утворюють вибухові кратери. Основна енергія виділяється при ударі об тверду або рідку поверхню. Діаметр кратера перевищус розмір тіла в десятки раз, а площа зони ураження S_y (в гектарах) може бути оцінена за формулою [22]: $S_y = 10^5 \cdot E^{2/3}$, де E — кінетична енергія в Мт (1 Мт ТНТ = $4.2 \cdot 10^{15}$ Дж). При падінні, наприклад, 250-м тіла ($E = 10^3$ Мт), що трапляється приблизно один раз за двадцять тисяч років, $S_y = 10$ млн га.

МОЖЛИВІ НАСЛІДКИ. СТУПІНЬ РИЗИКУ

Мінімальний розмір астероїда, зіткнення з яким при швидкості 20 км/с може викликати на Землі глобальні катастрофічні зміни клімату, фауни і флори, становить 1—2 км. Таке зіткнення приведе до вибуху, тротиловий еквівалент якого становить $7 \cdot 10^5$ Мт (35 млн «Хіросім»). Викид речовини з кратера приблизно в 1000 разів перевищить об'єм тіла, що може викликати ефект «ядерної зими»: підняті в атмосферу пил і сажа поглинуть сонячне випромінювання, в результаті чого різко зменшиться

температура на поверхні Землі, відбудеться глобальні зміни в екології, що може привести до загибелі значної частини населення Землі протягом декількох місяців або років. Глобальна катастрофа особливо страшна, тому що жодна нація або уряд не будуть в змозі надати допомогу іншим країнам, оскільки лихоманка охопить всю планету. Людська цивілізація в тому вигляді, якого вона досягла за декілька тисяч років свого розвитку, може припинити своє існування.

Нижче наведені оцінки ступеня ризику для середнього громадянина загинути протягом життя від різноманітних причин [22].

Причина смерті	Ступінь ризику
Автокатастрофа	1/100
Вбивство	1/300
Пожежа	1/800
Ураження електроствором	1/5000
Авіакатастрофа	1/20 000
Зіткнення з астероїдом або кометою	1/25 000
Повінь	1/30 000
Торнадо	1/60 000
Отруйний укус	1/100 000
Ботулізм	1/300 000

Параadoxальний на перший погляд результат — ступінь ризику загинути в космічній катастрофі виявився приблизно таким же, як і у випадку авіаційної катастрофи або повені. Однак тут все більш-менш правильно, оскільки ступінь ризику — це добуток імовірності події на кількість втрат (при зіткненні з астероїдом можуть бути не десятки або сотні жертв, а мільйони).

ПАДІННЯ КОСМІЧНИХ ТІЛ НА ЗЕМЛЮ В МИНОУЛОМУ

На поверхні Землі збереглося не менше 130 кратерів вибухового походження діаметром до 200 км різноманітного вигляду і віку, у тому числі і дуже давніх, виявлених з космосу (рис. 2). Можна зробити висновок, що це далеко не повні дані про кількість великих кратерів на Землі, а лише деяка нижня оцінка.

Останні роки все більше підтверджень знаходить точка зору, що раптове зникнення гігантських динозаврів і деяких інших викопних тварин викликає зіткненням Землі з величезним астероїдом приблизно 65 млн років тому. Ця подія збігається зі зміною двох геологічних епох в історії нашої планети: мезозою і кайнозою. Переход між цими двома епохами позначений масовим вимиранням великих ящерів, динозаврів, що поступилися своїм місцем

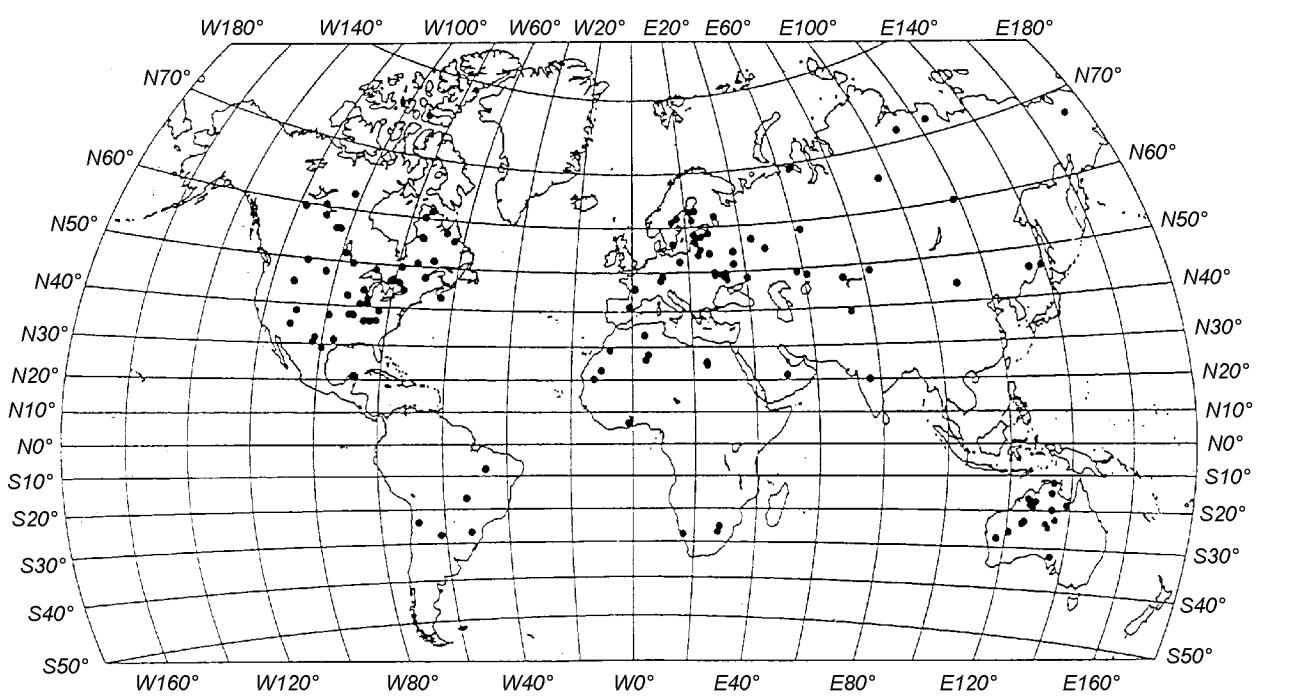


Рис. 2. Великі кратери — астроблеми (діаметром до 200 км) вибухового походження на поверхні Землі

ссавцям та птахам. Вміст іридію в геологічному шарі Землі цього періоду в сотні разів перевищує концентрацію в інших шарах. Як відомо, іридій наявний у відносно великій кількості в метеоритах, які є фрагментами астероїдів. Тому не виключено, що аномальна концентрація іридію та загибель динозаврів мають одну і ту ж причину — падіння на Землю великого астероїда. Оцінки показали, що його діаметр повинен бути 5—10 км. При падінні такого тіла повинен утворитися кратер діаметром 150—200 км. Відмітимо, що такий кратер, діаметром 180 км і віком 64.98 ± 0.04 млн. років, знайдений поблизу узбережжя півострова Юкатан (Мексика).

Інша глобальна космічна катастрофа, що стала причиною вимирання так званої «мамонтової» фауни, відбулася приблизно 10 тис. років тому. Вчені припускають, що після цієї катастрофи людство відродилося, мабуть, вже в новій формі, у вигляді різкого спалаху цивілізацій. Таким чином, вже зараз стає ясно, що глобальні вибухові катастрофи були важливим чинником в процесі розвитку життя на Землі.

Безліч вибухових кратерів на знімках Місяця, Меркурія, Марса, на поверхнях супутників планет-гіантів, що не мають атмосфер, і навіть на невеликих астероїдах — це теж свідоцтва космічних катастроф в нашій планетній системі. 23 березня

1989 р. невідомий раніше астероїд 1989 FC (4581 Asclepius) перетнув орбіту Землі в точці, де вона знаходилася 6 годин тому, пройшовши від Землі на відстані всього 700 тис. км. Цей астероїд розміром в декілька сотень метрів був виявлений вже після проходження ним небезпечноного зближення з Землею. Якщо б він зіткнувся з Землею, то утворився б кратер діаметром біля 16 км і глибиною 1.5 км, а в радіусі 160 км від нього все було б зруйноване вибуховою хвилею. Падіння такого астероїда в океан викликало б грандіозне цунамі висотою в сотні метрів. Трохи раніше, 10 серпня 1972 р., об'єкт діаметром понад 25 м пройшов через атмосферу Землі над Канадою і спостерігався на небі як величезна вогняна куля. Незначне збурення орбіти могло б викликати його падіння на Землю і катастрофу місцевого масштабу. Зовсім нещодавно, 1 жовтня 1990 р., відбулося падіння метеороїда діаметром біля 20 м в західній частині Тихого океану. Вибух на висоті 30 км потужністю приблизно 10 Кт супроводжувався дуже яскравим спалахом (-23^m), що був зафікований двома геостаціонарними ШСЗ [39]. Згідно з розsecреченими американськими даними, вибухи в атмосфері Землі такої потужності відбуваються щорічно. 8—9 грудня 1992 р. великий астероїд 4179 Тоутатіс розміром біля 3 км пройшов від Землі на відстані, що дорівнює приблизно восьми відстаням до Місяця. I

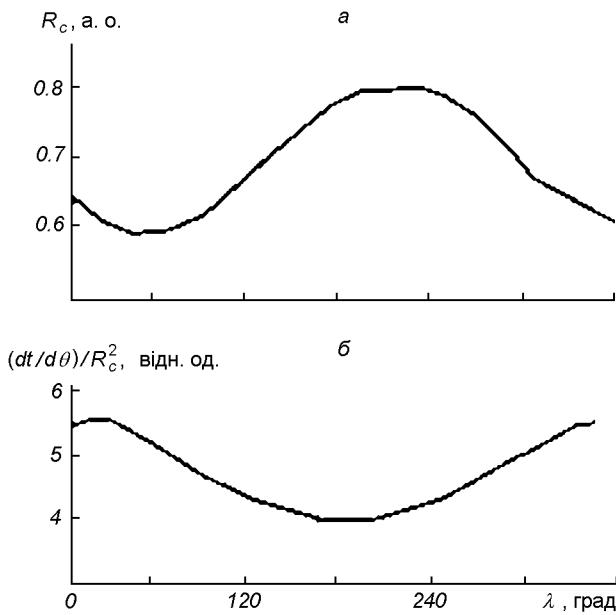


Рис. 3. Залежності від довготи Землі: *а* — середньої відстані орбіт АНЗ від орбіти Землі; *б* — середньої концентрації АНЗ

нарешті, унікальна подія липня 1994 р. — зіткнення комети Шумейкера—Леві з Юпітером, ніби попередження про те, що подібні катастрофи в Сонячній системі — це справді реальність.

Сприймання загрози зіткнення Землі з достатньо великим космічним тілом перетворилося з абстрактної можливості в усвідомлення серйозної небезпеки, що піддається кількісній оцінці та пошуку шляхів її запобігання.

ОСОБЛИВОСТІ ПРОСТОРОВОГО РОЗПОДІЛУ АСТЕРОЇДІВ ПОБЛИЗУ ЗЕМЛІ

З точки зору астероїдної безпеки важливе значення має відкриття якомога більшої кількості АНЗ. На сьогоднішній день серед астероїдів з точно визначеними орбітами відомо близько 100 тіл, що можуть наблизатися до орбіти Землі близьче ніж 0.2 а. о. Однак це лише невелика частка всіх астероїдів у навколоzemному просторі. За деякими оцінками подібних астероїдів з діаметрами понад 100 м повинно бути від кількох тисяч [31], до кількох десятків тисяч [33]. Якщо вся сукупність АНЗ має певні особливості орбіт, то ці особливості можна використовувати при пошуках нових, ще не відкритих АНЗ.

Нами зроблена спроба знайти зміни чисельності АНЗ в різні періоди року. Для цього були викори-

стані орбіти астероїдів з перигелією відстанню $q < 1.2$ а. о., тобто ті, що можуть наблизатися до орбіти Землі на відстань меншу ніж 30 млн км. Серед нумерованих астероїдів таких орбіт виявилося 97 [18]. Спочатку розраховувалась концентрація відібраних орбіт у навколоzemному просторі при різних значеннях екліптичних довгот λ . Для цього обчислювались прямокутні координати x , y точок перетину орбіт окремих астероїдів із площею, перпендикулярною до дотичної до орбіти Землі в точці із заданою довготою. Вісь OX лежить в площині екліптики і направлена від Сонця, вісь OY направлена в північний полюс екліптики. Для кожного окремого значення λ (від 0 до 360°) визначені середні величини відстаней орбіт астероїдів від орбіти Землі:

$$R_c^2 = \frac{1}{97} \sum_i (x_i^2 + y_i^2).$$

Величина R_c є певною характеристикою скучності АНЗ відносно орбіти Землі при даній довготі λ . Залежність $R_c(\lambda)$ виявилась нерівномірною: найбільші значення R_c отримані для $\lambda = 190\dots 220^\circ$, де астероїди в середньому проходять далі від орбіти Землі, а найменші — для $\lambda = 10\dots 30^\circ$ (рис. 3, *a*). Звідси можна зробити висновок про збільшення просторової концентрації орбіт астероїдів поблизу орбіти Землі при $\lambda = 20^\circ$. Число астероїдів, що наблизяються до орбіти Землі на відстань менше 0.1 а. о., при цих довготах теж максимальне. Залежність такого типу повинна бути характерною не лише для астероїдів даної виборки, а й для всієї сукупності АНЗ. Таку думку підтверджує існуючий генетичний зв'язок між АНЗ та астероїдами головного поясу. Адже астероїди головного поясу мають нерівномірний розподіл по довготі перигелю π . Максимум припадає на $\pi = 13^\circ$, мінімум на $\pi = 193^\circ$ (довгота перигелю Юпітера становить 13°). Така особливість орбіт астероїдів певною мірою зберігається при їх трансформації у клас АНЗ, проявляючись у наведеному розподілі на рис. 3, *a*.

Підвищення концентрації орбіт астероїдів поблизу орбіти Землі при певних довготах не обов'язково вказує на підвищення концентрації самих астероїдів у навколоzemному просторі при цих довготах. Необхідно врахувати імовірність знаходження самих астероїдів при різних значеннях λ . Можна зробити логічне припущення, що імовірність знаходження астероїда в певній точці своєї орбіти обернено пропорційне швидкості зміни його істинної аномалії θ в цій точці. У такому разі величина $(dt/d\theta)/R_c^2$ буде певним чином характеризувати просторову концентрацію астероїдів поблизу Землі при відповідних довготах (періодах

року). Залежність $(dt/d\theta)/R_c^2(\lambda)$ приведена на рис. 3, б. Видно, що при $\lambda = 340\dots40^\circ$ (вересень—жовтень) число астероїдів поблизу Землі повинно бути максимальне, а при $\lambda = 160\dots240^\circ$ (березень—квітень) — мінімальне. Різниця між максимальним та мінімальним значеннями становить близько 30 %. І хоча ця відмінність не дуже значна, все ж її можна використати, наприклад, при пошуках нових АНЗ. Адже величина $(dt/d\theta)/R_c^2$ буде також якоюсь мірою характеризувати імовірність відкриття нових астероїдів із спостережень при певних λ . Величина $dt/d\theta$ визначає імовірність знаходження астероїда поблизу Землі при цих λ , а $1/R_c^2$ — це якась середня характеристика яскравості астероїда. Оскільки пошукові спостереження астероїдів важко проводити неперервно протягом всього року, то навесні їх можна вести менш інтенсивно, а восени активізувати.

РОЗРАХУНКИ УМОВ ЗБЛИЖЕННЯ АНЗ ІЗ ЗЕМЛЕЮ

За підготовленою нами програмою були проведені розрахунки еволюції орбіт астероїдів з метою виявлення їх можливих тісних зближень із Землею протягом наступних ста років. Для цього були відібрані всі відомі на 1996 р. нумеровані астероїди з перигелійною відстанню $q < 1.2$ а. о. [18]. Розрахунки проводились на інтервал часу 1999—2100 рр. В табл. 2 наведені результати обчислень для астероїдів, які будуть наблизятися до Землі на відстань менше 0.1 а. о. Вказані рік, місяць, число події, номер астероїда та мінімальна відстань від Землі. Ці результати свідчать, що дуже тісних зближень відібраних астероїдів із Землею протягом найближчих ста років не буде. Найбільш тісне зближення можна очікувати з астероїдом 4660 у 2060 році — мінімальна відстань від Землі буде 0.0083 а. о., тобто, приблизно в 2.5 рази далі Місяця. Однак такі висновки не можна вважати категоричними. По-перше, ми можемо говорити лише про вже відомі нам астероїди. А навіть за грубими оцінками ще невідкритих АНЗ в десятки і сотні разів більше, ніж відкритих. По-друге, наведені результати не можуть бути абсолютно точними. Річ у тім, що у таких розрахунках не вдається врахувати абсолютно усі можливі збурення. Ми враховували вплив дев'яти планет та трьох найбільш масивних астероїдів (№ 1, 2 та 4). Мінімальні відстані при врахуванні впливу цих астероїдів та без такого врахування інколи відрізнялись на 0.01 а. о. І ми не можемо бути впевненими в тому, що досліджуваний нами астероїд не зазнає тісного зближення із невідомим нам іншим астероїдом, що

призведе до більш тісного зближення з Землею. Тому із наведених результатів можна зробити тільки такі висновки:

- 1) потрібно організувати регулярні спостереження та вивчення руху наведених астероїдів з метою уточнення їх орбіт та коригування умов зближень із Землею;
- 2) необхідно проводити пошуки інших навколоzemних астероїдів та проводити розрахунки еволюції їх орбіт.

МЕТЕОРНІ РОЇ ТА АНЗ. НОВИЙ МЕТОД ПОШУКУ АНЗ

Для отримання надійних оцінок реальної небезпеки необхідно використати і інші методи досліджень АНЗ, до яких відноситься побічний засіб оцінки елементів орбіт АНЗ за відомими орбітами метеорних потоків, батьківськими тілами яких є ці астероїди.

Ідею методу найпростіше пояснити, скориставшись класичним прикладом з метеорної астрономії. Одним з найбільш відомих щорічних метеорних потоків є потік Гемінід. Він спостерігався вже в XVI ст. [23], а з другої половини XIX ст. відома орбіта потоку, однак його батьківське тіло було відкрите лише в кінці XX ст. (3200 Phaethon 1983

Таблиця 2. Дати і відстані зближень астероїдів із Землею в найближчі 100 років (1 а. о. = 150 млн км)

Рік	Дата	Номер	Δ , а. о.
2002	22.01	4660	0.029026
2017	24.02	5604	0.033570
2017	27.09	5189	0.061173
2021	11.12	4660	0.026371
2022	27.05	5693	0.070203
2023	23.08	6037	0.040532
2026	30.12	5693	0.053487
2027	07.06	4953	0.031656
2036	23.06	5604	0.066105
2039	08.07	5143	0.067308
2041	27.02	6037	0.024282
2043	24.02	5604	0.058171
2046	26.08	4769	0.024993
2056	25.08	6037	0.061877
2058	05.06	953	0.023420
2060	14.02	4660	0.008304
2062	22.06	5604	0.060007
2071	30.01	4660	0.021499
2077	21.09	5189	0.051060
2079	22.08	6037	0.034252
2080	28.08	4769	0.060613
2081	04.12	4660	0.066355
2088	21.06	5604	0.056038
2092	07.01	5797	0.070481

ТВ). Таким чином, орбіта АНЗ Phaethon була відома за сто років до його відкриття. На нинішній час відомо сотні і тисячі метеорних потоків, і тільки для декількох десятків з них знайдені батьківські тіла. Якщо і у інших метеорних роїв, які спостерігаються з Землі як метеорні потоки, існують джерела, що підтримують популяцію метеороїдів на достатньому рівні, то з каталогів орбіт метеорних потоків можна отримати цінну інформацію про АНЗ. Тому метеорний рій, а деколи і метеорний потік, можна розглядати як пиловий слід у міжпланетному просторі батьківського тіла. Метеорні потоки спостерігаються лише з Землі, іхні орбіти завжди перетинаються з орбітою Землі, а орбіта батьківського тіла, зв'язаного з потоком, якщо і не перетинається з орбітою Землі, то розміщена поблизу неї і в процесі еволюції може перетнути її.

Треба підкреслити, що в такому аспекті ще ніхто не аналізував метеорні потоки, а зважаючи на те, що найбільша база орбіт метеорних потоків є в Україні, це дозволяє нам прояснити деякі принципові аспекти космічної небезпеки для Землі. Ця база орбіт індивідуальних метеорів отримана за результатами багаторічних спостережень слабких метеорів радіолокаційним методом в Харківському технічному університеті радіоелектроніки. Зараз база містить 233543 орбіти, що в 5—6 разів більше, ніж в усіх разом узятих опублікованих каталогах. З них було відібрано, згідно з роботою [6], 159787 орбіт. За методикою, що наведена в цій роботі, було виділено 5160 потоків, кожний з яких містить не менше 5 орбіт. Вже попередній аналіз харківського каталогу [3, 4] показав, що в ньому є велика кількість потоків, орбіти яких за величинами всіх елементів, окрім нахилу орбіт, належать до області біляземного простору, де розташовані відомі ААА-астероїди. Нахили орбіт лежать в діапазоні 0—180°, тоді як для ААА-астероїдів вони обмежені величиною 70°. Показано, що із всіх згрупованих в потоки метеороїдів, які мають масу більшу за 10^{-5} г і перетинають сферу радіусом 1 а. о. з центром в Сонці, 72 % є продуктом дезінтеграції ААА-астероїдів, 3 % походять з основного астероїдного поясу, 19 % — від дезінтеграції ядер короткоперіодичних і 6 % — довгоперіодичних комет.

Щоб врахувати астрономічну селекцію при спостереженні метеорних потоків, необхідно визначити космічну вагу (астрономічний фактор спостережуваності) потоку. Імовірність зустрічі космічного тіла з планетою можна подати у вигляді: $P = P_1 P_2$, де P_1 — апріорна імовірність зближення орбіт, P_2 — умовна імовірність попадання тіла в атмосферу планети за умови, що зближення орбіт відбулося.

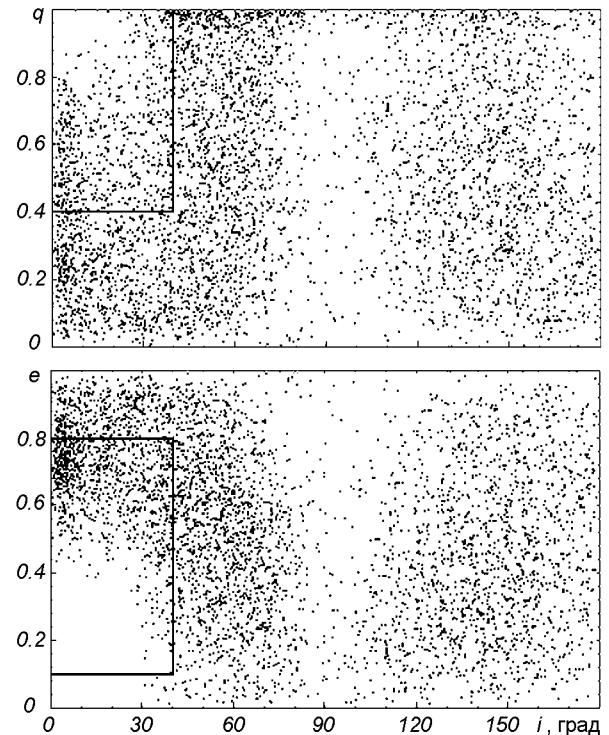


Рис. 4. Двопараметричний розподіл елементів орбіт метеорних потоків. Виділено області ААА-астероїдів

При обчисленні імовірності зустрічі Землі з метеорним роєм, коли байдуже який конкретно метеороїд попадає в атмосферу Землі, необхідно врахувати лише вплив вікових збурень, тобто знайти імовірність P_1 . Тоді астрономічний фактор спостережуваності — астрономічну вагу AW рою — потрібно обчислювати згідно з умовою $AW = P_1^{-1}$, а імовірність P_1 за формулою [35]:

$$P_1 = (4R_{sc}/\pi)(\operatorname{tg}^2\gamma + \operatorname{cosec}^2 i)^{1/2},$$

де R_{sc} — радіус захоплення Землі, γ — кут між дотичною і радіусом-вектором орбіти потоку у вузлі, i — нахил орбіти потоку. Необхідно підкреслити, що врахування астрономічної ваги рою дозволяє перейти від розподілу орбіт метеорних потоків до оцінок розподілу орбіт батьківських тіл, що перетинають сферу навколо Сонця радіусом 1 а. о. Тому «виправлені» розподіли важливі для оцінки результатів, одержуваних тими засобами спостережень, які виявляють також об'єкти, орбіти яких не обов'язково перетинаються з орбітою Землі. До таких відносяться програми пошуку АНЗ, що підготовлені в нинішній час різними науковими колективами.

З 5160 потоків харківського каталогу були ві-

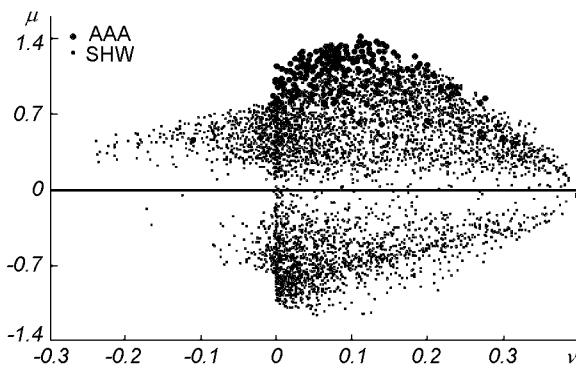


Рис. 5. Розподіл метеорних потоків та ААА-астероїдів по квазісталим параметрам μ і ν

дібрани лише ті, орбіти яких розміщені всередині орбіти Юпітера, тобто орбіти з афелійними відстанями $Q < 4.8$ а. о. Таких виявилося 4810 (93 %).

На рис. 4 наведені точкові діаграми (q , i) та (e , i) «видимих» розподілів орбіт потоків, де e — ексцентризитет орбіти. На кожній з діаграм виділені області, куди попадає більшість (90 %) ААА-астероїдів. Відзначимо, що ці області охоплюють лише малу частину (< 20 %) орбіт потоків, а отже, і їхніх батьківських тіл.

Для виявлення можливих генетичних зв'язків метеороїдів з кометами та астероїдами корисними можуть виявитися орбітальні характеристики, що в найменшій мірі підпадають під вплив збурюючих факторів. До таких квазісталих параметрів відносяться інтеграли руху, отримані в роботах [12, 15]:

$$\mu = [a(1 - e^2)]^{1/2} \cos i,$$

$$\nu = e^2(0.4 - \sin^2 i \sin^2 \omega),$$

де ω — аргумент перигелію.

На рис. 5 наведена точкова діаграма μ , ν . Тут великими точками позначені положення ААА-астероїдів, а малими — потоків. З аналізу діаграми випливає, що ААА-астероїди розміщені на окраїні області, яку займають потоки та їхні батьківські тіла.

Основний висновок, який можна зробити з аналізу розподілу орбіт метеорних потоків, що являють собою пилові сліди більших батьківських тіл, полягає у тому, що дослідження орбіт потоків харківського банку даних дозволяє виявити величезну кількість АНЗ, імовірність відкриття яких традиційними прямими методами в нинішній час мала. В той же час переважна більшість цих об'єктів мають розміри більше 1 км (метод розра-

Таблиця 3. Розподіл імовірності зіткнень батьківських тіл метеорних потоків з Землею

$p \cdot 10^6$	Кількість зіткнень	% від загальної кількості
0...0.1	3762	84.8
0.1...0.2	415	9.36
0.2...0.3	113	2.55
0.3...0.4	45	1.01
0.4...0.5	29	0.65
0.5...0.6	19	0.43
0.6...0.7	14	0.32
0.7...0.8	7	0.16
0.8...0.9	3	0.07
0.9...1.0	2	0.04
1.0...1.1	6	0.14
1.1...1.2	2	0.04
1.2...1.3	1	0.02
1.3...1.4	2	0.04
1.4...1.5	3	0.07
1.5...1.6	4	0.09
1.6...1.7	3	0.07
1.7...1.8	1	0.02
1.8...1.9	2	0.04
3.2...3.3	2	0.04
0...3.3	4435	100

хунків наведено в кінці статті), тому можуть представляти реальну небезпеку для Землі і, на нашу думку, не повинні ігноруватися при оцінці космічної небезпеки. Щоб оцінити імовірність падіння батьківських тіл метеорних потоків на Землю, ми скористалися наведеними вище квазісталими параметрами μ і ν та методикою [7, 8].

В табл. 3 наведено розподіл імовірності зіткнення батьківських тіл метеорних потоків з Землею. Із 4810 батьківських тіл 4435 можуть зіткнутися з Землею, а для 375 імовірність зіткнення дорівнює нулю.

Запропонований новий метод пошуку АНЗ не позбавлений недоліків:

- відомі роботи, в яких показано, що в процесі еволюції молодий метеорний рій, породжений якимсь батьківським тілом, може трансформуватися в декілька метеорних роїв, які будуть спостерігатися на Землі як кілька окремих метеорних потоків. Батьківське тіло буде належати одному з роїв. Це означає, що наведені імовірності зіткнень батьківських тіл з Землею (табл. 3) можуть бути завищенні;
- поки що не існує методу визначення положення батьківського тіла на орбіті метеорного рою;
- оцінки імовірності зіткнень одержані за умови, що батьківське тіло перебуває в середині рою, і його орбіта не зазнає помітних збурень, окрім вікових.

ПРО РОЗРАХУНКИ ДОПЛИВУ КОСМІЧНОЇ РЕЧОВИНИ НА ЗЕМЛЮ В ШИРОКОМУ ІНТЕРВАЛІ МАС

Питанню допливу твердої складової космічної речовини на Землю присвячені численні роботи. Вони основані на різноманітних засобах реєстрації та досліджень і відносяться до широкого спектру розмірів (мас) тіл: від найдрібніших пилинок мікронного розміру з масами 10^{-11} – 10^{-12} г до великих астероїдних і кометних тіл з розмірами в десятки і сотні метрів.

Для отримання деякого середнього інтегрального розподілу (з масою не менше даної) допливу часток на Землю в широкому інтервалі мас необхідно провести аналіз допливу тіл, отриманих різними методами, в окремих невеликих інтервалах мас. На основі таких даних можна скласти загальну інтегральну (кумулятивну) залежність допливу космічних тіл на Землю. Ця проблема цікавила багатьох дослідників. Мабуть першим, хто побудував таку залежність, був Уіппл [43]. Потім це питання досліджувалося в роботах [1, 16, 20] та ін. Ми використаємо деякі дані із згаданих робіт, а також результати, отримані за останні роки.

Виходячи із відомого степеневого розподілу тіл по масі, запишемо інтегральну залежність допливу космічних тіл на Землю в кожному інтервалі мас:

$$\lg N = -A - B \lg M, \quad (2)$$

де N — число частинок з масами, не меншими M (в грамах) і які на відстані Землі від Сонця (1 а. о.) перетинають один квадратний сантиметр за секунду. Коефіцієнт B дорівнює зменшеному на одиницю параметру диференційного розподілу тіл по масі, тобто $B = s - 1$.

1. В області найдрібніших пилових частинок (від 10^{-12} до 10^{-7} г), реєстрація яких здійснювалася космічними апаратами і висотними ракетами, використаємо узагальнену залежність з роботи [13], з якої випливає $A = 15.1$, $s - 1 = 0.6$. На рис. 6 залежність позначена $D1$. Аналіз допливу космічної речовини в інтервалі мас від 10^{-11} до 10^{-7} г, виконаний в монографії [11], дає такі коефіцієнти: $A = 14.1$, $s - 1 = 0.55$, що на рис. 6 представлено як $D2$. Видно, що відрізки $D1$ і $D2$ практично не відрізняються між собою.

2. Узагальнення метеорних даних [11], отриманих із радіолокаційних та оптичних спостережень, в діапазоні мас від 10^{-6} до 10^2 г приводить до залежності, що має коефіцієнти $A = 18.8$, $s - 1 = 1.25$. На рис. 6 апроксимація позначена літерою M . Результати не суттєво відрізняються від тих, які отримав Уіппл [43] для інтервалу мас від 10^{-5} до 10^2 г на основі даних [19, 24, 25]: $A = 18.3$, $s - 1 = 1.34$.

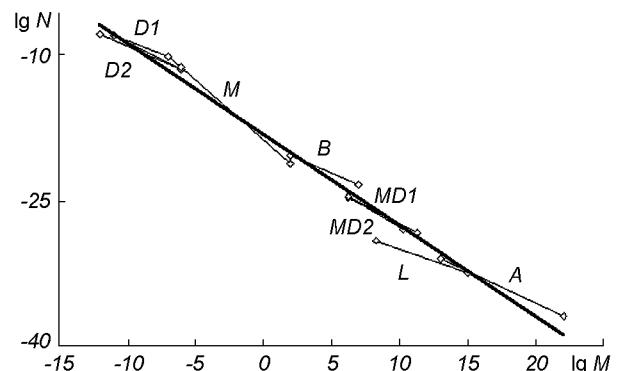


Рис. 6. Інтегральний доплив N (N , $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$) космічних тіл на Землю з масами, що не менші M (M , г)

3. Для тіл, що породжують боліди, інтегральний розподіл мас в інтервалі від 10^2 до 10^7 г можна апроксимувати формулою (2) з коефіцієнтами $A = 19.1$, $s - 1 = 0.62$. Залежність отримана Мак-Кроскі [28] і на рис. 6 позначена літерою B .

4. Доплив на Землю тіл з масами $M \geq 10^6$ г. Нещодавно опублікована робота [38], в якій автор детально проаналізував дані вимірювання акустично-гравітаційних хвиль в атмосфері Землі, зареєстровані мікробарографами Військово-повітряних сил США в період з 1960 по 1980 рр. Ударні та вибухові хвилі, як доводиться в указаній роботі, пов'язані з польотом та руйнуванням в атмосфері великих метеороїдів. В підсумку отримана інтегральна залежність для тіл, що попадають в атмосферу Землі і енергія яких не менша E , в інтервалі енергій від 0.1 до 10^4 Кт,

$$\lg N = -11.01 - 0.731 \lg E,$$

де N — в $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$, E — в ерг*. Щоб перейти від енергії до мас тіл, що породжують акустично-гравітаційні хвилі, ми провели аналіз даних реєстрації болідів Прерійною мережею США [29, 30] і отримали, що середня швидкість входу в атмосферу болідоутворюючих тіл з масами, не меншими 1 кг, складає 21 км/с. На підставі цього отримали інтервал мас $1.9 \cdot 10^6$ – $1.9 \cdot 10^{11}$ г та необхідну нам залежність з коефіцієнтами $A = 20.13$; $s - 1 = 0.73$. На рис. 6 залежність показана у вигляді відрізка $MD1$.

Недавно опубліковані результати реєстрації світлових спалахів від болідів в земній атмосфері фотодіодами корпорації Sandia National Laboratories, що були встановлені на геостаціонарних

* 1 ерг = 10^{-7} Дж

супутниках США [21, 34, 41]. На протязі 1994—1996 рр. зареєстровано 51 світлове явище (в одному випадку знайдено метеорит Сент Роберт) в діапазоні енергій $0.1 - 10^3$ Кт. Для середньої швидкості входу тіл в атмосферу 21 км/с такі енергії відповідають інтервалу мас $1.9 \cdot 10^6 - 1.9 \cdot 10^{10}$ г. Інтегральне співвідношення для числа падінь метеороїдів за рік на всю Землю в залежності від енергії E (в Кт), згідно з роботою [34] має вигляд

$$N(E) = 10.0/E^{0.87}.$$

Звідси отримуємо інтегральну залежність числа тіл від маси у прийнятій системі одиниць, в якій $A = 18.89$; $s - 1 = 0.87$. На рис. 6 апроксимація показана прямою $MD2$.

5. Для інтервалу мас від $2 \cdot 10^8$ до 10^{14} г використовуємо залежність [43] «для всіх місячних кратерів»: $A = 23.3$, $s - 1 = 0.6$ (позначена літерою L).

6. Для астероїдів сімейства Аполлона, що наближаються до орбіти Землі, Уїппл [43] наводить оцінку інтегрального допливу $N = 2.0 \cdot 10^{-33} \text{ см}^{-2} \text{ c}^{-1}$ для тіл з масами $M \geq 2.8 \cdot 10^{15}$ г. За даними [20] основний вклад в інтегральний доплив космічних тіл на Землю припадає на ці маси. Згідно з роботою [37], диференційний розподіл по масі АНЗ має параметр $s = 1.66$, а за результатами [26] для всіх астероїдів $s = 1.65$. На підставі наведених даних отримали інтегральну залежність для допливу тіл в інтервалі мас від 10^{15} до 10^{22} г: $A = 22.7$, $s - 1 = 0.65$ (відрізок A). Видно, що залежність для астероїдів A практично є продовженням відрізка L для місячних кратерів.

На підставі наведених даних методом найменших квадратів отримана загальна залежність інтегрального допливу тіл на Землю в широкому інтервалі мас (від 10^{-12} до 10^{22} г) (рис. 6).

$$\lg N = -18.17 - 0.936 \lg M, (r^2 = 0.9859) \quad (3)$$

або для числа тіл, які проникають в атмосферу Землі за рік з масами, що менші M ,

$$\lg N = 8.05 - 0.936 \lg M. \quad (4)$$

Хоча співвідношення (4) лише в середньому характеризує темп допливу космічних тіл різних мас на Землю, його можна застосовувати для різноманітних оцінок імовірності зіткнення тіл з тим чи іншим об'єктом. Наведемо приклади:

1. Для космічного корабля на навколоzemельній орбіті метеорну небезпеку при відносній швидкості біля 30 км/с становлять уже частинки з масою $M \geq 10^{-6}$ г, менші частинки — створюють лише «космічну ерозію» поверхонь сонячних батарей та інших частин. За формулою (3) оцінимо середню імовірність зустрічі космічного апарату, який зна-

Таблиця 4. Імовірність зіткнень космічного апарату з метеорідними частинками, що мають маси M , не менші даної, та необхідна мінімальна товщина d захисного екрана

$M, \text{ г}$	$P \cdot 10^3$	Енергія, 10^3 Дж	$d, \text{ см}$
1	0.019	450	1.50
10^{-2}	1.2	4.50	0.30
10^{-3}	9.7	0.45	0.15
10^{-5}	600	0.00(4)	0.03

ходиться на відстані 1 а. о. від Сонця протягом одного року і має ефективну площину 100 м^2 , з космічними частинками, що мають масу, не меншу M . Результати обчислень наведені в табл. 4.

Розрахунки числа зіткнень поверхонь штучних супутників Землі з відомими геоцентричними орбітами з частинками, що мають маси, не менші 10^{-9} г, в залежності від положення супутника на орбіті наведені на рис. 7 та рис. 8.

2. На рис. 9 приведено сезонний хід інтегральної густини допливу на Землю метеорних часток з масами $M \geq 5 \cdot 10^{-6}$ г за харківськими даними [3]. З року в рік оцінки допливу змінюються не більше ніж на 5—10 %.

3. За даними табл. 3 84.8 % батьківських тіл метеорних роїв мають імовірність зіткнення з Землею приблизно $5 \cdot 10^{-8}$. Враховуючи зауваження, що ця імовірність, можливо, завищена в декілька раз, приймемо її значення рівним 10^{-8} . У цьому випадку із залежності (4) випливає, що маси більшості батьківських тіл становлять $\approx 10^{15}$ г, а діаметри — 1 км.

4. Із формулі (4) ми отримали залежність для

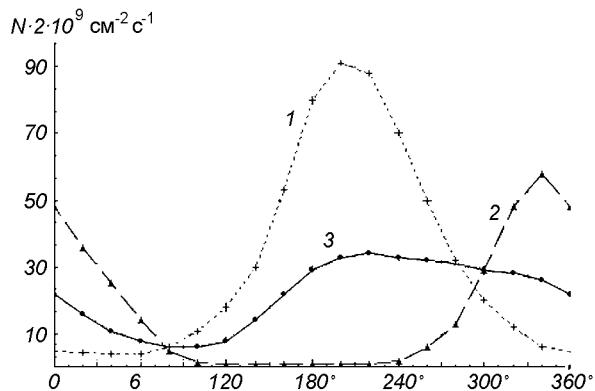


Рис. 7. Число зіткнень супутника типу «Мир», — майже колової орбіти ($H_{\max} = 365 \text{ км}$, $H_{\min} = 335 \text{ км}$, $e = 0.002$, $i = 52^\circ$), — з космічними частинками в залежності від істинної аномалії. 1 — для фронтальної платформи, 2 — для тильної платформи, 3 — для сферичної поверхні

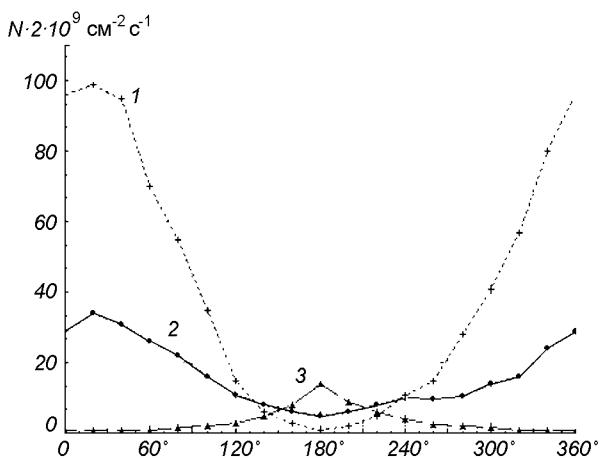


Рис. 8. Число зіткнень супутника типу «Молния», — ексцентрична орбіта ($H_{\max} = 40000$ км, $H_{\min} = 550$ км, $e = 0.74$, $i = 15^\circ$), — з космічними частинками в залежності від істинної аномалії для випадку, коли аргумент перигелія $\omega = 90^\circ$, а довгота вихідного вузла $\Omega = 0^\circ$. 1 — для фронтальної платформи, 2 — для тильної платформи, 3 — для сферичної поверхні

середнього інтервалу T (в роках) між падіннями на Землю тіл різного діаметра D (в метрах) у вигляді:

$$\lg T = -2.25 + 2.81 \lg D.$$

При цьому прийняли, що густини тіл дорівнюють $3 \text{ г}/\text{см}^3$. Якщо прийняти середню швидкість входження тіл в атмосферу рівною $20 \text{ км}/\text{s}$, то залежність T від енергії E (в Мт) матиме вигляд:

$$\lg T = 1.61 + 0.936 \lg E.$$

На рис. 10 це рівняння показане прямую лінією. окремі «точки» на рис. 10 відносяться до відомих явищ: Сіхоте-Алінського, Тунгуського та Аризонського, а також до падінь тіл діаметром 1 км (глобальна катастрофа) і 5 км (катастрофа на межі мезозойської та кайнозойської ер). Для Сіхоте-Алінського та Тунгуського падінь використані дані, наведені вище. Розміри Аризонського кратера свідчать, що він утворений при падінні тіла (залізного) зі швидкістю, яка не менша $11 \text{ км}/\text{s}$. Якщо навіть прийняти максимально допустимий інтервал швидкості зіткнень тіл астероїдного пояса з Землею (11 — $60 \text{ км}/\text{s}$) (до них ми відносимо і Аризонський метеороїд), то маса тіла буде знаходитися в межах від $2 \cdot 10^7$ до $6 \cdot 10^5$ тонн (відповідно $D = 160$ — 50 м при густині $7.8 \text{ г}/\text{см}^3$), що згідно з табл. 1 свідчить про вибуховий характер Аризонського падіння. Щоб вирахувати положення Аризонського явища на рис. 10, ми прийняли такі дані:

- швидкість падіння метеорита на земну поверхню дорівнює $20 \text{ км}/\text{s}$;

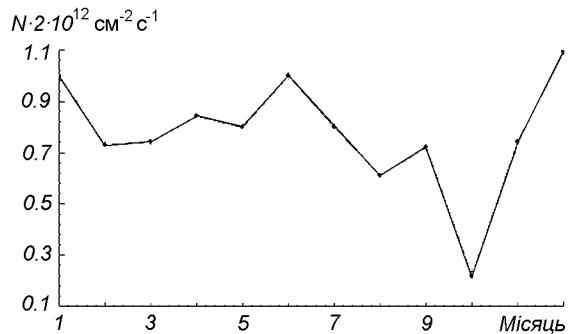


Рис. 9. Варіація інтегрального допливу метеорної речовини протягом року

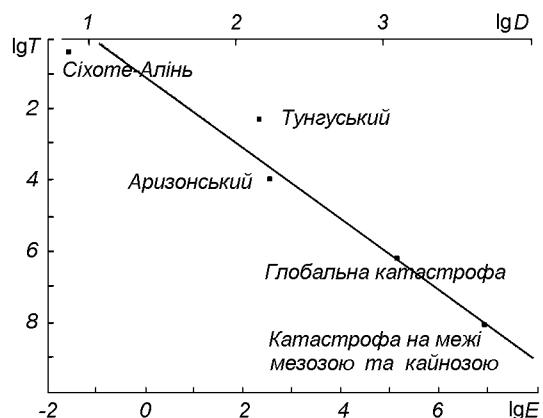


Рис. 10. Середня періодичність (T , роки) падінь на Землю тіл різного діаметра або енергії (E , Мт)

- кратер має форму кульового сегмента діаметром 1200 м і глибиною 175 м. Звідси випливає, що викинута маса речовини $M_b = 2 \cdot 10^{14}$ г при густині $2 \text{ г}/\text{см}^3$;
- кінетична енергія падіння метеорита ($M_m V^2/2$) дорівнює $M_b Q$, де Q — питома енергія руйнування. Для Q ми прийняли значення $5 \cdot 10^6$ Дж/кг, що приблизно в два рази менше питомої енергії випаровування.

При цих умовах маса метеорита дорівнює $5 \cdot 10^6$ т ($D = 124$ м). Середній інтервал між падіннями таких тіл становить ≈ 7000 років.

Необхідно зауважити, що позначення «Сіхоте-Алінський», «Тунгуський» та «Аризонський» на рис. 10 побудовані в системі координат $\lg E$, $\lg T$, а координата $\lg D$ для них дещо відрізняється, тому що вона відповідає тілам з густиною $3 \text{ г}/\text{см}^3$ і швидкістю входження в атмосферу $20 \text{ км}/\text{s}$.

5. Із формул (3) або (4) та робіт [29, 30] можна зробити такі висновки.

- a) Щодоби в земну атмосферу входить біля 480

метеороїдів з масами, не меншими 1 кг. З них приблизно 30 % досягають висот від 30 км та менше. Рух таких тіл в атмосфері Землі супроводжується ударними хвилями та тепловими вибухами, які становлять реальну небезпеку для авіалайнерів.

б) Кожен рік на Землю падає біля 900 метеоритів. Наведена вище оцінка (500 метеоритів за рік), отримана за опублікованими даними, не суперечить нашій оцінці, бо в першому випадку іде мова про метеорити, маси яких не менші 1 кг, а в нашому випадку — про тіла з початковою масою не менше 1 кг.

в) Такі явища, як Тунгуське (кометне тіло $D \approx 60$ м, $M \approx 10^{11}$ г), відбуваються один раз за 180 років.

г) Загальний доплив космічних тіл на Землю за рік в інтервалі мас від 10^{-12} до 10^{22} г становить $4.2 \cdot 10^7$ кг. Якщо за останній мільярд років доплив космічної речовини не змінювався, то радіус нашої планети за цей час збільшився приблизно на 4 см.

ВИСНОВКИ

Проблема метеорно-астероїдно-кометної небезпеки — це комплексна науково-технічна проблема. Вона охоплює широке коло задач і для її вирішення необхідно використовувати методи та засоби різних галузей науки і техніки.

В даній роботі на основі теоретичних досліджень та спостережних даних отримані наступні результати.

1. Обґрунтована необхідність подальшого всеобщого вивчення малих тіл Сонячної системи, орбіти яких наближаються до орбіти Землі і становлять потенційну загрозу у зв'язку з можливими зіткненнями з космічними апаратами, з атмосферою та поверхнею Землі.

2. На основі даних спостережень метеорних потоків та розрахунків еволюції орбіт астероїдів запропоновані нові підходи щодо пошуку ще не відкритих космічних тіл, які можуть становити небезпеку для нашої планети.

3. Проведено аналіз допливу речовини космічних тіл на Землю в широкому інтервалі мас.

4. Сформульовано критерій поділу метеоритів на ударні та вибухові.

Очевидно, що астероїдно-кометна небезпека є однією з глобальних проблем людства, яку необхідно розв'язувати об'єднаними зусиллями різних країн. Усвідомлення реальної загрози зіткнень Землі з космічними тілами збіглося з часом, коли рівень розвитку науки і техніки дає принципову

можливість практичного вирішення проблеми захисту земної цивілізації від таких зіткнень. Тому передові країни світу зараз розробляють програми захисту від астероїдно-кометної небезпеки. Україна має достатній науковий потенціал, щоб брати участь в такій міжнародній кооперативній програмі.

1. Бронштэн В. А. Природа и происхождение метеороидов // Проблемы происхождения тел Солнечной системы / Под ред. В. К. Абалакина. — М.-Л.: АН СССР, 1975.—С. 265—301.
2. Бронштэн В. А. Физика метеорных явлений. — М.: Наука, 1981.—416 с.
3. Волощук Ю. И., Воргуль А. В., Кащеев Б. Л. Метеорный комплекс вблизи орбиты Земли: спорадический фон, потоки, ассоциации. 3. Источники потоковых и спорадических метеорных тел // Астрон. вестник.—1997.—31, № 4.—С. 345—369.
4. Волощук Ю. И., Кащеев Б. Л. Метеорный комплекс вблизи орбиты Земли: спорадический фон, потоки, ассоциации. 2. Сравнительный анализ некоторых статистических характеристик потоковых и спорадических метеорных тел // Астрон. вестник.—1996.—30, № 6.—С. 541—560.
5. Волощук Ю. И., Кащеев Б. Л., Кручиненко В. Г. Метеоры и метеорное вещество. — Киев: Наук. думка, 1989.—294 с.
6. Волощук Ю. И., Кащеев Б. Л., Подоляка В. А. Метеорный комплекс вблизи орбиты Земли: спорадический фон, потоки, ассоциации. 1. Методика выделения потоков и ассоциаций из выборки орбит индивидуальных метеоров большого объема // Астрон. вестник.—1995.—29, № 5.—С. 439—449.
7. Крамер Е. Н., Шестака И. С. Квазистационарные параметры малых тел Солнечной системы // Астрон. вестник.—1987.—21, № 1.—С. 75—83.
8. Крамер Е. Н., Шестака И. С. Вероятность выпадения на поверхность планет межпланетных тел типа Аполлона—Амура // Астрон. вестник.—1987.—21, № 3.—С. 225—232.
9. Кручиненко В. Г. Определение физических характеристик метеорообразующего тела Стерлитамак // Астрон. вестник.—1992.—26, № 4.—С. 104—112.
10. Кручиненко В. Г. Анализ изменения физических характеристик метеорообразующего тела Стерлитамак вдоль пути // Астрон. вестник.—1993.—27, № 6.—С. 87—94.
11. Лебединец В. Н. Пыль в верхней атмосфере и космическом пространстве. Метеоры. — Л.: Гидрометеоиздат, 1980.—247 с.
12. Лидов М. Л. Эволюция орбит искусственных спутников планет под действием гравитационных возмущений тел // Искусств. спутники Земли.—1961.—№ 8.—С. 5—45.
13. Мазец Е. П. Микрометеориды в космическом пространстве // Пыль в атмосфере и околоземном космическом пространстве / Под ред. Н. Б. Дивари. — М.: Наука, 1971.—С. 13—23.
14. Медведев Ю. Д., Свешников М. Л., Сокольский А. Г. и др Астероидно-кометная опасность. — Санкт-Петербург: Ин-т теорет. астрономии., 1996.—244 с.
15. Моисеев Н. Д. О некоторых основных упрощенных схемах небесной механики, получаемых при помощи осреднения ограниченной круговой задачи трех тел // Тр. Гос. астрон. ин-та им. П. К. Штернберга.—1945.—15, № 1.—С. 75—79.
16. Симоненко А. Н., Левин Б. Ю. Приток космического вещества на Землю // Метеоритика.—1972.—31.—С. 45—56.
17. Стулов В. П., Мирский В. Н., Вислый А. И. Аэродинамика

- бolidov. — М.: Физматлит, 1995.—240 с.
18. Эфемериды малых планет на 1996 г. — Санкт-Петербург: Ин-т теорет. астрономии, 1995.
 19. Broun H. The density and mass distribution of meteoritic bodies in the neighborhood of the earth's orbit // J. Geophys. Res.—1960.—**65**.—P. 1679—1683.
 20. Cepelcha Z. Influx of interplanetary bodies onto Earth // Astron. and Astrophys.—1992.—**263**.—P. 361—366.
 21. Cepelcha Z., Spalding R. E., Jacobs C., Tagliaferri E. Sizes and masses of satellite observed meteoroids // Proc. Comet Day II (5th Inter. Conf. Space-96), Albuquerque, New Mexico, June 1—6, 1996. — Albuquerque, 1996.
 22. Chapman C. R., Morrison D. Impacts on the Earth by asteroids and comets: assessing the hazard // Nature.—1994.—**367**.—P. 33—40.
 23. Hasegawa I. Historical records of meteor showers // Meteoroids and their parent bodies / Eds J. Stohl, I. P. Williams. — Astron. Inst. Slovak Acad. Sci. Bratislava, 1993.—P. 209—223.
 24. Hawkins G. S. Asteroidal fragments // Astron. J.—1960.—**65**.—P. 318—322.
 25. Hawkins G. S. and Upton E. K. L. The influx rate of meteors in the Earth's atmosphere // Astrophys. J.—1958.—**128**.—P. 727—735.
 26. Klacka J. Mass distribution and structure of the asteroid belt // Acta Astronomica et Geophysica Univ. Comenianae.—1995.—**17**.—P. 62—76.
 27. Lupishko D. F., Di Martino M. Physical properties of near-Earth asteroids // Planetary and Space Science.—1998.—**46**, N 1.—P. 47—74.
 28. McCrosky R. E. Distribution of large meteoritic bodies // Smithson. Astrophys. Obs. Spec. Rep.—1968.—N 280.
 29. McCrosky R. E., Shao C.-Y. and Posen A. Prairie network fireball data. I. Summary and orbits // Center for Astrophysics. Prep. Ser.—1976.—N 665.
 30. McCrosky R. E., Shao C.-Y., and Posen A. Prairie network fireball data. II. Trajectories and light curves // Center for Astrophysics. Prep. Ser.—1977.—N 721.
 31. McFadden L. A., Benadix A. K., Morrow E. M. Population model of near-Earth asteroids: understanding the observational selection effects // Near-Earth Asteroids: Inter. Conf., San Juan Capistrano, Calif., 30 June—3 July, 1991; Program. — San Juan Capistrano, 1991.—P. 23.
 32. Morrison D. (ed.) The Spaceguard Survey: Report of the NASA International Near-Earth-Object-Detection Workshop. — Pasadena: JPL, 1992.—66 p.
 33. Muinonen K., Bowell E., Shoemaker E. M., Wolfe R. F. Discovery of Earth-crossing asteroids. II. Modelling the sky-plane distribution // Near-Earth asteroids: Inter. Conf., San Juan Capistrano, Calif., 30 June—3 July, 1991; Program. — San Juan Capistrano, 1991.—P. 26.
 34. Nemtchinov I. V., Svetsov V. V., Kosarev I. B., et al. Assessment of kinetic energy of meteoroids detected by satellite-based light sensors // Icarus.—1997.—**130**.—P. 259—274.
 35. Opik E. J. Collision probabilities with the planets and the distribution of interplanetary matter // Proc. Roy. Irish Acad. —1951.—**54**, N 2.—P. 165—199.
 36. Ostro S. J., Campbell D. B., Chandler J. F., et al. Asteroid 1986 DA: Radar evidence for a metallic composition // Science.—1991.—**252**.—P. 1399—1404.
 37. Rabinowitz D. L., Bowell E., Shoemaker E., Muinonen K. The population of Earth-crossing asteroids / Hazards due to comets and asteroids / Ed. T. Gehrels. — Tucson: Univ. Arizona press, 1994.—P. 285—312.
 38. ReVelle D. O. Historical detection of atmospheric impacts by large bolides using acoustic-gravity waves // Annals of the New York Academy of Sciences.—1997.—**822**.—P. 284—300.
 39. Reynolds D. A. Fireball observation via satellite // Draft Proc. of the Near-Earth-Object Interception Workshop / Eds G. H. Canavan et al. — Los Alamos National Lab., 1992.—P. 221—226.
 40. Robertson H. P. Dynamical effects of radiation in the Solar system // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.—1937.—**97**, N 6.—P. 423—438.
 41. Tagliaferri E. Satellite observations of large meteoroid impacts // Meteoroid Impact Workshop, Albuquerque, New Mexico, Sandia National Laboratories, June 4—7, 1996. — Albuquerque, 1996.
 42. Whipple F. L. The theory of micro-meteorites. Part I. In an isothermal atmosphere // Proc. Nat. Acad. Sci. Amer.—1950.—**36**, N 12.—P. 686—695.
 43. Whipple F. L. On maintaining the meteoritic complex // Studies in interplanetary particles / Smithson. Astrophys. Obs. Spec. Rep.—1967.—N 239.—P. 3—45.

HAZARDS DUE TO METEORS AND ASTEROIDS AND INFLUX OF COSMIC MATTER ON THE EARTH

V. G. Kruchynenko, Yu. I. Voloshchuk, B. L. Kashcheev,
A. M. Kazantsev, D. F. Lupishko, and Ya. S. Yatskiv

The problem of meteor and asteroid hazards is considered on the basis of modern studies of small bodies in the solar system. Using one of the largest meteor data banks and the results of calculations of asteroid orbits, new approaches to the search for space bodies which may be dangerous to our planet are formulated. The problem of destruction of meteoroids of various masses in the atmosphere and on the surface of the Earth is considered, and a criterion for distinguishing between impact and explosion meteorites is presented. Analysis of the data on influx of cosmic bodies on the Earth in a wide range of masses is made. The probability of collision of space vehicles with meteoroid particles is given.

УДК 533.9

Порівняння емпіричних моделей магнітного поля у внутрішній магнітосфері Землі

О. П. Верхоглядова, М. Г. Панченко

Київський університет ім. Тараса Шевченка

Надійшла до редакції 08.07.98

Робота присвячена порівнянню двох нових емпіричних моделей магнітного поля внутрішньої магнітосфери Землі, а саме моделей Остапенка та Циганенка 1996 р. Показано, що моделі добре узгоджуються в приекваторіальній області земного магнітного диполя при геоцентричних відстанях 4—10 радіусів Землі R_E за умов слабкої збуреності магнітосфери. Відносне відхилення величини магнітного поля становить близько 20 %. В області геоцентричних відстаней до $8R_E$ (до області кільцевого струму) більше значення величини магнітного поля дає модель Остапенка, а в області $8—10 R_E$ — модель Циганенка. При збільшенні динамічного тиску сонячного вітру на лобовій частині магнітосфери та поблизу Землі моделі узгоджуються гірше.

ВСТУП

Для багатьох задач фізики навколоzemного простору та потреб аналізу даних космічних експериментів необхідно знати величину магнітного поля в тій чи іншій точці простору. Теоретично визначити цю величину дуже складно, оскільки магнітосферне магнітне поле генерується багатьма динамічними струмовими системами, внесок яких важко врахувати. З метою розв'язання цієї проблеми будують емпіричні моделі поля, які використовують різні методи моделювання і залежать від індексів геомагнітної активності та параметрів сонячного вітру. За допомогою супутниковых вимірювачів величини магнітного поля параметри моделі вибирають таким чином, щоб значення модельного поля максимально наближались до експериментальних даних. Серед емпіричних моделей широкого вжитку набула нова версія моделі Циганенка [3, 4], яка застосовується для визначення поля переважно в хвостовій частині магнітосфери Землі.

Внутрішнє магнітне поле магнітосфери на відстані до $10R_E$ (радіусів Землі) характеризується сильною нестабільністю. Це пов'язано із наявністю на геоцентричній віддалі ($4\div7$) $10R_E$ великомасштабного західного кільцевого струму з концентрацією густини струму у площині геомагнітного екватора. Моделювання магнітосфери в даній області пов'язане з певними труднощами і викликає особливий інтерес. У даній роботі ми розглядаємо модель Остапенка [1, 2], що є новою емпіричною моделлю для визначення магнітного поля у внутрішній магнітосфері Землі.

Метою нашої роботи є порівняльний аналіз результатів моделювання магнітосферного магнітного поля з використанням емпіричних моделей Остапенка та Циганенка. Дані моделі цікаво порівняти з кількох причин. По-перше, в них використовуються різні методи моделювання. В моделі Остапенка поле формально представляється у вигляді поліноміального розкладу по координатах без визначення струмових систем, що формують дане

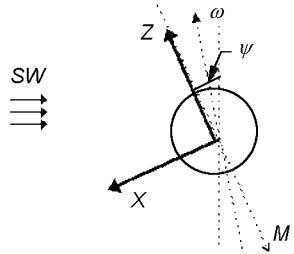
поле. А коефіцієнти поліномів, які залежать від індексів геомагнітної та сонячної активності, визначаються за допомогою статистичної обробки супутникових вимірювань реального магнітного поля. На основі даних про розподіл поля можна потім визначити струми. В моделі Циганенка, навпаки, спочатку вводяться струмові системи, а вже потім визначається розподіл магнітного поля, що генерується цими струмами. При цьому параметри струмових систем підбираються таким чином, щоб поле, яке вони створюють, збігалося з реальним магнітним полем. Іншою причиною, по якій порівнюються ці моделі, є те, що вони призначені для моделювання різних областей магнітосфери. Модель Остапенка є моделлю внутрішньої частини (до $10R_E$), а модель Циганенка — переважно хвоста магнітосфери. Тому цікаво провести порівняння цих двох моделей у тій області, де вони обидві працюють. Метою порівняння є знаходження тих областей магнітосфери, де значення магнітного поля за обома моделями мало відрізняються одне від одного.

Дослідимо розподіл магнітного поля в біжній частині магнітосфери Землі за моделлю Остапенка та порівнямо результати з результатами останньої версії моделі Циганенка.

МОДЕЛЮВАННЯ МАГНІТОСФЕРНОГО МАГНІТНОГО ПОЛЯ ЗА ДОПОМОГОЮ МОДЕЛІ ОСТАПЕНКА

Модель, запропонована у роботі [1] (надалі модель Остапенка-1) — це модель магнітного поля в екваторіальній площині внутрішньої магнітосфери Землі. В рамках даної моделі на основі супутниковых спостережень був одержаний емпіричний зв'язок просторового розподілу магнітного поля в екваторіальній області з Dst -варіацією, міжпланетним магнітним полем (IMF) та динамічним тиском P_{dyn} сонячного вітру. Для визначення параметрів моделі використовувалися виміри розподілу магнітного поля поблизу екваторіальної площини, отримані супутниками «Експлорер», IMP, ISEE за період 1966—1986 рр. Тут і надалі використовується сонячно-магнітна (SM) система координат. Її вісь Z антипаралельна осі земного диполя, вісь X лежить в площині, яка містить лінію Земля—Сонце (додатній напрямок — на Сонце), вісь Y направлена з ранкового сектора на вечірній (рис. 1). Координати точок супутниковых вимірювань були обмежені умовами $|Z| < 2R_E$, $|X| < 10R_E$, $|Y| < 10R_E$. Тому область застосування моделі Остапенка є область $(X^2 + Y^2)^{1/2} < 10R_E$, тобто круг радіусом $10R_E$ в площині екватора. На відстанях менше $3R_E$ було проведено дуже мало вимірювань, тому в цій об-

Рис. 1. Система координат SM



ласті досить важко порівнювати отримані результати із спостережуваним полем. Крім того, основний масив даних належить до періодів часу з помірною магнітосферною активністю, тобто Dst лежить в межах від -40 нТл до 8 нТл. Тому для не дуже сильних бур ($Dst > -100$ нТл) модель ще дає правдоподібну картину розподілу магнітного поля. Більшість вимірювань проводилася при динамічному тиску сонячного вітру в діапазоні $0 < P_{dyn} < 7$ нПа. За цими межами результати моделювання не є адекватними існуючому полю.

Для опису переважаючої складової магнітного поля в екваторіальній площині використовувалася апроксимація поля поліномом четвертого порядку:

$$B_z(x, y) = S_0 + A_1 X + S_1 R^2 + S_2 R^4, \quad (1)$$

де $R^2 = X^2 + Y^2$.

Коефіцієнти полінома знаходилися за допомогою методу найменших квадратів. При аналізі даних про міжпланетне магнітне поле виявилося, що воно не дуже впливає на значення B_z , тому враховувалася тільки залежність від Dst -індексу і динамічного тиску сонячного вітру. Коефіцієнти S_0 , S_1 , S_2 , A_1 визначаються за формулами [1]:

$$\begin{aligned} S_0 &= -27 + 1.0 Dst, \\ S_1 &= 0.63 - 0.022 Dst, \\ S_2 &= -3.8, \quad A_1 = 1.9 P_{dyn}^{0.6}. \end{aligned} \quad (2)$$

На основі емпіричної моделі Остапенка-1 розраховано ізолінії магнітного поля B_z в екваторіальній площині для різних діапазонів значень Dst і P_{dyn} , а також отримано профіль магнітного поля в площині меридіану «день—ніч» і «ранок—вечір». Складова B_z розраховувалася для різних значень Dst і P_{dyn} (рис. 2). При таких же значеннях Dst і P_{dyn} розраховувалися профілі збурення магнітного поля (рис. 3).

Результати моделювання добре узгоджуються з фізичними уявленнями про процеси в цій області магнітосфери. Так, з рис. 2 видно, що при збільшенні модуля Dst ізолінії ущільнюються. Це пояснюється депресією магнітного поля в околі кільцевого струму у зв'язку з підсиленням західного кільцевого струму. Також прослідковується зв'язок

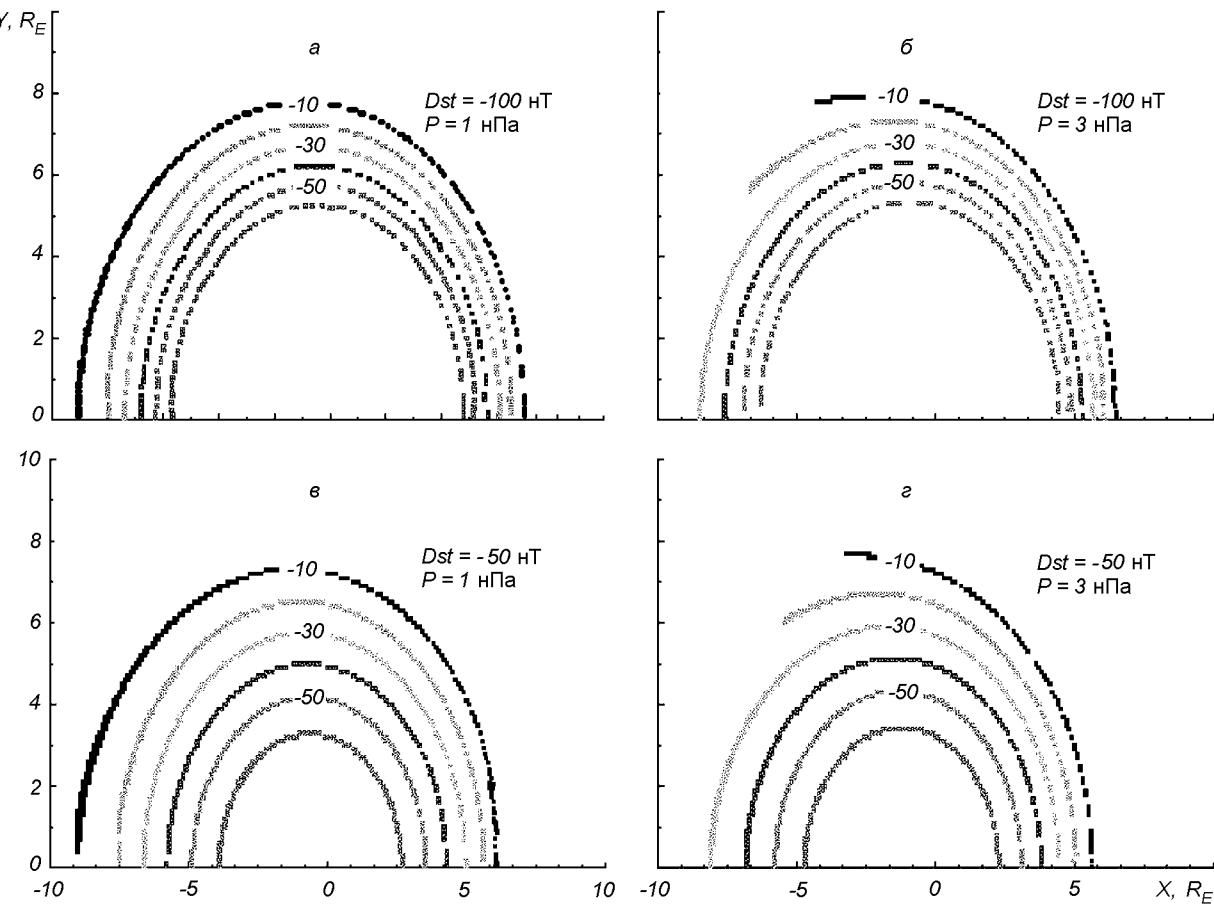


Рис. 2. Ізолінії магнітного збурення в екваторіальній площині, розраховані для різних значень Dst і P_{dyn}

положення ізоліній з параметром сонячної активності — динамічним тиском сонячного вітру. Із збільшенням значення тиску, як і у випадку збільшення модуля Dst , відбувається підсилення кільцевого струму і ущільнення ізоліній. Добре видно залежність величини магнітного поля від Dst і P_{dyn} на основі меридіального профілю магнітного збурення (рис. 3). На рис. 3 прослідковується асиметрія «день—ніч» у розподілі магнітного поля. Максимум модуля магнітного збурення B_z знаходитьться на нічній стороні на віддалі порядку земного радіуса.

З результатів моделювання можна зробити висновок, що магнітне збурення в екваторіальній площині внутрішньої частини магнітосфери (до $10R_E$) якісно описується моделлю Остапенка-1 [1] і поведінка модельного поля узгоджується з поведінкою реального магнітного поля.

Розвитком цієї моделі є емпірична модель магнітного поля у внутрішній магнітосфері Землі [2]

(модель Остапенка-2), яка дозволяє розрахувати всі три компоненти вектора магнітного поля в області $R < 10R_E$, де $R^2 = X^2 + Y^2 + Z^2$. При розробці цієї моделі використовувався масив даних, який налічував більше 20000 трикомпонентних вимірювань магнітного поля всередині сфери $10R_E$ з прив'язкою до індексів геомагнітної та сонячної активності.

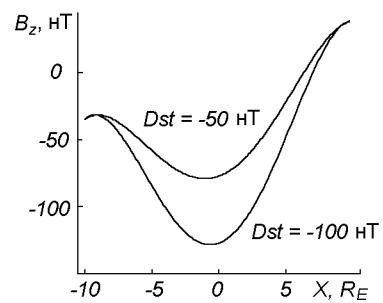


Рис. 3. Розподіл магнітного поля в площині меридіану «день—ніч» ($Y = 0$) за моделлю Остапенка-1

Дана модель враховує, що магнітне поле внутрішньої магнітосфери Землі складається з безструмового (гауссовоого) поля магнітного диполя Землі та поля, що генерується струмами, які течуть у даній області магнітосфери, переважно великомаштабного західного кільцевого струму. Для моделювання було використано поліноміальний розклад магнітного поля за геоцентрічними координатами. У цій моделі передбачалася симетрія полів у напрямку «ранок—вечір», «північ—південь» і враховувалася лише асиметрія «день—ніч».

У рамках моделі j -складова магнітного поля B_j представляється у вигляді суми дванадцяти гармонік:

$$B_j = \sum_{i=1}^{12} a_i b_j^i, \quad (3)$$

де b_j^i — базис, по якому проводиться розклад поля.

Коефіцієнти a_i визначалися за допомогою методу найменших квадратів. При цьому вони шукалися у вигляді лінійної комбінації від Dst , AE - і Kp -індексів, динамічного тиску сонячного вітру P_{dyn} та Z -складової міжпланетного магнітного поля [2].

При аналізі отриманих коефіцієнтів a_i виявилось, що найбільше впливають на поведінку магнітного поля індекси Dst , Kp і P_{dyn} , а індекс AE та компоненти IMF не дають суттєвого вкладу у величину поля. Тому залежність від параметрів AE та IMF була виключена з подальшого розгляду. Як і попередня, дана модель має ряд обмежень. По-перше, на відстанях менше $3R_E$ було проведено дуже мало експериментальних вимірювань магнітного поля. По-друге, основний масив даних зібраний для періодів з помірною активністю. Так, 70 % вимірювань проводилися при значеннях Dst від -40 нТ до 8 нТ. Тому модель може застосовуватися в межах від $3R_E$ до $10R_E$ і при не дуже сильних бурях $Dst > -100$ нТ.

ПОРІВНЯННЯ РЕЗУЛЬТАТІВ МОДЕЛЮВАННЯ

Було побудовано модельне магнітне поле за моделлю Остапенка-2 [2] і проведено порівняння із результатами застосування нової моделі Циганенка [3, 4].

У моделі Остапенка-2 обраховувався вектор магнітного поля у заданій точці простору в SM-системі координат в залежності від Dst , Kp і P_{dyn} . Значення середніх величин вхідних параметрів $\langle X \rangle$ і їх дисперсії σ_x були такими [2]:

$$Dst = -16.3 \pm 23.9 \text{ нТл},$$

$$P_{dyn} = 2.3 \pm 2.0 \text{ нПа}, \quad Kp = 22.3 \pm 13.8. \quad (4)$$

Для порівняння необхідно, щоб вхідні параметри

обох моделей були однаковими. Так, вхідними параметрами моделі Остапенка-2 є Dst , P_{dyn} , Kp , а моделі Циганенка — Dst , P_{dyn} , значення міжпланетного магнітного поля B_Y , B_Z , і тілт-кут Ψ (див. рис. 1). З означення коефіцієнтів розкладу (3) випливає, що в площині $Z = 0$ (SM-система координат) розподіл модельного магнітного поля за моделлю Остапенка-2 не залежить від Kp -індекса. Крім того, в області внутрішньої магнітосфери міжпланетне магнітне поле практично не впливає на поведінку магнітного поля (воно суттєво впливає на зміну поля лише в хвості магнітосфери та в околі магнітопаузи). Щоб виключити залежність від тілт-кута, розрахунок проводився в SM-системі координат. В результаті цього величини магнітного поля в площині $Z = 0$ за двома моделями залежали лише від параметрів Dst і P_{dyn} . При цьому, в цій області в моделі Остапенка компоненти B_x , B_y рівні нулю, складова B_z знаходилася за формулою

$$\begin{aligned} B_z(\rho, \varphi, z) = & a_1 + a_2(2z^2 - \rho^2)/2 + \\ & + a_3(8z^4 - 24\rho^2z^2 + 3\rho^4)/8 + \\ & + a_4\rho^2 + a_5\rho^4 + a_6z^4 + a_7\sqrt{3}\rho\cos\varphi + \\ & + a_83\sqrt{10}(z^2\rho^2/4)\cos\varphi + \\ & + a_{10}\rho^3\cos\varphi - a_{12}0.5\rho z^2\cos\varphi, \end{aligned}$$

де ρ і φ — координати в циліндричній системі координат. Тому порівняння величин модельного поля проводилося лише для складової B_z в області від $4R_E$ до $10R_E$, де працюють обидві моделі.

На основі розподілу магнітного поля за двома моделями побудовані профілі поля в площині меридіану «день—ніч» (рис. 4). При невеликих значеннях тиску сонячного вітру (рис. 4, а, б) результати застосування обох моделей добре узгоджуються між собою як у лобовій, так і в хвостовій частині ($X < 0$) магнітосфери. Відносне відхилення складає не більше 20 %. На рис. 4, а, б добре видно положення західного кільцевого струму (в області струму магнітне поле змінює свій знак) на відстані $8R_E$ від Землі. В області протікання струму модельне магнітне поле не сильно відрізняється за обома моделями. Видно, що до $8R_E$ (до області кільцевого струму) більше значення магнітного поля дає модель Остапенка, а в області від $8R_E$ до $10R_E$ — модель Циганенка.

При більших значеннях тиску сонячного вітру ($P_{dyn} = 3$ нПа) (рис. 4, в, г) моделі збігаються у хвостовій частині на відстанях від $-6R_E$ до $-10R_E$ (відносне відхилення становить близько 20 %). Але вже на лобовій частині магнітосфери моделі дають дуже велике відносне відхилення (> 100 %). На

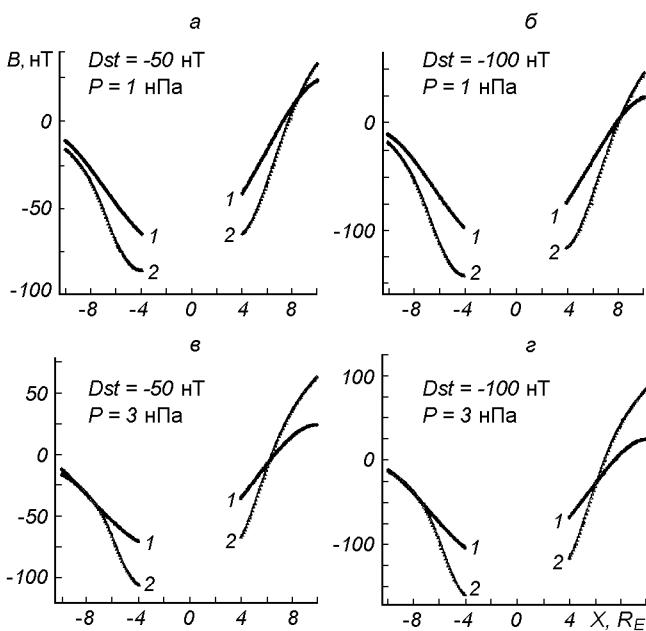


Рис. 4. Профілі магнітного поля в площині меридіана «день—ніч» ($Y = 0, Z = 0$), розраховані для різних значень Dst і P_{dyn} : 1 — модель Остапенка, 2 — модель Циганенка

відстані $10R_E$ модель Циганенка дає в декілька разів більше значення магнітного поля, ніж модель Остапенка. Дано розбіжність пов'язана з тим, що модель Циганенка являється моделлю хвоста. Крім того, в моделі Циганенка не досить добре враховується струм в магнітопаузі і тому дана модель може давати завищені значення магнітного поля для лобової частини магнітосфери.

З рис. 4 добре видно динаміку поведінки західного кільцевого струму. Так, при збільшенні тиску сонячного вітру область, в якій тече кільцевий струм, наближається до Землі (при $P_{dyn} = 1$ нПа положення струмової області — біля $7R_E$, а при $P_{dyn} = 3$ нПа — область $6R_E$). Це добре узгоджується з уявленнями про фізичні процеси в даній області. Так, при збільшенні тиску сонячний вітер інтенсивніше обтікає магнітосферу, і за рахунок цього виникає підсилення і зміщення струмової області до Землі. Також видно, що поблизу Землі ($\approx 4-5R_E$) модель Циганенка дає більше абсолютне значення магнітного поля, ніж модель Остапенка. Це також пов'язано з тим, що модель Циганенка є моделлю хвоста, і погано працює поблизу Землі.

Для з'ясування того, яка з цих двох моделей краще описує магнітне поле в області внутрішньої магнітосфери, планується провести порівняння результатів моделювання з експериментальними да-

ними по магнітному полю, одержаними за допомогою супутника «Інтербол-1».

ОБГОВОРЕННЯ РЕЗУЛЬТАТІВ

У роботі досліджено розподіл магнітного поля за моделлю Остапенка в близькій частині магнітосфери Землі і вперше проаналізовано відмінності з моделлю Циганенка. Головні результати роботи такі:

1. За моделлю Остапенка-1 побудовані ізолінії магнітного збурення в екваторіальній площині та якісно прослідкована поведінка поля в залежності від рівня геомагнітної активності. Показано, що моделі якісно узгоджуються з динамікою магнітосферного магнітного поля при зміні Dst і P_{dyn} .

2. Проведено порівняння модельного магнітного поля за моделями Остапенка-2 і Циганенка 1996 р. у внутрішній області магнітосфери, на геоцентричних відстанях від $4R_E$ до $10R_E$ в площині екватору SM-системи координат. Показано, що моделі добре узгоджуються між собою за умов слабкої збуреності магнітосфери. Відносне відхилення у оцінках величини магнітного поля становить близько 20 %. У діапазоні геоцентричних відстаней до $8R_E$ (до області кільцевого струму) модель Остапенка дає більше значення магнітного поля, а в області від $8R_E$ до $10R_E$ більше значення магнітного поля дає модель Циганенка.

3. З'ясовано, що при збільшенні динамічного тиску до 3 нПа результати моделювання збігаються у хвості магнітосфери і відрізняються в кілька разів у лобовій частині магнітосфери. Це можна пов'язати з неадекватним представленням струму поблизу магнітопаузи або з непридатністю моделі Циганенка для опису магнітного поля на денній частині магнітосфери.

4. Прослідковано динаміку західного кільцевого струму в залежності від тиску сонячного вітру. Показано, що зі збільшенням P_{dyn} область кільцевого струму наближається до Землі.

Таким чином, можна впевнено застосовувати емпіричне моделювання при аналізі даних вимірювань, які проводяться в антисонячній частині внутрішньої магнітосфери Землі. Відмінності у результатах моделювання спостерігаються у денній частині приекваторіальної магнітосфери, особливо поблизу магнітопаузи. Це означає, що результати емпіричного моделювання для цієї області слід використовувати з обережністю. Краще користуватись емпіричними моделями, розробленими саме для околу магнітопаузи.

З'ясовано, що всередині околу кільцевого струму

модель Остапенка дає більше значення для величини магнітного поля, ніж модель Циганенка, а зовні цього околу — навпаки. Порівняння з експериментальними даними дозволить з'ясувати, на яку модель краще спиратись при аналізі результатів вимірювання в кожній з цих областей.

Автори вдячні В. М. Івченку за підтримку та обговорення наукових результатів.

Робота частково підтримувалась державними контрактами 2.1.2-98(8) та «Центр-1» з Національним космічним агентством України.

1. Остапенко О. О., Мальцев Ю. П., Мальков М. В. Эмпирическая модель магнитного поля в экваториальной плоскости внутренней магнитосферы // Геомагнетизм и аэрономия.—1996.—36, № 2.—С. 131.
2. Остапенко О. О., Мальцев Ю. П., Мальков М. В. Модель магнитного поля во внутренней магнитосфере Земли // Геомагнетизм и аэрономия.—1996.—36, № 5.—С. 35.
3. Tsyganenko N. A. Modeling the Earth's magnetospheric mag-

netic field confined within a realistic magnetopause // J. Geophys. Res.—1995.—100A, N 4.—P. 5599.

4. Tsyganenko N. A. and Stern D. P. A new-generation global magnetosphere field model, based on spacecraft magnetometer data // ISTP Newsletter.—1996.—6, N 1.—P. 21.

COMPARISON OF EMPIRICAL MODELS OF THE EARTH'S INNER MAGNETOSPHERE

O. P. Verkhoglyadova and M. G. Panchenko

Comparison of empirical models of the magnetospheric magnetic field elaborated by Ostapenko and by Tsyganenko for the inner magnetosphere is made. Under conditions of weak disturbance, both models show good coincidence near the Earth's magnetic dipole equator plane for geocentric distances from 4 to 10 Earth radii (R_E). The Ostapenko model predicts stronger fields up to the ring current region ($8R_E$), and the Tsyganenko model gives stronger fields outside this region. The models diverge in the subsolar region and near the Earth as the solar wind pressure increases.

УДК.528.553.98

К вопросу оценки космических снимков для дешифрирования природных ландшафтов

А. Д. Федоровский, К. Ю. Суханов, В. Г. Якимчук

Центр аерокосмічних досліджень Землі Інституту геологічних наук НАНУ, Київ

Надійшла до редакції 19.10.98

Досліджується можливість оцінки та вибору космічних знімків для розв'язання завдань землекористування на основі критеріїв, які пов'язані з імовірністю дешифрування зображень ландшафтних структур. Описано процедуру фізичного моделювання та досліджено кореляційні зв'язки між формалізованими критеріями якості та імовірностями розпізнавання та хібного розпізнавання зображень моделей елементів ландшафтів. Наведено результати порівняльної оцінки космічних зображень ділянок Чорнобильсько-Лютізького полігону, отриманих різними супутниковими системами дистанційного зондування Землі.

Требования к параметрам космических снимков земной поверхности и методикам их дешифрирования определяются на основании конкретных природохозяйственных и природоохранных задач. Так, например, для выявления зон локализации глубинных и региональных тектонических разломов наиболее информативными оказываются мелкомасштабные космические снимки ($1:10^6$ и мельче), когда в результате естественной оптической генерализации роль мелких деталей рельефа и почвенно-растительного покрова как маскирующего фактора снижается настолько, что через косвенные признаки наиболее отчетливо проявляются элементы глубинного строения земной коры [16]. При дешифрировании среднемасштабных космических изображений ($1 : 200\,000$) становится возможным анализ экзогенных форм рельефа, которые связаны с литологическими особенностями горных пород и их гидрогеологическими условиями. Для решения задач землепользования используются крупномасштабные снимки ($1 : 70—125\,000$), анализ которых осуществляется на фитоэкзоморфогенном уровне с использованием ландшафтного подхода. Последний позволяет значительно расширить круг исследований, в том числе, изучение морфодинамики релье-

фа, установление глубин залегания грунтовых вод, оценка результатов антропогенного воздействия и др.

Комплексные задачи геофизики, геоэкологии, гидрологии и другие решаются на основе космических снимков различных масштабных диапазонов. При этом на каждом масштабном уровне используются свои физиономичные информативные признаки объектов, которые различаются не только по морфологии, но и по генезису. В этом случае анализ космической информации представляет собой иерархический многоуровневый процесс.

Для конкретных задач наиболее информативными могут оказаться космические снимки какого-то одного из перечисленных масштабов. Оценка и анализ таких изображений имеют свои специфические особенности [16].

Цель данной работы заключается в исследовании возможности объективной оценки крупномасштабных космических изображений с точки зрения эффективности их использования для распознавания ландшафтных структур и классификации природных ландшафтов.

Согласно определению [15] ландшафтом считается достаточно сложный географический комп-

лекс, обычно состоящий из многих элементарных физико-географических единиц, тесно связанных между собой. Последние изображаются на космическом снимке пространственными структурами, которые индицируются как по спектральным (оптическим), так и по текстурным признакам. Выявленные на космических снимках ландшафтные структуры: гидрографические (эрэзионная сеть, озера, болота, выходы грунтовых вод), геологические (сеть линеаментов и локальные неотектонические нарушения), почвенные (яркостные различия, связанные с вариациями механического и минерального состава, а также увлажненности и засоленности почв), геоботанические (состав и распределение растительности) и антропогенные становятся теми составляющими, с помощью которых определяется геоэкологический тип природного ландшафта и природное устройство региона более высокого ранга. Анализ структур позволяет судить о трудно распознаваемых явлениях, делает возможным обнаружить экзодинамические процессы и физико-географические особенности, которые не поддаются непосредственному выявлению. Основанием для такого подхода служат установленные в результате многолетних исследований взаимосвязи между типами ландшафтных комплексов и различными геоэкологическими характеристиками природной среды [4]. Такого рода исследования строятся на базе совокупности данных наземных и дистанционных измерений, формировании многомерных моделей ландшафтных комплексов в рамках теории нечетких множеств и установления корреляционных зависимостей геоэкологических характеристик от структурно-функциональных особенностей природных ландшафтов.

Распознавание внутренней морфологической структуры природных ландшафтов по крупномасштабным космическим снимкам во многом зависит от качества изображения, которое непосредственно связано с параметрами аппаратуры дистанционного зондирования Земли (ДЗЗ), условиями съемки, а также методами обработки космических снимков. При дешифрировании последних должна обеспечиваться максимальная вероятность распознавания физико-географических признаков, совокупность которых позволит определить тип ландшафта.

Современный рынок космических снимков и программного обеспечения для их тематической обработки предлагает достаточно широкий набор своей продукции. Очевидно, что со временем этот ассортимент будет только расширяться. Естественно, у ландшафтоведов возникнет вопрос: какому из многочисленных космических изображений, полученных разной космической аппаратурой, а главное —

какому программному продукту следует отдать предпочтение для дешифрирования природных ландшафтов. В связи с этим представляется актуальной задачей разработка методики, позволяющей объективно оценивать с точки зрения указанных выше требований качество космических изображений, а также эффективность различных методов и программ их обработки.

Такая оценка должна производиться с помощью критерия, выбор которого основан на установлении корреляционных связей значений последнего с вероятностью распознавания ландшафтных структур. Искомый критерий определяется по максимальному значению коэффициента корреляции. При наличии корреляционной связи между критерием и вероятностью распознавания их зависимость может быть аппроксимирована уравнением регрессии. Полученная параметрическая зависимость позволит по вычисленному значению критерия прогнозировать вероятность распознавания ландшафтных структур. Коэффициенты линии регрессии определяются по статистическим параметрам выборок значений критерия и вероятностям распознавания.

Известны различные критерии, предназначенные для оценки оптических систем по качеству изображений [9, 10, 20, 21]. Одним из традиционных критериев, характеризующих качество изображений, является линейная разрешающая способность b_k на исследуемой земной поверхности, которой соответствует минимальный элемент разрешения изображения, например пиксел цифрового космического снимка. Однако при проведении дешифрирования ландшафтных структур было замечено, что не всегда лучший по разрешению снимок обеспечивал более высокий уровень распознаваемости элементов ландшафтных структур и достоверную их классификацию. Как показал многолетний опыт применения этого критерия, существенным недостатком этой характеристики является отсутствие однозначной связи с вероятностью дешифрирования изображений, полученных разными оптическими системами [2]. Для сравнения космических изображений с одинаковыми перепадами максимальной L_{\max} и минимальной L_{\min} яркости используется критерий «пограничный градиент» G_L — тангенс угла наклона касательной в средней точке пограничной кривой к оси абсцисс [10]. В работе [14] показано, что чем более контрастно изображение различных морфологических единиц, тем увереннее дешифрируется природный ландшафт в целом. Величина k_L учитывает как «пограничный градиент», так и контраст изображения:

$$k_L = G_L(L_{\max} - L_{\min})/L_{\max}. \quad (1)$$

Применение теории линейных цепей и преобразования Фурье к анализу оптических изображений привело к понятию передаточной функции оптических систем. В связи с этим основной характеристикой для оценки сложных оптико-электронных систем построения изображений стала оптическая передаточная функция (ОПФ), показывающая, с какими искажениями по амплитуде и фазе передает оптическая система сигналы синусоидальной формы различных пространственных частот [5]. Модуль ОПФ является пространственной амплитудночастотной характеристикой и носит наименование функции передачи модуляции (ФПМ), которая характеризует зависимость изменения амплитуды выходного сигнала от пространственной частоты. На основе ФПМ были предложены несколько числовых критериев для оценки качества оптических систем, например, критерий Шаде (N_e), характеризующий эквивалентную полосу пропускания с постоянной амплитудой сигнала; критерии, основанные на измерении площади, ограниченной значениями ФПМ в сюжетно важном интервале пространственных частот [23], а также некоторые другие критерии. В работах [11, 13, 22], посвященных вопросам выделения сигналов на фоне шумов, показано, что в ситуации, когда характеристики регистрируемых сигналов известны, лучшим является изображение, полученное аппаратурой, обеспечивающей большее значение отношения амплитуды сигнала к среднему квадратичному значению шума или отношения мощности сигнала и шума на выходе системы (μ). В работе [1] приводится выражение, представляющее собой интегральное отношение сигнал/шум в пространственно-частотной области спектра:

$$\mu_s = \iint_G \frac{S_{c.vx.}(N_x, N_y) T^2(N_x, N_y)}{S_{sh.vykh.}(N_x, N_y)} dN_x dN_y, \quad (2)$$

где $S_{c.vx.}(N_x, N_y)$ и $S_{sh.vykh.}(N_x, N_y)$ — пространственно-частотные энергетические спектры реального входного сигнала и шума на выходе аппаратуры; $T(N_x, N_y)$ — результирующая ФПМ оптической сканирующей аппаратуры; N_x и N_y — пространственные частоты; G — область интегрирования в плоскости пространственных частот.

Аналогичная формула использовалась в качестве критерия эффективности оптических сканирующих систем ДЗЗ, работающих в ИК-области спектра [17]. В эксперименте [18] была установлена высокая корреляция интегрального отношения сигнала/шум с вероятностью обнаружения порядка 0.9 при дешифровании изображений температурных аномалий на водной поверхности.

Известно выражение [24], которое является по-

своей физической сути логарифмической формой отношения сигнала к шуму в пространственно-частотной области спектра:

$$\mu_L = \iint_G \log_2 \left\{ 1 + \frac{S_{c.vx.}(N_x, N_y) T^2(N_x, N_y)}{S_{sh.vykh.}(N_x, N_y)} \right\} dN_x dN_y, \quad (3)$$

Сформированный на основе модифицированного выражения (3) информационный критерий и модель входного сигнала подробно рассмотрены в работах [8, 9] и предложены для оценки иконических систем, регистрирующих объекты сложной формы и малого контраста.

Следует отметить, что приведенные в работах [9, 11, 22] аналитические и экспериментальные зависимости вероятности обнаружения и распознавания от значений различных критериальных величин получены при дешифровании изображений объектов простой формы, а также различной военной техники (автотранспорта, танков, самолетов и др.). Аналогичных исследований применительно к дешифрованию изображений природных ландшафтов, как нам известно, не проводилось.

Целесообразность использования того или иного критерия не может быть в достаточной мере обоснована путем только теоретического рассмотрения. Визуальное дешифрование представляет собой сложный информационно-логический процесс, включающий смысловое восприятие, мышление, пространственное представление, т. е. требует участия специалиста высокой квалификации. Поэтому вопрос о выборе критерия необходимо решать на основе экспериментального дешифрования многих изображений различного качества с участием операторов-декодеров. Проведение таких исследований в реальных условиях сопряжено с большими организационными и техническими трудностями. В связи с этим была разработана методика физического моделирования в лабораторных условиях процесса получения изображений ландшафтных структур, их дешифрования, оценки вероятности распознавания (P_p), вычисления значений критериев и определения корреляционных связей последних с P_p .

Экспериментальная установка состояла из сканирующего оптико-электронного прибора, предназначенного для дистанционного зондирования земной поверхности в ИК-диапазоне спектра, набора моделей, имитирующих морфометрические и оптические характеристики ландшафтных структур, а также регистрирующего устройства, на котором отображались и документировались изображения моделей. Конструкция установки позволяла получать изображения, соответствующие реальным мас-

штабам исследуемых объектов и изменять в широких пределах основные параметры аппарата: световой диаметр ($D = 3 \dots 8$ см) и мгновенный угол поля зрения ($\delta = 0.025 \dots 0.07$ рад.). Всего таким образом было сформировано семь вариантов аппарата ДЗЗ. Диапазоны варьирования параметров аппарата и моделей выбирались так, чтобы обеспечить в процессе опытов изменение значений вероятности обнаружения изображений моделей от 0 до 1.

При создании моделей были использованы геометрические фигуры и их комбинации, пространственно-частотные спектры (ПЧС) которых соответствовали спектрам изображений реальных ландшафтов. Выбор моделей на основе анализа ПЧС представляется обоснованным, так как последние характеризуют структуру и текстуру изображений. В результате было отобрано девять фигур, комбинации которых использовались в качестве имитационных моделей. Размеры отдельных деталей моделей выбирались таким образом, чтобы мелкие детали были соизмеримы с минимальным значением мгновенного поля зрения сканирующей аппаратуры.

На рис. 1 и 2 представлены фрагменты космических изображений участка лесного массива (рис. 1, а) и поймы реки (рис. 2, а), а также имитирующие их модели (рис. 1, б и 2, б). Соответствующие им нормированные пространственно-частотные спектры Фурье, приведенные в плоскость предмета, изображены на рис. 1, в—г и рис. 2, в—г.

Яркостные характеристики исследуемых объектов имитировались изменением энергетической яркости моделей в ИК-диапазоне оптического спектра путем подогрева моделей и регулирования температурного контраста между моделью и фоном. При этом значение приращения интенсивности излучения ΔF , регистрируемое аппаратурой, вычислялось по формуле [17]:

$$\Delta F = 4 \cdot 10^{-12} t^3 \Delta t \delta^2 \tau D^2 (\Delta \ln \lambda)_{\text{оф}}, \quad (4)$$

где Δt — температурный контраст между моделью и фоном; t — температура модели (К); D — световой диаметр объектива аппарата; δ — мгновенный угол поля зрения аппарата; τ — коэффициент суммарного ослабления потока излучения; $(\Delta \ln \lambda)_{\text{оф}}$ — относительная спектральная ширина полосы пропускания приемника излучения.

Получение малых температурных перепадов в лабораторных условиях представляет определенные трудности. Поэтому подбором нейтральных ИК-фильтров моделировались реальные яркостные контрасты, представляющие практический интерес.

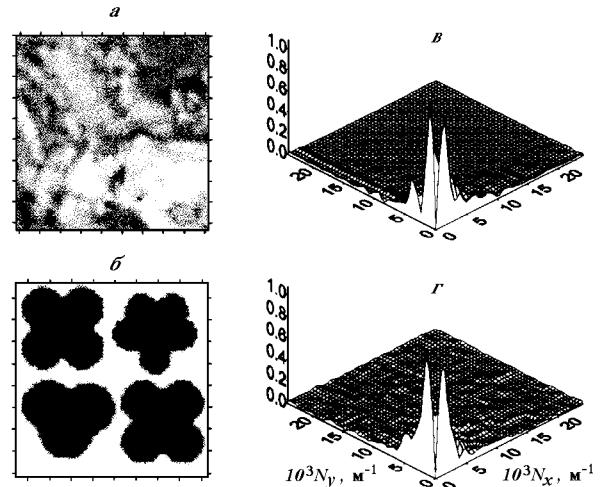


Рис. 1. Фрагмент космического изображения лесного массива (а), изображение модели, имитирующей участок леса (б), нормированные пространственно-частотные спектры изображений: леса (в) и модели (г), приведенные к земной поверхности (на горизонтальных осях — значения $N \cdot 10^3 \text{ м}^{-1}$)

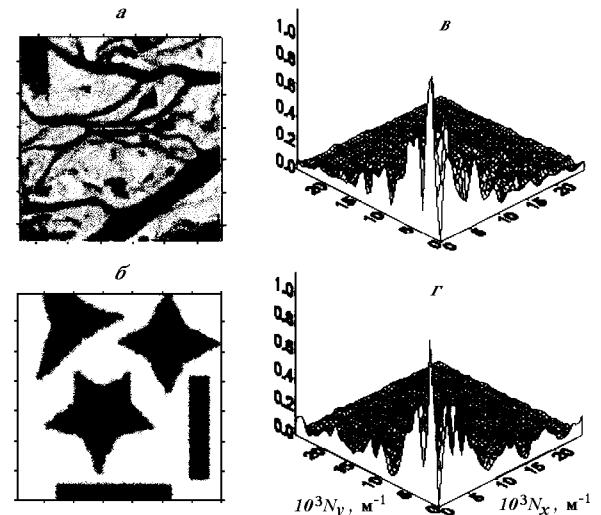


Рис. 2. Фрагмент космического изображения поймы реки (а); изображение модели, имитирующей участок поймы реки (б); нормированные пространственно-частотные спектры изображений: поймы реки (в) и модели (г), приведенные к земной поверхности

Энергетическая контрастная яркость моделей и фона рассчитывались по соответствующим таблицам [3] для каждого температурного контраста от 0.1 до 0.5 °C. Так было сформировано 45 вариантов моделей входного сигнала.

В соответствии с принятой методикой были вычислены значения критериальных величин $R = 1/2b_k, \mu, \mu_s$ и μ_L для всех исследуемых вариантов

аппаратуры и параметров моделей сигнала. При вычислении по формулам (2) и (3) было сделано ряд допущений. В качестве $S_{\text{с.вх.}}(N_x, N_y)$ использовались умноженные на ΔF^2 нормированные пространственно-частотные спектры исследуемых имитационных моделей. При вычислении величины μ величина сигнала определялась с помощью выражения (4). Так как шум на выходе сканирующей ИК-аппаратуры в основном определяется шумами приемника излучения [13], то значение шума принималось равным квадрату мощности шума приемника излучения.

Известно [1], что пространственно-частотный анализ применим только для линейных звеньев аппаратуры ДЗЗ. Это условие выполняется, так как в изображении ландшафтов преобладают малоконтрастные структуры.

Дальнейший ход эксперимента заключался в получении изображений последовательно выбираемых моделей для каждого температурного контраста. Всем полученным изображениям присваивался номер, по которому в дальнейшем можно было определить вид модели, ее температурный контраст, а также вариант аппаратуры, с помощью которой было получено изображение. При проведении исследований учитывалось, что могут быть факторы, влияющие на результаты анализа интересующих зависимостей (температура окружающей среды, конвекционные воздушные потоки и др.). В связи с этим план эксперимента был составлен таким образом, чтобы рандомизировать факторы, трудно поддающиеся учету и контролю. При этом их можно рассматривать как случайные величины, и следовательно, учитывать статистически.

Дешифрирование полученных материалов проводилось 16 операторами различной квалификации, предварительно ознакомленными с изображениями моделей. Задачей операторов являлось обнаружение моделей и определение их принадлежности к одному из видов. Вероятности распознавания моделей P_p и ложного распознавания ($P_{\text{лр}}$) определялись по частоте соответствующих ответов. Частота правильных ответов (или ошибочных) представляла собой среднее арифметическое значение, определяемое как отношение числа правильных ответов (или ошибочных) к общему числу ответов. Статистической обработке были подвергнуты результаты дешифрирования операторами изображений, полученных с помощью семи вариантов оптических систем и девяти моделей, имевших пять градаций температуры в диапазоне 0.1—0.5 °C, что составило 315 изображений.

В результате были получены оценки вероятностей P_p и $P_{\text{лр}}$ для всех моделей и вариантов аппара-

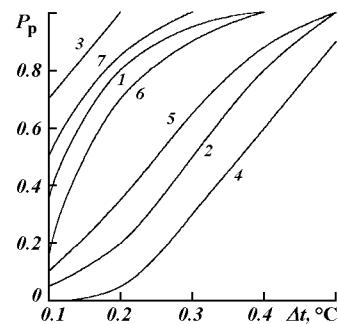


Рис. 3. Зависимости вероятности распознавания изображений одной из исследуемых моделей от температурного контраста между моделью и фоном (для семи вариантов аппаратуры)

туры при разных температурных контрастах между моделью и фоном. Построенные на основе полученных данных зависимости вероятностей P_p и $P_{\text{лр}}$ от температурного контраста имели монотонно возрастающий характер, что свидетельствует о правильности проведения эксперимента. На рис. 3 приведено семейство вероятностных характеристик P_p одной из моделей для всех семи вариантов аппаратуры.

Вычисленные значения критериев R , μ , μ_s , μ_l и полученные вероятности P_p и $P_{\text{лр}}$ создают необходимые предпосылки для определения критерия, имеющего максимальную корреляцию с вероятностью распознавания. Для его определения необходимо вычислить значения коэффициента корреляции r между величинами R , μ , μ_s , μ_l и вероятностями P_p и $P_{\text{лр}}$ применительно ко всем видам моделей и вариантам аппаратуры по формуле:

$$r = \frac{\sum P_i M_i - n \bar{P} \bar{M}}{\sqrt{(\sum P_i^2 - n \bar{P}^2)(\sum M_i^2 - n \bar{M}^2)}}, \quad (5)$$

где P_i — текущие значения вероятности P_p или $P_{\text{лр}}$; M_i — текущие значения R , μ , μ_s , μ_l ; $i = 1 \dots n$; $n = 315$; \bar{P} и \bar{M} — средние значения. Вычисленные коэффициенты корреляции приведены в табл. 1.

Поскольку данные, приведенные в таблице, получены на сравнительно ограниченном экспериментальном материале, для подтверждения корреляционной зависимости необходимо показать, что значения r не равны нулю.

Учитывая, что распределение r медленно сходит к нормальному, эту операцию можно выполнить с использованием функции U (6) путем проверки гипотезы о равенстве нулю выборочных коэффици-

Таблица 1. Значения коэффициента r

Вероятность	R	μ	μ_S	μ_L
P_p	0.30	0.71	0.75	0.84
P_L	-0.12	-0.50	-0.65	-0.68

Таблица 2. Значения функции U

Вероятность	R	μ	μ_S	μ_L
P_p	5.5	15.7	17.2	21.6
P_L	2.1	9.7	13.7	14.6

ентов корреляции r для количества опытов $n = 315$ [6].

$$U = \frac{\sqrt{n-3}}{2} \ln \frac{1+r}{1-r}. \quad (6)$$

Отсутствие статистически значимой корреляционной зависимости обнаруживается в случае, когда значения функции U попадают в интервал $-Z_{\alpha/2} \leq U < Z_{\alpha/2}$. Границы интервала равны соответственно -2.24 и +2.24 при $\alpha = 0.025$. Вычисленные по формуле (6) значения U для P_p и P_{Lp} и соответствующих критериальных величин приведены в табл. 2.

Таблица подтверждает наличие статистически значимой корреляционной зависимости между значениями P_p и всеми критериальными величинами, а также между значениями P_{Lp} и величинами μ , μ_S и μ_L .

На основании данных табл. 1 и 2 можно сделать вывод, что для оценки информативности космических снимков, предназначенных для распознавания ландшафтных структур, может быть рекомендована критериальная величина μ_L , имеющая наибольшую корреляцию с вероятностью распознавания изображений моделей ландшафтных структур.

Уравнение прямой регрессии значений вероятности P_p от значений величины μ_L имеет вид

$$(\mu_L - \bar{\mu}_L) \beta(P_p) = r(P_p - \bar{P}_p) \beta(\mu_L), \quad (7)$$

где

$$\beta^2(P_p) = \sum (P_{pi} - \bar{P}_p)^2 / (n - 1);$$

$$\beta^2(\mu_L) = \sum (\mu_{Li} - \bar{\mu}_L)^2 / (n - 1);$$

$$\bar{P}_p = \sum P_{pi} / n; \quad \bar{\mu}_L = \sum \mu_{Li} / n;$$

P_{pi} и μ_{Li} — i -е отсчеты значений P_p и μ_L .

Определив значение μ_L , для исследуемого участка космического изображения, можно с помощью уравнения (7) прогнозировать вероятность дешиф-

рирования элементов ландшафтных структур и ландшафтного комплекса в целом.

Результаты физического моделирования были апробированы при оценке космических снимков одного и того же участка Дымерского лесного массива Чернобыльско-Лютежского полигона, которые были получены в одно время года разными сканирующими оптическими системами Д33 спутников: «Природа» (18.05.94), «Ландсат» (29.05.88), «Спот» (18.04.94) и IRS (20.05.97).

Для указанных снимков были рассчитаны значения величины μ_L , а также для сравнения — значения N_e , k_L и $J_S = S_{\text{с.вых.}}^*(N_x, N_y)$. Последняя является интегралом энергетического пространственно-частотного спектра изображения ландшафта, центрированного относительно среднего значения плотности фототона, и учитывает как шумы, так и ФПМ аппаратуры.

При расчете значений μ_L (3) в качестве величины $S_{\text{с.вых.}}(N_x, N_y)$ использовался усредненный энергетический ПЧС изображения лесного массива. Спектр был получен с оцифрованного аэрофотоснимка того же участка, что и космические снимки (участка Дымерского лесного массива). Величина $S_{\text{ш.вых.}}(N_x, N_y)$ определялась с помощью выражения для равномерного энергетического спектра: $S_{\text{ш.вых.}}(N_x, N_y) = \sigma^2 Q$, где σ^2 — дисперсия шума, а Q — площадь сканирующей апертуры оптической системы [24]. Для определения ФПМ был применен метод, основанный на измерении пограничной кривой. Методика вычисления $T(N_x, N_y)$ по пограничной кривой с использованием космического снимка подробно описана в работах [9, 19]. В соответствии с этой методикой пограничные кривые определялись по границам переходов между зонами, имеющими наибольший контраст в пределах каждого снимка (берег—водоем, пашня—луг и др.). Вычисленные по пограничным кривым ФПМ для различных космических систем и нормированный ПЧС изображения лесного массива представлены на рис. 4. При вычислении значений критериальных величин размеры анализируемых участков на местности для всех снимков выбирались равными, тем самым обеспечивался учет масштабов космических изображений.

Определение значений μ_L , k_L , N_e и J_S реализовано в виде программного пакета KRITERY, включающего модули FPM и FOURJE. С помощью программы FPM по космическим изображениям в цифровой форме производилось построение пограничных кривых. Программа позволяет в интерактивном режиме производить просмотр изображения, изменять его масштаб на мониторе, задавать координаты

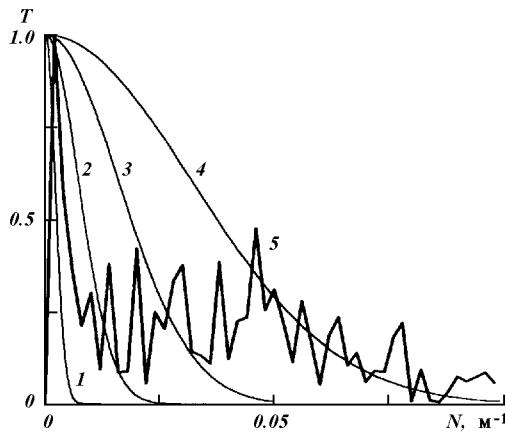


Рис. 4. Функции передачи модуляции для различных сканирующих систем дистанционного зондирования космических аппаратов: 1 — МСУ-СК, 2 — «Ландсат», 3 — «Спот», 4 — IRS; 5 — сечение нормированного пространственно-частотного спектра аэрофотоснимка участка леса

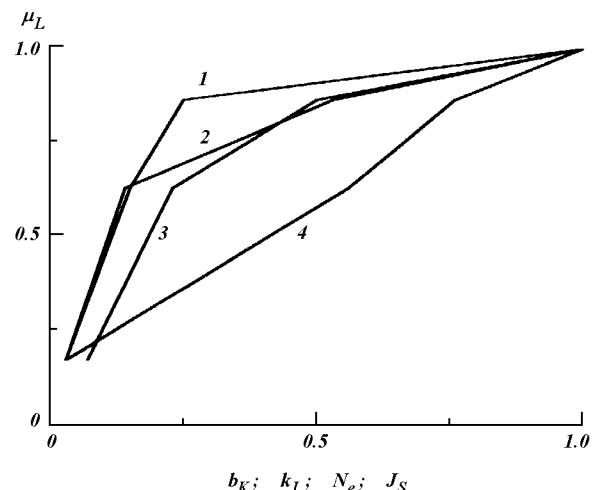


Рис. 5. Сопоставление нормированных значений критерия μ_L с нормированными значениями критериев: 1 — b_k , 2 — k_L , 3 — N_e , 4 — J_S

точек пограничных кривых, определять в этих точках значения плотности фототона и фиксировать их в файле. Вычисление спектров Фурье производилось с помощью программы FOURJE, позволяющей выделить на снимке, отображаемом на дисплее, фрагмент размером $A \times B$ пиксел и вычислить для него двухмерный пространственный спектр Фурье как для отдельных спектральных каналов, так и для синтезированного изображения. Программа позволяет задавать количество гармоник спектра, определять составляющие спектра и, при необходимости, центрировать значения плотности фототона, т. е. исключать постоянную составляющую. Результатом работы программы является текстовый файл, в котором записаны пространственные частоты N_x , N_y и соответствующие им значения составляющих спектра.

Таким образом были рассчитаны значения μ_L , k_L , N_e , J_S ; их нормированные значения приведены в табл. 3.

По данным таблицы построен рис. 5, который позволяет сопоставить нормированные значения μ_L с нормированными значениями k_L , N_e , J_S и R . Видно, что для значений J_S взаимосвязь с μ_L в большей степени линейна, чем для k_L , N_e и R .

Известно [14], что информативность изображения одного и того же участка земной поверхности зависит от спектрального диапазона космического снимка. Задача состоит в определении спектральной зоны, где обеспечивается наиболее успешное распознавание ландшафтных структур. Для оценки информативности разных спектральных слоев ис-

Таблица 3. Нормированные значения величин μ_L , R , N_e , k_L и J_S

ИСЗ	b_k , м	μ_L	R	N_e	k_L	J_S
IRS	5.8	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0
«Спот»	20	0.86	0.25	0.50	0.53	0.76
«Ландсат»	30	0.63	0.15	0.23	0.14	0.56
МСУ-СК	165	0.17	0.03	0.07	0.03	0.13

Таблица 4. Нормированные значения величин μ_L и J_S для разных спектральных диапазонов

Величина	λ , мкм	МСУ-СК	«Landsat»	«Spot»
μ_L	0.5—0.6	10^{-4}	0.34	0.73
	0.6—0.7	10^{-3}	0.51	0.98
	0.7—0.9	10^{-2}	0.58	1.0
J_S	0.5—0.6	10^{-2}	0.15	0.46
	0.6—0.7	$3.4 \cdot 10^{-2}$	0.53	1.0
	0.7—0.9	$4.2 \cdot 10^{-2}$	0.60	0.96

ледуемых космических изображений (МСУ-СК, «Ландсат», «Спот») были выполнены соответствующие измерения и рассчитаны значения μ_L и J_S в спектральных диапазонах $\lambda\lambda$ 0.5—0.6, 0.6—0.7 и 0.7—0.8 мкм для выбранных участков лесного массива. Результаты вычислений, нормированные для каждого критерия по максимальному значению для всех снимков, приведены в табл. 4.

Из табл. 3 и 4 видно, во-первых, практическое соответствие оценок космических изображений по критериям μ_L и J_S , во-вторых, более качественны-

ми космическими изображениями для распознавания ландшафтных структур являются снимки ИСЗ IRS и «Спот», а наиболее информативными спектральными диапазонами $\lambda\lambda 0.6-0.7$ и $0.7-0.9$ мкм, что подтверждается многолетней практикой [7, 12].

Рассмотренный выше пример оценки реальных космических изображений получен на ограниченном экспериментальном материале, и его следует рассматривать как иллюстрацию применения результатов физического моделирования. Приобретенный в процессе эксперимента опыт может быть методологической основой для продолжения исследований корреляционных связей критериальных величин с вероятностью распознавания и оценки эффективности программ тематической обработки снимков, но уже на новом уровне — компьютерном моделировании изображений природных ландшафтов на основе реальных космических снимков.

1. Алексеев В. И. Авиационная техника и светотехника. — М.: Изд-во ВВИА им. Жуковского, 1963.—334 с.
2. Березин Н. П., Кононов В. И. Разрешающая способность: история, состояние и развитие // Оптико-мех. пром-сть.—1991.—№ 11.—С. 33—38.
3. Брамсон М. А. Инфракрасное излучение нагретых тел. — М.: Наука, 1965.—223 с.
4. Востокова Е. А., Сущеня В. А., Шевченко Л. А. Экологическое картографирование на основе космической информации. — М.: Недра, 1988.—221 с.
5. Гудмен Дж. Введение в Фурье оптику. — М.: Мир, 1970.—364 с.
6. Кендалл М., Стьюарт А. Статистические выводы и связи. — М.: Наука, 1973.—900 с.
7. Кондратьев К. Я., Поздняков Д. В. Новое в дистанционном зондировании окружающей среды // Исслед. Земли из космоса.—1996.—№ 1.—С. 107—121.
8. Кононов В. И., Федоровский А. Д., Дубинский Г. П. Оптические системы построения изображений. — Киев: Техника, 1981.—134 с.
9. Кононов В. И. Связь информационных и вероятностных оценок систем формирования изображений (иконических систем) // Оптико-мех. пром-сть.—1991.—№ 11.—С. 13—18.
10. Креопалова Г. В., Пуряев Д. Т. Исследование и контроль оптических систем. — М.: Машиностроение, 1978.—221 с.

11. Ллойд Дж. Системы тепловидения. — М.: Мир, 1978.—413 с.
12. Лялько В. И., Вульфсон Л. Д., Жарый В. Ю. и др. Аэрокосмические методы в геоэкологии. — Киев: Наук. думка, 1992.—206 с.
13. Мирошников М. М. Теоретические основы оптико-электронных приборов. — Л.: Машиностроение, 1983.—695 с.
14. Николаев В. И. Космическое ландшафтovедение. — М.: Изд-во Моск. ун-та, 1993.—81 с.
15. Преображенский В. С., Александрова Т. Д., Куприянова Т. П. Основы ландшафтного анализа. — М.: Наука, 1988.—189 с.
16. Ревzon А. Л. Космическая фотосъемка в транспортном строительстве. — М: Транспорт, 1993.—272 с.
17. Федоровский А. Д. Оптические методы в гидромеханике. — Киев: Наук. думка, 1984.—174 с.
18. Федоровский А. Д. Критерий выбора тепловизионной системы для исследования поверхности моря // Морской гидрофиз. журн.—1995.—№ 4.—С. 78—80.
19. Федоровский А. Д., Кононов В. И., Суханов К. Ю. Обоснование методики внешнего контроля оптической аппаратуры дистанционного зондирования земной поверхности // Космічна наука і технологія.—1997.—3, № 3/4.—С. 50—53.
20. Фризер Х. Фотографическая регистрация информации. — М.: Мир, 1978.—670 с.
21. Шестов Н. С. Выделение оптических сигналов на фоне случайных помех. — М.: Сов. радио, 1967.—347 с.
22. Шаде О. Г. Оценка качества оптического изображения. — М.: Геодезиздат, 1959.—274 с.
23. Heynacher E. Über die Bedeutung der Kontrastwiedergabe photographischer Objektive // Kino-Technik.—1964.—N 17.—S. 159—164.
24. Jones C. Information capacity of photographic films // J. Opt. Soc. America.—1961.—51, N 11.—P. 1159—1171.

SELECTION AND ASSESSMENT OF SPACE IMAGES FOR THE INTERPRETATION OF LANDSCAPES STRUCTURES

A. D. Fedorovskyi, K. Yu. Sukhanov, and V. G. Yakimchuk

We discuss the selection and assessment of space images for solving the problems of land from interpretation landscape structure images. A procedure of physical modeling is described, and correlations between formalized criteria of quality and probabilities of recognition and false classification of the images of landscape element models are investigated. We present some results of the comparison of the space images of sites in the Chernobyl-Lutzh region acquired by various satellites of the Earth Remote Sensing system.

УДК 528.7:681.3

**Цифрове синтезування зональних аерокосмічних об'єктів
зображень, яке забезпечує заданий колір**

В. М. Фроленко

Надійшла до редакції 10.06.98

Розглянуто методику синтезування монохроматичних зональних аерокосмічних знімків, яка забезпечує заданий колір об'єкта дистанційного спостереження на синтезованому цифровому зображені. Викладені необхідні розрахункові моделі, виконано їх оптимізацію в розумінні досягнення максимальної колірної відмінності між об'єктом та фоном на синтезованому зображені в межах колірно-метаморфного простору. Приведені результати кількісного моделювання синтезування зображень ряду типових об'єктів аерокосмічного моніторингу в задані кольори стандартної палітри. Виконано порівняльну оцінку синтезування в заданий колір та оптимального цифрового синтезування.

ВСТУП

Цифрова обробка аерокосмічних знімків в теперішній час є широко розповсюдженим, практично стандартним засобом обробки матеріалів аерокосмічного моніторингу. Значні апаратні можливості сучасних цифрових робочих станцій (Silicon Graphics Octane, Sun Ultra, Hewlett Packard J282, Intergraph Studio) та відповідних графічних програмних пакетів (ERDAS Imagine, LIECA Rectifine) дозволяють реалізувати багато досить складних та ефективних алгоритмів підвищення якості, трансформування, сполучення, сегментації цифрових зображень тощо. Однак стан справ в науковій галузі автоматизації розпізнавання простих об'єктів та автоматичного дешифрування знімків не дозволяє виключити людину-оператора з контуру обробки видової інформації. Тим не менше, застосування спеціальних процедур обробки може суттєво полегшити та прискорити процес дешифрування.

Однією з найскладніших задач, які розв'язує оператор, є комплексна інтерпретація матеріалів багатозонального аерокосмічного моніторингу [1]. Вона потребує одночасного утримання в пам'яті декількох зображень та формування на їх основі єдиного образу сприйняття. Така операція важко

виконується навіть з двома зображеннями, але сучасна багатозональна апаратура дистанційного спостереження часто має 4—6 спектральних діапазонів реєстрації [2]. Вихід полягає в поєднанні окремих зональних аерознімків у спільному синтезованому зображені згідно з деякими теоретичними моделями. Одним з важливих комплексів моделей такого роду являються моделі, що забезпечують оптимальне колірне синтезування зональних аерокосмічних знімків. Оптимальність синтезування полягає в забезпечені максимально можливої колірної відмінності між об'єктом та фоном на синтезованому зображені, що значно полегшує та прискорює процес виявлення об'єктів дистанційного спостереження. Порядок застосування моделей оптимального колірного синтезування зональних аерокосмічних знімків пояснюється рис. 1. Недоліком такої схеми дешифрування слід вважати пасивну роль оператора, який не має можливості обирати колір об'єкта на синтезованому зображені, що, в свою чергу, перешкоджає повному урахуванню його (оператора) психофізіологічних особливостей. Крім того, питання про ефективність виявлення при забарвленні об'єкта пошуку в надзвичайний колір, хоч би й меншого колірного контрасту, залишається відкритим.

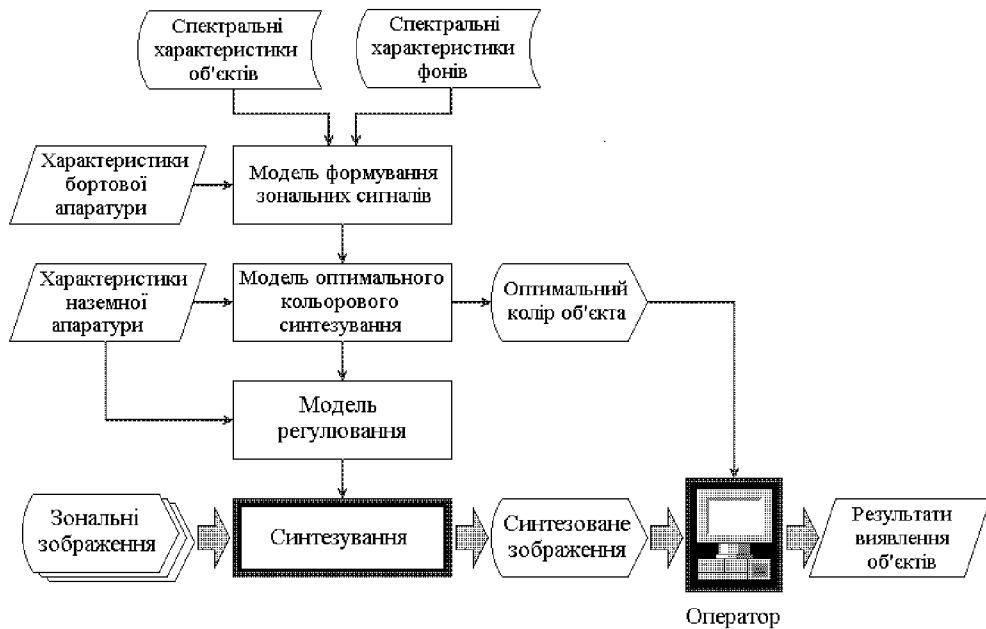


Рис. 1. Порядок застосування моделей оптимального колірного синтезування зональних аерокосмічних знімків

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧІ

Нехай є комплект з m монохромних зональних аерокосмічних зображень. Необхідно сформувати з них три теж монохромних складових для кожного з колірних каналів R, G, B синтезованого повноколірного цифрового зображення таким чином, що: а) об'єкт пошуку на синтезованому зображені був забарвлений в попередньо заданий колір та б) колірний контраст між об'єктом та фоном на синтезованому зображені був максимально високим серед усіх можливих комбінацій синтезування, які забезпечують виконання умови а). Механізм синтезування передбачає включення до кожного колірного каналу власного коректора. При розробці відповідних моделей впроваджуються такі обмеження та припущення: 1) множина заданих кольорів є злічену; 2) функція колірної відмінності в колірно-метаморфному просторі параметрів регулювання неперервна; 3) регулювання кольору при синтезуванні є лінійним, тобто коректор в кожному з колірних каналів являє собою передавальну ланку з постійним коефіцієнтом підсилення. Вихідні дані для синтезування містять характеристики реєструючої та відтворюючої апаратури, спектральні та статистичні характеристики об'єктів та фонів дистанційного спостереження, параметри зональних цифрових зображень, колориметричний опис заданих кольорів синтезування. Порядок синтезування

зональних аерокосмічних зображень об'єкта в заданий колір пояснюється рис. 2. Оператор може обирати цей колір із стандартної колірної палітри з урахуванням власних психофізіологічних потреб та особливостей конкретного аероландшафту.

МОДЕЛЬ СИНТЕЗУВАННЯ

Якщо відібрані три цифрових зображення для кожного з колірних каналів R, G, B синтезованого цифрового зображення, та об'єкт дешифрування на них описується відповідними цифровими кодами D_R, D_G, D_B , то колірні координати X, Y, Z , синтезованого зображення об'єкта в колориметричній системі *CIE XYZ* 1931 згідно з [3] складуть

$$\begin{aligned}
 X &= \int_{\lambda} \left[\left(\frac{D_R}{D_W} \right)^{\gamma} \Phi_R(\lambda) + \left(\frac{D_G}{D_W} \right)^{\gamma} \Phi_G(\lambda) + \left(\frac{D_B}{D_W} \right)^{\gamma} \Phi_B(\lambda) \right] x(\lambda) d\lambda, \\
 Y &= \int_{\lambda} \left[\left(\frac{D_R}{D_W} \right)^{\gamma} \Phi_R(\lambda) + \left(\frac{D_G}{D_W} \right)^{\gamma} \Phi_G(\lambda) + \left(\frac{D_B}{D_W} \right)^{\gamma} \Phi_B(\lambda) \right] y(\lambda) d\lambda, \\
 Z &= \int_{\lambda} \left[\left(\frac{D_R}{D_W} \right)^{\gamma} \Phi_R(\lambda) + \left(\frac{D_G}{D_W} \right)^{\gamma} \Phi_G(\lambda) + \left(\frac{D_B}{D_W} \right)^{\gamma} \Phi_B(\lambda) \right] z(\lambda) d\lambda,
 \end{aligned} \tag{1}$$

де $\Phi(\lambda)$ — спектральний розподіл оптичного потоку в колірному каналі, D_W — максимально можливий

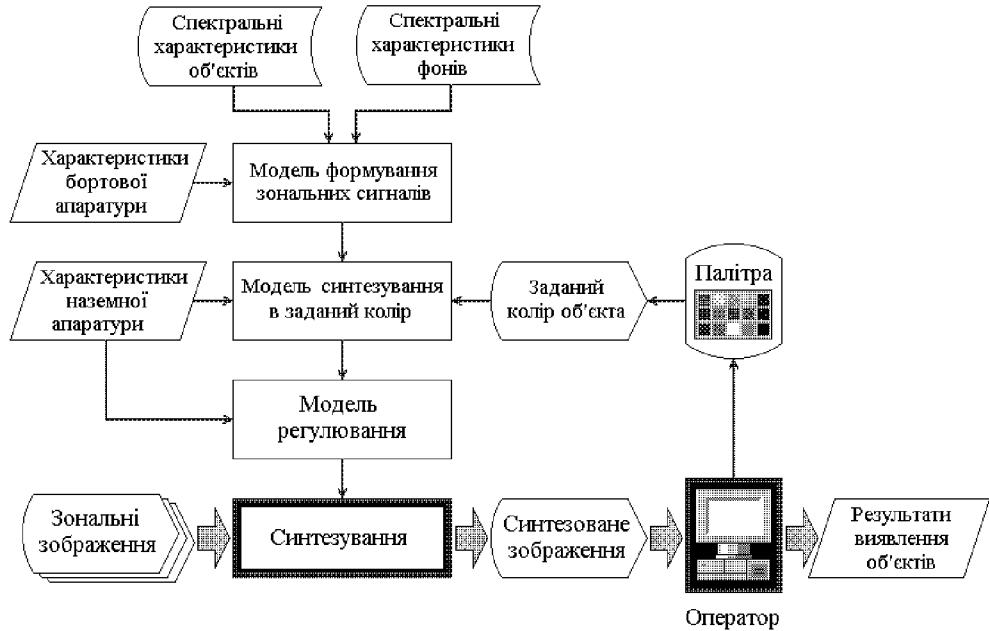


Рис. 2. Порядок синтезування зональних аерокосмічних зображень об'єкта в заданий колір

цифровий код інтенсивності (рівень білого) монохромного зображення, γ — показник передавання цифрового сигналу монітором, $x(\lambda)$, $y(\lambda)$, $z(\lambda)$ — криві додавання колориметричної системи CIE XYZ 1931. Подаючи інтеграл суми в (1) сумою інтегралів та впроваджуючи для констант монітора позначення x_R , x_G , x_B , y_R , y_G , y_B , z_R , z_G , z_B , після винесення спектрально-незалежних з-під знаку інтеграла одержимо наступну систему рівнянь:

$$\begin{aligned} x_R \left(\frac{D_R}{D_W} \right)^\gamma + x_G \left(\frac{D_G}{D_W} \right)^\gamma + x_B \left(\frac{D_B}{D_W} \right)^\gamma &= X / \Phi_0, \\ y_R \left(\frac{D_R}{D_W} \right)^\gamma + y_G \left(\frac{D_G}{D_W} \right)^\gamma + y_B \left(\frac{D_B}{D_W} \right)^\gamma &= Y / \Phi_0, \\ z_R \left(\frac{D_R}{D_W} \right)^\gamma + z_G \left(\frac{D_G}{D_W} \right)^\gamma + z_B \left(\frac{D_B}{D_W} \right)^\gamma &= Z / \Phi_0. \end{aligned} \quad (2)$$

З іншого боку, нехай потрібний колір об'єкта дистанційного спостереження задано його колірними координатами u^* , v^* рівноконтрастного колориметричного простору CIE UVW 1960. Вибір цієї системи координат [4] диктується відносною простою оцінювання якості репродукування колірності (без урахування світлоти). На рис. 3 позначені кружки розсіяння колірності тринадцяти можливих заданих кольорів, щонайближчих до чисто-

спектральних, тобто розташованих вдовж периметра області колірного відтворювання монітора [3], які характеризують неточність кольоропередавання цифрових зображень. За координатами u^* , v^* заданого кольору легко розрахувати його відносні координати x^* , y^* , z^* в колориметричній системі CIE XYZ 1931 [5]. Лінійно незалежні величини x^* , y^* визначають простір реальних кольорів, вектор яких $\{X^*, Y^*, Z^*\}^T$ з точністю до деякого постійного коефіцієнта k :

$$\{X^*, Y^*, Z^*\}^T = k \{x^*, y^*, z^*\}^T, \quad (3)$$

причому, як випливає з (1) з урахуванням (2), $k = 1, \dots, 3\Phi_0$. Прирівнювання векторів $\{X, Y, Z\}^T = \{X^*, Y^*, Z^*\}^T$ з метою забезпечення заданого кольору синтезування дозволяє одержати із (3) систему рівнянь, яка легко розв'язується відносно невідомих D_R^* , D_G^* , D_B^* .

Наявність невизначеного постійного множника k дає можливість оптимізувати синтезоване зображення відносно колірного контрасту не змінюючи колірності об'єкта на ньому. Оптимізація може проводитися, наприклад, добре відомим [3] методом градієнтного пошуку в колірному просторі $\{X^*, Y^*, Z^*\}$ за умовою

$$\Delta C^* = \max_k \sqrt{(\Delta u)^2 + (\Delta v)^2}, \quad (4)$$

де рівноконтрастні колірні координати фону розра-

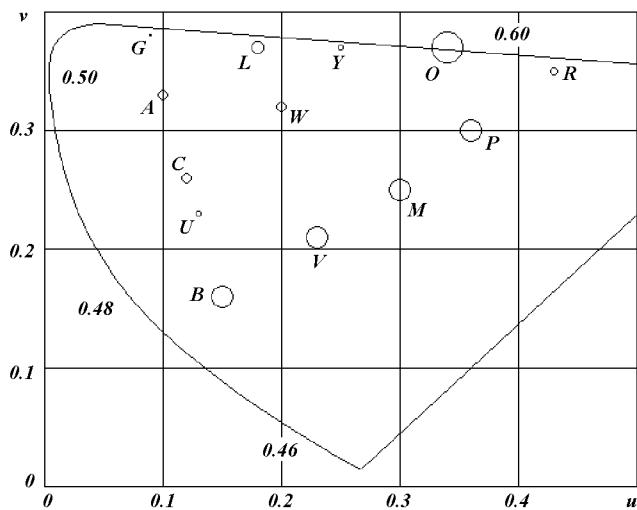


Рис. 3. Похиби кольоропередавання цифрового зображення об'єкта, синтезованого в заданий колір

ховуються за стандартними колориметричними формулами [4].

Оптимізація також повинна виконуватися не тільки в колірно-метаморфному просторі, а й серед усіх 3^m можливих комбінацій монохроматичних зональних зображень, які використовуються в якості колірних складових синтезованого зображення. Така оптимізація легко здійснюється шляхом повного перебору при наявності достатньої обчислювальної потужності.

Коефіцієнти корекції c_R , c_G , c_B вихідних зональних цифрових зображень для забезпечення (4) складуть

$$c_R = D_R^*/D_R, \quad c_G = D_G^*/D_G, \quad c_B = D_B^*/D_B. \quad (5)$$

Коректування обраних зональних аерокосмічних знімків в колірних каналах з коефіцієнтами c_R , c_G , c_B приводить до формування синтезованого зображення, на якому об'єкти зі спектральним розподілом коефіцієнта оптичного відбиття $\rho(\lambda)$ будуть забарвлені в заданий колір $\{u^*, v^*\}$. Поставлена задача розв'язана.

РЕЗУЛЬТАТИ МОДЕЛЮВАННЯ ТА ВИСНОВКИ

Перевірка розроблених моделей здійснювалася на раніше відомому матеріалі [3] різноманітних комбінацій сполучень «об'єкт—фон» ряду типових природних та штучних елементів аероландшафту. Виконувалися розрахунки, по-перше, оптимальної комбінації вихідних зональних цифрових зображень для синтезування та, по-друге, значення ко-

ректуючих коефіцієнтів (5), які забезпечують максимизацію колірної відмінності (4) між об'єктом та фоном на синтезованому зображені при синтезуванні в заданий колір. Розглядався набір з усіх тринадцяти можливих кольорів синтезування рис. 3 послідовно. До таблиці зведені результати визначення оптимальних параметрів синтезування зональних аерознімків шестиспектральної аерофотографічної апаратури МКФ-6М для комбінації сполучень «об'єкт—фон», що оцінювалися. Використалися розроблені раніше [3] моделі формування зональних цифрових сигналів та сигналів в колірних каналах синтезованого цифрового зображення при значеннях $\gamma = 2.18$, $D_W = 255$, $x_R = 4.632103$, $x_G = 1.449759$, $x_B = 1.035836$, $y_R = 2.471063$, $y_G = 4.560380$, $y_B = 0.599360$, $z_R = 0.002238$, $z_G = 0.515429$, $z_B = 5.467372$. Враховувалася також похибка кольоропередавання цифрових зображень, яка обумовлена статистичним характером спектральних характеристик об'єктів та фонів, реєструючої апаратури, шумами оцифрування тощо [4]. Максимально досягнений колірний контраст на синтезованому зображені залежить не тільки від спектральних характеристик об'єкта та фону, а й від обраного кольору синтезування. На гістограмі рис. 4 показано розподіл середнього числа порогів Мак-Адама колірної відмінності $n_C = \Delta C / 0.0038$ [6] за заданими кольорами синтезування.

Можливості синтезування ілюструються набором повноколірних цифрових зображень водо-нафтової плівки з оранжевим (O), фіолетовим (V), рожевим (P) та ультрамариновим (U) обраними кольорами об'єкта. Поліграфічні обмеження не дозволяють привести ці знімки в рамках статті, але автор може передати їх спеціалістам для ознайомлення в цифровому вигляді. Об'єкт спостереження достатньо легко виявляється за синтезованими зображеннями. Ця теза підтверджується також результатами розрахунків, згідно з якими колірна відмінність на синтезованому в заданий колір зображені тільки в 1.15 рази зменшується порівняно з оптимально синтезованим цифровим зображенням [3], яке, в свою чергу, забезпечує підвищення колірної відмінності в 7.5 — 15.1 рази відносно синтезованого оптичними методами [2].

Цифрове синтезування зональних аерокосмічних знімків, яке забезпечує заданий колір об'єкта на синтезованому зображені, може використовуватися для прискорення виявлення об'єктів багатоспектрального аерокосмічного моніторингу, що здається можливим в ряді випадків — при обробці значного обсягу видових матеріалів, оперативному дистанційному спостереженні в разі надзвичайних подій та стихійних лих, військовому дешифруванні тощо.

Значення колірної відмінності між об'єктами та фонами на цифрових зображеннях, синтезованих у заданий колір. Приводиться кількість порогів рівноконтрастної колориметричної системи CIE UVW 1960, у дужках — заданий колір палітри синтезування та спектральні зони апаратури МКФ-6М в цифрових RGB-каналах синтезованого зображення

Фони, Об'єкти	Грунти чорноземні	Грунти опідзолені	Гірничі по-роди	Глина, вапняк	Водна по-верхня	Такир	Хвойні рослини	Листяні рослини	Різновид'я	Неспілі культури	Доспілі культури	Виноградник
Грунти чорноземні	51.1386 (R 1 5 1)	42.9158 (B 1 1 3)										
Грунти опідзолені		35.8955 (B 1 3 6)	42.9919 (B 1 2 5)			51.6644 (L 6 6 1)						
Гірничі породи						26.2214 (L 4 5 1)						
Глина, вапняк			31.5434 (Y 6 6 4)			45.1181 (L 6 6 1)						
Водна по-верхня	78.8995 (R 1 5 1)	59.7410 (R 2 3 1)	59.7410 (R 2 3 1)		50.9480 (O 5 3 1)	81.7817 (U 1 1 5)	77.4243 (U 1 1 5)	91.2895 (B 1 1 6)	76.3634 (R 1 5 1)			41.7039 (P 2 4 1)
Нафта	53.2647 (P 5 6 1)	36.0596 (O 6 3 1)	59.7410 (R 5 6 1)	68.3359 (O 1 6 6)	42.1059 (L 1 1 6)	83.8185 (G 1 1 6)	77.5700 (A 1 1 6)	91.1914 (G 1 1 6)				
Хвойні рослини	25.2718 (U 6 1 6)	44.4358 (R 1 3 1)				15.5755 (C 1 2 1)	43.7931 (O 6 6 1)					
Листяні рослини	52.3315 (V 6 6 1)	54.0170 (O 6 1 6)					26.2400 (L 1 1 5)					
Різновид'я	64.7014 (O 6 1 6)	47.3301 (B 6 1 6)	44.6401 (M 6 1 6)	32.9180 (U 1 6 1)		68.4474 (A 6 6 1)						
Неспілі культури	24.5758 (M 6 5 4)	15.4448 (U 2 4 2)				36.6962 (O 6 6 1)	34.8753 (P 5 6 1)	61.8469 (V 1 1 6)				
Доспілі культури	54.1705 (P 1 5 6)	45.6928 (L 6 6 1)				27.6954 (M 1 3 4)	37.0441 (P 6 6 4)	51.9289 (V 4 4 6)	32.4117 (A 1 6 4)			
Виноградник	42.1184 (L 4 4 6)	32.4727 (P 1 3 5)					64.7101 (O 4 6 4)	72.4539 (G 4 4 6)	50.9382 (L 4 4 6)	51.7130 (V 1 1 6)		

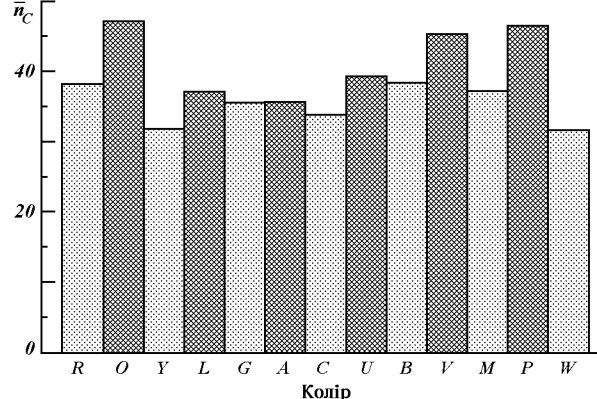


Рис. 4. Розподіл числа порогів колірної відмінності цифрових зображень за обраними кольорами синтезування

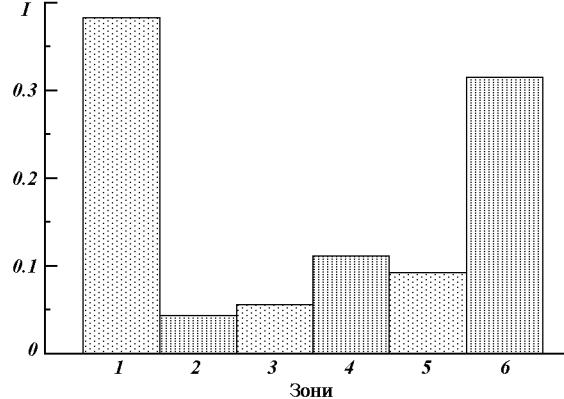


Рис. 5. Відносна інформативність спектральних діапазонів аерофотоапаратури МКФ-6М

Технічно синтезування в заданий колір є компромісним варіантом синтезування між неавтоматизованим оптичним синтезуванням [1], з одного боку, та повністю автоматичним оптимальним цифровим синтезуванням [3] — з іншого. Це

дозволяє деякою мірою врахувати психофізіологічні особливості оператора, жертвуячи незначним зниженням якості синтезування. Разом з тим синтезування в заданий колір (див. таблицю) потребує більшої різноманітності складу вихідних зональних

зображень, що пояснюється близькістю локусу заданих кольорів до чисто спектральних в межах колірного охоплення монітора [7]. Кількість випадків, коли для синтезування достатньо лише двох зональних зображень, стала меншою, ніж при оптимальному синтезуванні [3]. Тому роль цифрового колірного синтезування як засобу одночасного візуального аналізу комплекту зональних аерокосмічних знімків зростає. Рис. 5 ілюструє розподіл середньої відносної інформативності спектральних діапазонів багатозональної аерофотографічної апаратури МКФ-6М. Низька інформаційна цінність другої та третьої зон добре корелює з результатами попередніх досліджень [1–3].

Таким чином, цифрове синтезування зональних аерокосмічних зображень, яке забезпечує заданий колір об'єктів, є одним із шляхів підвищення загальної ефективності візуального дешифрування матеріалів багатоспектрального аерокосмічного моніторингу.

1. Фроленко В. М. Методика комплексного дешифрування зональних аерокосмічних знімків з використанням оптичного приладу синтезу // Космічна наука і технологія.—1997.—3, № 5/6.—С. 47—54.
2. Фроленко В. М. Оптимізація вибору спектрального діапазону дистанційного спостереження аероландшафту // Космічна наука і технологія.—1998.—4, № 1.—С. 3—8.

3. Фроленко В. М. Оптимальне цифрове синтезування зональных аерокосмічных зображений // Космічна наука і технологія.—1998.—4, № 2/3.—С. 51—57.
4. Фроленко В. Н. К оценке точности цветопередачи зашумленных цифровых изображений // Прикладные вопросы аэрокосмического мониторинга. — Киев: КИ ВВС, 1997.—С. 81—87.
5. Шашлов Б. А. Цвет и цветовопроизведение. — М.: Книга, 1986.—280 с.
6. Певзнер Б. М. Качество цветных телевизионных изображений. — М.: Радио и связь, 1988.—224 с.
7. Шлихт Г. Ю. Цифровая обработка цветных изображений: Пер. с нем. — М.: ЭКОМ, 1997.—336 с.

THE DIGITAL SYNTHESIZING OF THE ZONAL AEROSPACE IMAGES, WHICH PROVIDES THE GIVEN COLOUR OF OBJECTS

V. N. Frolenko

The technique of synthesizing of monochromatic zonal aerospace snapshots, that provides the given color of object of remote sensing on the synthesized digital image, is considered. The necessary rated models are stated, their optimization in sense of achievement of the maximal color distinction between object and background on the synthesized image inside of borders of metamorphic color space is made. The results of numerical modeling of synthesizing of the images of a number of typical objects of aerospace monitoring to the given colors of a standard palette are given. The comparative estimation of synthesizing to the given color and optimal digital synthesizing is made.

УДК 551.510.535

**Энергетика процессов на Земле,
в атмосфере и околоземном космосе
в свете проекта «Попередження»**

Л. Ф. Черногор

Харківський державний університет

Надійшла до редакції 23.07.98

В світлі проекту «Попередження» розглядається енергетика сонячних процесів, магнітосфери, іоносфери, атмосфери та Землі. Обчислена енергія (потужність) основних процесів та явищ, що можуть заважати виявленню передвісників землетрусів в навколоземному просторі. Хоча енергетика передвісників землетрусів звичайно набагато менша енергетики заважаючих факторів, перша є достатньо вагомою, щоб ставити та розв'язувати задачу селекції передвісників за спостереженнями варіацій параметрів навколоземного простору. Описані труднощі, що виникають при пошуку передвісників за варіаціями параметрів іоносфери та магнітосфери.

ВВЕДЕНИЕ

Предупреждение о землетрясениях — важная и сложная научно-техническая задача. Сейсмологи пытаются ее решить в течение многих десятков лет. Новые возможности в предсказании землетрясений (ЗТ) открылись после обнаружения эффектов предвестников в ионосфере и магнитосфере [2, 7]. Этому посвящается проект «Попередження».

Поиск предвестников землетрясений в вариациях параметров ионосферы и магнитосферы наталкивается на серьезные трудности. К ним относятся следующие.

Во-первых, плохо известно, что представляют собой эти предвестники. Если это изменение параметров плазмы и полей, то с какими пространственно-временными параметрами, какого знака, каковы особенности.

Во-вторых, недостаточно изучены механизмы возникновения эффектов предвестников ЗТ в околоземном пространстве. Ясно одно, что они являются вторичными («третичными» и т. д.) по отно-

шению к процессам в литосфере. Это означает, что переносчик информации о готовящихся ЗТ претерпевает многократные и трудно учитываемые преобразования.

В-третьих, следует ожидать, что возмущения в околоземной среде, обусловленные предвестником, относительно невелики и обладают небольшой энергетикой, что осложняет их обнаружение.

В-четвертых, в атмосфере, ионосфере и магнитосфере постоянно наблюдаются вариации их параметров, связанные с воздействием на среду естественных и антропогенных факторов. Принципиально эти вариации ничем не отличаются от возмущений, обусловленных предвестниками ЗТ. Более того, энергетика последних обычно уступает энергетике процессов, маскирующих возможные предвестники. Эти вопросы обсуждаются в данной работе.

Целью статьи является оценка и сравнение энергетических характеристик предвестников ЗТ и основных процессов, затрудняющих обнаружение эффектов от готовящегося сейсмического события. Перечень важнейших источников энерговыделения

естественного и искусственного происхождения приведен в наших работах [3, 12].

ЭНЕРГЕТИКА СОЛНЕЧНЫХ ПРОЦЕССОВ

Солнце — основной источник энергии на Земле. Полная мощность P_s его излучения составляет около $4 \cdot 10^{26}$ Вт [11]. Примерно $4 \cdot 10^{17}$ Вт «перехватывается» нашей планетой. Этой величине P_s соответствует поток $1.4 \cdot 10^3$ Вт/м². Большая часть P_s приходится на оптический диапазон (в невозмущенных условиях около $3 \cdot 10^{17}$ Вт), а на УФ-диапазон — $4 \cdot 10^{16}$ Вт. Лишь около 10^{-4} части последней затрачивается на ионизацию атмосферы. Мощность рентгеновского излучения порядка 10^6 Вт; этого достаточно для обеспечения ионизации основания ионосферы (здесь в дневное время концентрация электронов $N \sim 10^8$ м⁻³).

Кроме электромагнитного излучения, от Солнца исходит солнечный ветер, представляющий собой поток плазмы с вмороженным в нее магнитным полем. В невозмущенных условиях $N \approx 5 \cdot 10^6$ м⁻³, скорость частиц $v \approx 3 \cdot 10^5$ м/с. Ветер имеет мощность

$$P_{sw} = Nv\epsilon_p S_m,$$

где $\epsilon_p \approx 10^{-16}$ Дж — энергия протонов, $S_m \approx 2 \cdot 10^{16}$ м² — площадь сечения магнитосферы с характерным размером около $10 R_e$ (R_e — радиус Земли). Оценки дают $P_{sw} \approx 10^{12}$ Вт.

Важными для физики околоземного космоса и проекта «Попередження» являются, в частности, нестационарные процессы на Солнце. Они вызываются вспышками — самыми мощными проявлениями солнечной активности. Их энергия достигает

Таблица 1. Энергетические характеристики составляющих солнечной вспышки у орбиты Земли

Переносчик	Энергия, Дж	Мощность, Вт
Излучение¹		
мягкое рентгеновское и ультрафиолетовое	$(3-5) \cdot 10^{15}$	$(3-5) \cdot 10^{12}$
оптическое	$(1-3) \cdot 10^{15}$	$(1-3) \cdot 10^{12}$
жесткое рентгеновское	$(3-5) \cdot 10^{10}$	$(3-5) \cdot 10^7$
гамма	$(1-3) \cdot 10^9$	$(1-3) \cdot 10^6$
радио	10^8	10^5
Корпускулы²		
электроны ($\epsilon_e \geq 20$ кэВ)	$(3-5) \cdot 10^{17}$	$(3-5) \cdot 10^{14}$
протоны ($\epsilon_p \geq 20$ МэВ)	$(1-3) \cdot 10^{17}$	$(1-3) \cdot 10^{14}$
Межпланетные выбросы и ударные волны ²	$(1-3) \cdot 10^{18}$	10^{15}

¹соответствует S_e

²соответствует S_m

10^{25} Дж, а мощность — 10^{22} Вт. На орбите Земли им соответствуют значения порядка 10^{16} Дж, 10^{13} Вт (для площади сечения Земли $S_e \approx \approx 2 \cdot 10^{14}$ м²) и 10^{18} Дж, 10^{15} Вт (для S_m). Составные этих энергетических характеристик для сильной вспышки приведены в табл. 1. Для слабой вспышки (или субвспышки) эти параметры на 2—3 порядка меньше.

В возмущенном солнечном ветре $N \approx 10^7$ м⁻³, $v \approx 10^6$ м/с, $\epsilon_p \approx 10^{-15}$ Дж. При этом $P_{sw} \approx 10^{14}$ Вт.

ЭНЕРГЕТИКА МАГНИТОСФЕРЫ

Энергетика магнитосферы определяется энергией, поступающей от Солнца, энергией магнитного и электрического полей, а также энергией тепловых и нетепловых частиц [6]. Рассмотрим это подробнее.

Энергия магнитного поля с индукцией у поверхности Земли $B_0 \approx 5 \cdot 10^{-5}$ Тл дается соотношением

$$W_m = w_m V \approx w_m V_e = \frac{4}{3} \pi R_e^3 w_m ,$$

где $w_m = B_0^2 / 2\mu_0$ — плотность энергии, μ_0 — магнитная постоянная, $V \approx V_e \approx 10^{21}$ м³ — объем Земли. Здесь учтено, что с расстоянием B_0 быстро убывает ($\propto 1/R^3$), поэтому вклад в полную энергию вносит объем $V \approx V_e$. Вычисления дают $W_m \approx 10^{18}$ Дж.

Тепловая энергия плазмы в магнитосфере равна

$$W_{tm} = \frac{3}{2} k(T_e + T_i) N V_m ,$$

где T_e , T_i — температуры электронов и ионов, k — постоянная Больцмана, $V_m \approx 10^{24}$ м³ — объем магнитосферы. Для $N \approx 10^9$ м⁻³, $T_{e,i} \approx 10^3$ К имеем $W_{tm} \approx 4 \cdot 10^{13}$ Дж.

Энергия нетепловых частиц в магнитосфере для электронов и протонов порядка 10 кэВ и 10 МэВ соответственно. При $N = 10^4$ м⁻³ имеем для них полную энергию 10^{13} и 10^{16} Дж. В возмущенных условиях она увеличивается на два порядка.

В магнитосфере также есть относительно слабые электрические поля с напряженностью $E \sim 0.1$ —1 мВ/м. Им соответствует энергия

$$W_{em} = w_{em} V_m = \frac{1}{2} \epsilon_0 E^2 V_m ,$$

где ϵ_0 — электрическая постоянная. Оценки дают $W_{em} \sim 10^5$ — 10^7 Дж.

Вспышки на Солнце вызывают в магнитосфере магнитную бурю. При этом вариации B_0 достигают

$\Delta B \sim 5 \cdot 10^{-7}$ Тл. Энергия бури оценивается так:

$$W_{ms} \approx w_{ms} V_e = \frac{B_0 \Delta B}{\mu_0} V_e.$$

Для того же объема 10^{21} м³ имеем $W_{ms} \approx 2.5 \cdot 10^{16}$ Дж, и мощность бури $W_{ms}/\Delta t \approx (0.25 - 2.5) \cdot 10^{12}$ Вт (при ее продолжительности $\Delta t \approx 10^4 - 10^5$ с).

ЭНЕРГЕТИКА ИОНОСФЕРЫ

Энергетика ионосферы определяется энергией падающего солнечного излучения, тепловой энергией плазмы, динамикой ветров, ионосферными токами, параметрами высывающихся частиц и т. п. [1]. Рассмотрим эти процессы подробнее.

Тепловая энергия ионосферной плазмы

$$W_{ti} = \frac{3}{2} k(T_e + T_i) N V_i \approx 6\pi k(T_e + T_i) N R_e^2 \Delta z_i,$$

где $V_i = 4\pi R_e^2 \Delta z_i$ и $\Delta z_i \approx 400$ км — объем и толщина ионосферы соответственно. При $N \approx 10^{12}$ м⁻³, $T_e \approx T_i \approx 2 \cdot 10^3$ К имеем $W_{ti} \approx 10^{13}$ Дж.

Оценим энергетические характеристики терминатора при его прохождении в ионосфере. Поскольку N в дневное время на всех высотах существенно больше, чем в ночное время, то энергия, которую сообщает терминатор ионосферной плазме, примерно равна ее тепловой энергии в объеме

$$V_t \approx 2\pi R_e \Delta z \cdot L_t,$$

где $L_t \approx v_t \Delta t$ и Δz — горизонтальный и вертикальный размеры области терминатора, $v_t \approx 300 - 500$ м/с — его скорость движения. С учетом сканного мощность и энергия, привносимые терминатором, равны

$$P_t = 3\pi k(T_e + T_i) N R_e \Delta z v_t, \quad W_t = P_t \Delta t.$$

Здесь параметры плазмы относятся к дневным условиям. Результаты оценок приведены в табл. 2.

При прохождении терминатора имеет место также скачок ионизации. Ему соответствуют мощность и энергия, даваемые выражениями

$$P_{ii} = \varepsilon_i N V_t / \Delta t = 2\pi \varepsilon_i N R_e \Delta z v_t,$$

$$W_{ti} = P_{ii} \Delta t,$$

где $\varepsilon_i \approx 10$ эВ — потенциал ионизации молекул воздуха. Значения P_{ii} и W_{ti} также приведены в табл. 2.

Для оценки энергетических характеристик атмосферного ветра на ионосферных высотах предпо-

Таблица 2. Энергетические характеристики терминатора в ионосфере

Область ионосферы	P_t , Вт	P_{ti} , Вт	Δt , с	W_t , Дж	W_{ti} , Дж
<i>D</i>	10^3	$2 \cdot 10^5$	10^2	10^5	$2 \cdot 10^7$
<i>E</i>	10^5	$2 \cdot 10^7$	10^2	10^7	$2 \cdot 10^9$
<i>F</i>	10^8	$4 \cdot 10^9$	10^3	10^{11}	$4 \cdot 10^{12}$

Таблица 3. Мощность атмосферного ветра на ионосферных высотах ($v_w = 100$ м/с)

Область ионосферы	z_0 , км	$r(z_0)$, кг/м ³	$H(z_0)$, км	P_w , Вт
<i>D</i>	60	10^{-4}	10	10^{13}
<i>E</i>	90	$3 \cdot 10^{-6}$	10	$3 \cdot 10^{11}$
<i>F</i>	120	10^{-7}	20	$2 \cdot 10^{10}$

ложим, что поток воздуха течет через поверхность $S_w = \pi R_e H(z_0)$, где $H(z_0)$ — приведенная высота нейтральной атмосферы на высоте z_0 . Тогда для мощности ветра имеем

$$P_w = \frac{1}{2} \rho(z_0) v_w^3 S_w, \quad (1)$$

где $\rho(z_0)$ — плотность атмосферы на высоте z_0 , которая убывает с высотой по экспоненциальному закону, $v_w \approx 100$ м/с — скорость ветра. Результаты оценки P_w приведены в табл. 3.

Значительной энергетикой обладают ионосферные токи, плотности которых в средних и высоких широтах равны

$$j_{ml} = e N v_w,$$

$$j_{hl} = e N \frac{[EB_0]}{B_0^2},$$

где $E \approx 50$ мВ/м — напряженность высокоширотного ионосферного электрического поля (в средних широтах $E \approx 1 - 5$ мВ/м). При $N = 10^{11}$ м⁻³ имеем $j_{ml} \approx 2 \cdot 10^{-6}$ А/м², а $j_{hl} \approx 2 \cdot 10^{-5}$ А/м². Для характерной площади $S = 2\pi R_e \Delta z_j$, где $\Delta z \approx 30$ км — толщина ионосферного слоя с плотностью тока $j_{ml} \approx 2 \cdot 10^{-6}$ А/м², получаем силу тока $I = j_{ml} S \approx \approx 2 \cdot 10^6$ А. При $E \approx 3$ мВ/м и расстоянии $R \approx \approx \pi R_e \approx 2 \cdot 10^7$ м разность потенциалов $U \approx ER \approx \approx 6 \cdot 10^7$ В. Таким значениям I и U соответствует мощность ионосферных токов $P_{ij} = UI \approx 10^{11}$ Вт.

В средних и особенно высоких широтах существенны высapsulation частиц в атмосферу из магнитосферы. Их мощность можно оценить из соотношения

$$P_{pp} = 2\varepsilon_i \Delta z \Delta q_i S, \quad q_i = \alpha N^2,$$

Таблица 4. Параметры потоков частиц с энергией ε в невозмущенной ионосфере средних широт и возмущенной ионосфере высоких широт (в скобках). Длительность высыпаний $4 \cdot 10^4$ с

Высота, км	$N, \text{ м}^{-3}$	$\alpha, \text{ м}^{3} \text{с}^{-1}$	$q, \text{ м}^{-3} \text{с}^{-1}$	$\varepsilon, \text{ МэВ}$	$S, \text{ м}^2$	$P, \text{ Вт}$	$W, \text{ Дж}$	Вид частиц
60	$3 \cdot 10^6 (10^{10})$	$10^{-11} (10^{-11})$	$10^2 (10^9)$	15	$10^{14} (10^{13})$	$10^3 (10^9)$	$4 \cdot 10^7 (4 \cdot 10^{13})$	Протоны
70	$3 \cdot 10^6 (3 \cdot 10^{10})$	$10^{-11} (3 \cdot 10^{-12})$	$10^2 (3 \cdot 10^9)$	8	$10^{14} (10^{13})$	$10^3 (3 \cdot 10^9)$	$4 \cdot 10^7 (1.2 \cdot 10^{14})$	Протоны
80	$3 \cdot 10^7 (10^{11})$	$10^{-11} (10^{-12})$	$10^4 (10^{10})$	0.1	$10^{14} (10^{13})$	$10^5 (10^{10})$	$4 \cdot 10^9 (4 \cdot 10^{14})$	Электроны
90	$3 \cdot 10^8 (3 \cdot 10^{11})$	$3 \cdot 10^{-12} (3 \cdot 10^{-13})$	$3 \cdot 10^5 (3 \cdot 10^{10})$	0.04	$10^{14} (10^{13})$	$3 \cdot 10^6 (3 \cdot 10^{10})$	$1.2 \cdot 10^{11} (1.2 \cdot 10^{15})$	Электроны

где Δq_i — изменение скорости ионизации q_i , α — эффективный коэффициент рекомбинации, S — площадь, где имеет место высыпание частиц, $\Delta z \approx 10$ км — толщина слоя, где возникает ионизация высыпающимися частицами, $\varepsilon_i \approx 35$ эВ — средняя энергия, затрачиваемая на один акт ионизации молекулы корпукской. Результаты оценки P_{pp} приведены в табл. 4. При этом считалось, что другие механизмы ионизации малосущественны, поэтому $\Delta q_i = q_i$.

ЭНЕРГЕТИКА АТМОСФЕРЫ

Энергетика атмосферы определяется поступающей в нее энергией извне, оттоком энергии и процессами в среде [4, 8]. К ним относятся тепловое движение частиц, прохождение терминатора, ветры, крупномасштабная и мелкомасштабная турбулентность, атмосферное электричество, падение крупных космических тел и другие. Рассмотрим эти процессы подробнее.

Тепловая энергия атмосферы зависит от ее температуры T_a и объема V_a и равна

$$W_{ta}(z_0) = C\rho V_a T_a = C\rho(z_0)S_e H(z_0)T_a(z_0),$$

где $C \approx 10^3$ Дж/(кг·К) — удельная теплоемкость газа, T — температура газа. Величина W_{ta} — порядка 10^{24} , 10^{23} , $8 \cdot 10^{20}$, $3 \cdot 10^{18}$ и $5 \cdot 10^{13}$ Дж для тропосферы, стратосферы, мезосферы, термосферы и экзосферы соответственно.

Прохождение терминатора приводит к изменению тепловой энергии на величину

$$\Delta W_{ta}(z_0) = W_t(z_0) \left(\frac{\Delta N_n}{N_n} + \frac{\Delta T}{T} \right),$$

$$W_t(z_0) = 2\pi C\rho(z_0)T(z_0)R_e H(z_0)v_t \Delta t,$$

где ΔN_n — изменение концентрации нейтральных частиц N_n . На высотах $z \leq 100$ км $\Delta N_n \approx 0$, $\Delta T/T \approx 3 \cdot 10^{-2}$, в то же время для $z = 300 \dots 1000$ км имеем $\Delta N_n/N_n \approx 0.4 \dots 1.0$, $\Delta T/T \approx 0.4 \dots 0.5$. Поэтому

величина $\Delta W_{ta}/W_t$ — порядка $3 \cdot 10^{-2}$ для тропосферы, стратосферы и мезосферы, около 0.1 для термосферы и до 1 для экзосферы. Энергии ΔW_t соответствует мощность атмосферного терминатора

$$P_t = 2\pi C\rho(z_0)T(z_0)R_e H(z_0)v_t \left(\frac{\Delta N_n}{N_n} + \frac{\Delta T}{T} \right).$$

Для тропосферы, стратосферы, мезосферы, термосферы и экзосферы P_t порядка 10^{18} , 10^{17} , 10^{15} , 10^{13} и 10^{10} Вт соответственно.

Мощность атмосферного ветра оценивается по формуле (1) и составляет величину около $10^{14} \dots 10^{15}$ Вт для тропосферы и стратосферы, где $v_w \approx 20 \dots 40$ м/с. Значение P_w для больших высот указано в табл. 3.

На энергетику атмосферы существенно влияют такие явления, как циклоны (антициклоны), струйные течения, ураганы (тайфуны), шквалы, смерчи (торнадо) и др.

Энергию циклона оценим по формуле

$$W = \frac{1}{2} I\omega^2 \approx \frac{\pi}{4} L_h^4 \rho(0)H(0)\omega^2, \quad (2)$$

где I — момент инерции циклона, L_h — горизонтальный размер (радиус) циклона (его вертикальный размер $L_v \approx H(0)$), $\omega \approx 10^{-4}$ с⁻¹ угловая скорость вращения газа в циклоне. Для $L_h \approx 1000$ км имеем $W \approx 10^{20}$ Дж, для глобального вихря с $L_h \approx 10000$ км $W \approx 10^{24}$ Дж. Энергию циклона (антициклона) также можно оценить, исходя из соотношения

$$W \approx \Delta p V \approx \pi \Delta p L_h^2 L_v, \quad (3)$$

где $\Delta p \approx \rho(0)\bar{v}^2 = \frac{1}{4}\rho(0)L_h^2\omega^2$ — изменение давления в центре вихря, $\bar{v} = \frac{1}{2}L_h\omega$ — средняя скорость в вихре. Нетрудно видеть, что результаты расчетов по формулам (2), (3) близки между собой.

Соотношение (3) пригодно также для оценки энергий других мощных атмосферных процессов. Для вычисления энергетических характеристик струйных течений можно воспользоваться выраже-

Таблица 5. Параметры атмосферных процессов

Явление	L_h , км	L_v , км	Δp , Па	Энергия, Дж	Мощность, Вт
Циклон (антициклон)	3000	10	50	10^{21}	10^{15}
Струйные течения	3000 (длина) 300 (ширина)	3 100	10^{19} — 10^{20}	10^{15} — 10^{16}	
Ураган	500	10	100	10^{18}	10^{13}
Шквал	10	1	50	10^{15}	10^{12}
Торнадо	1	1	50	10^{13}	10^{10}
Пылевой смерч	0.01	1	10	10^8	10^6

Таблица 6. Характеристики турбулентности

Область атмосферы	ε_t , Вт/кг	$\rho(z_0)$, кг/м ³	P_t , Вт
Тропосфера	10^{-2}	1	$4 \cdot 10^{14}$
Стратосфера	10^{-3}	10^{-1}	$4 \cdot 10^{14}$
Мезосфера	1	10^{-3}	$4 \cdot 10^{15}$

Таблица 7. Энергетические характеристики космических тел в зависимости от их размеров d

Параметр	d , м								
	0.1	1	10	10^2	10^3	10^4	10^5	10^6	
W , Дж	10^9	10^{12}	10^{15}	10^{18}	10^{21}	10^{24}	10^{27}	10^{30}	
Δt , с	1	1	1	10^{-3}	10^{-3}	10^{-3}	10^{-3}	10^{-3}	
P , Вт	10^9	10^{12}	10^{15}	10^{21}	10^{24}	10^{27}	10^{30}	10^{33}	

нием (1). Параметры атмосферных явлений приведены в табл. 5.

Энергетика атмосферной турбулентности зависит от удельной диссилируемой мощности ε_t и массы газа. Мощность турбулентности

$$P_t(z_0) \approx \varepsilon_t(z_0)\rho(z_0)V(z_0) \approx 4\pi\varepsilon_t(z_0)\rho(z_0)R_e^2H(z_0).$$

Результаты оценки энергетических характеристик турбулентности приведены в табл. 6.

Рассмотрим энергетику электрических процессов в атмосфере. Наблюдения показывают, что вблизи поверхности Земли существуют электрические поля с напряженностью $E_0 \approx 100 \pm 25$ В/м над материками и 135 ± 15 В/м над океаном. С увеличением высоты $E_0(z)$ убывает примерно по экспоненциальному закону с характерным масштабом $H_e \approx 2.5$ —4 км. Этим значениям E_0 и H_e соответствует разность потенциалов $U \approx E_0(0)H_e \approx (3\text{---}4) \cdot 10^5$ В и энергия геоэлектрического поля

$$W_e = \varepsilon_0 S_e U^2 / (2H_e).$$

Здесь $S_e \approx 5 \cdot 10^{14}$ м² — полная площадь поверхности Земли. Для указанных параметров имеем $W_e = 7 \cdot 10^{10}$ Дж.

Оценим далее энергетику линейной молнии по

формуле

$$W = \frac{q^2}{8\pi\varepsilon_0 l},$$

где q — переносимый заряд, l — длина канала разряда. Для сильнейших молний $l \approx 4\text{---}5$ км, $q \approx 10^2$ Кл, при этом $W \approx 10^{10}$ Дж. Так как длительность разряда $\Delta t \approx 1$ с, то мощность линейной молнии около 10^{10} Вт (для прямого разряда $\Delta t \approx 10^{-3}$ с, $P \approx 10^{13}$ Вт).

Добавим, что энергия и мощность средней шаровой молнии порядка 10^4 Дж и 10^3 Вт.

Рассмотрим далее энергетические характеристики космических тел, вторгающихся в атмосферу Земли. К ним относятся метеоры, астероиды и кометы. Их энергия зависит от начальной массы и скорости космического тела: $W = mv^2/2$. Результаты оценок W и P приведены в табл. 7.

При расчетах принималось, что средняя плотность вещества космического тела равна $\rho_b \approx \approx 3 \cdot 10^3$ кг/м³, относительная скорость около 40 км/с. Кроме того, считалось, что при $d \leq 10$ м тело полностью тормозится в атмосфере, где и выделяется вся энергия за время $\Delta t \approx H/v\cos\alpha$ ($H \approx 10$ км — приведенная высота атмосферы, α — угол между вертикалью и траекторией тела). При $d > 10$ м основное энерговыделение происходит взрывообразно ($\Delta t \approx 10^{-3}$ с) при столкновении космического тела с планетой. Критическое значение d оценивается из формулы [5]

$$\rho(z) \approx \frac{2d\cos\alpha}{3C_x H} \rho_b.$$

При $\rho(0) = 1$ кг/м³, $C_x \approx 1$, $\cos\alpha = 1/2$ имеем $d \approx \approx 10$ м.

ЭНЕРГЕТИКА ЗЕМЛИ

Энергетика Земли зависит от ее гравитационной W_g , тепловой W_t и кинетической W_k энергий [10]. Последняя определяется энергией движения Земли вокруг Солнца W_{k1} и энергией вращения вокруг собственной оси W_{k2} . Для вычисления этих энергий воспользуемся соотношениями

$$W_g = G \frac{M_e^2}{R_e},$$

$$W_t = C_e M_e T_e,$$

$$W_{k1} = \frac{1}{2} M_e v_e^2,$$

$$W_{k2} = \frac{1}{2} I_e \omega_e^2,$$

где G — гравитационная постоянная, $C_e \approx$

$\approx 600 \text{ Дж}/(\text{кг}\cdot\text{К})$ — средняя удельная теплоемкость Земли, $T_e \approx 3.7 \cdot 10^3 \text{ К}$ — ее средняя температура, $M_e \approx 6 \cdot 10^{24} \text{ кг}$ и $I_e \approx 8 \cdot 10^{37} \text{ кг}\cdot\text{м}^2$ — масса и момент инерции планеты, $v_e \approx 30 \text{ км/с}$ — орбитальная скорость Земли, $\omega_e \approx 6 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$ — ее угловая скорость вращения вокруг собственной оси. Вычисления дают $W_g \approx 4 \cdot 10^{32} \text{ Дж}$, $W_t \approx 10^{31} \text{ Дж}$, $W_{k1} \approx 3 \cdot 10^{33} \text{ Дж}$ и $W_{k2} \approx 2 \cdot 10^{29} \text{ Дж}$.

Перейдем далее к оценке энергетики сейсмических процессов. Энергия землетрясения определяется плотностью сейсмической энергии w_s и объемом очага землетрясения V_{eq} [13]:

$$W_{eq} = w_s V_{eq}.$$

В среднем $w_s \approx 10^3 \text{ Дж}/\text{м}^3$, а для сильнейших землетрясений $V_{eq} \sim 10^{16} \text{ м}^3$. При этом $W_{eq} \approx 10^{19} \text{ Дж}$. Им соответствует магнитуда около 10 единиц. В доисторические времена (об этом свидетельствуют разломы) могли иметь место ЗТ с $V_{eq} \approx 10^{18} \text{ м}^3$ и $W_{eq} \approx 10^{21} \text{ Дж}$. Потенциальную сейсмическую и упругую энергию всей литосферы оценим, исходя из соотношений

$$W_{ls} = w_s S_l h_l, \quad W_{le} = \frac{\sigma_l^2}{K} S_e h_l,$$

где $S_l \approx 5 \cdot 10^{13} \text{ м}^2$ — площадь всех сейсмически активных районов Земли, $h_l \approx 200 \text{ км}$ — толщина литосферы, $\sigma_l = \rho_l g h_l \approx 5 \cdot 10^9 \text{ м}^2$ — вертикальное напряжение в литосфере, ρ_l — ее средняя плотность, $K \approx 10^{11} \text{ Н}/\text{м}^2$ — модуль всестороннего сжатия для земных пород, g — ускорение свободного падения. Вычисления приводят к значениям $W_{ls} \approx 10^{22} \text{ Дж}$, $W_{le} \approx 2.5 \cdot 10^{28} \text{ Дж}$.

Землетрясения, происходящие под водой Мирового океана, способны генерировать цунами, энергию которых оценим по формуле:

$$W_{ls} = \frac{1}{2} \rho g A_{ls}^2 S_{ls},$$

где ρ — плотность воды, A_{ls} — высота цунами, $S_{ls} \approx S_{eq}$ — площадь очага ЗТ. Для сильнейших цунами $S_{ls} \approx 10^{11} \text{ м}^2$, $A_{ls} \approx 10 \text{ м}$, $W_{ls} \approx 5 \cdot 10^{16} \text{ Дж}$. К. п. д. преобразования энергии ЗТ в энергию цунами не превышает 1—10 %.

Кроме ЗТ, значительной энергетикой характеризуется вулканизм. Энергия вулкана в основном определяется его термальной энергией

$$W_{vt} = M_1 C T + M_2 C_m,$$

где M_1 — масса выброшенного материала, $C \approx 800 \text{ Дж}/(\text{кг}\cdot\text{К})$ и $T \approx 1700 \text{ К}$ — его удельная теплоемкость и температура, M_2 — масса лавы, $C_m \approx 4 \cdot 10^5 \text{ Дж}/\text{кг}$ — удельная теплота плавления.

Для мощнейших вулканов $M_1 \approx M_2 \approx 5 \cdot 10^{13} \text{ кг}$, $W_{vt} \approx 10^{20} \text{ Дж}$. Энергия акустической (ударной) волны при этом на 3—4 порядка меньше.

ЭНЕРГЕТИКА ПРЕДВЕСТНИКОВ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ

Ниже оценим энергетику акустического, электромагнитного, магнитного, электрического, оптического, радонового и плазменного предвестников землетрясений.

При оценке энергетики инфразвукового предвестника будем исходить из того, что акустические колебания генерируются вследствие перемещения со скоростью v литосферных плит массой M [13]. Тогда энергия инфразвуковых волн может быть вычислена по кинетической энергии

$$W_a = \eta_a \eta_s \frac{M v^2}{2},$$

где $\eta_s \approx (1-5) \cdot 10^{-2}$, $\eta_a \approx 10^{-2}$ — коэффициенты преобразования кинетической энергии в энергию сейсмических волн и энергии последних в энергию инфразвука. Расчеты показали [13], что при $v \geq 3 \cdot 10^{-3} - 3 \cdot 10^{-2} \text{ м/с}$ и $M \geq 2 \cdot 10^{19} - 2 \cdot 10^{13} \text{ кг}$ $W_a \geq 10^6 - 10^{10} \text{ Дж}$.

Рассмотрим энергетику электромагнитного предвестника. Электромагнитные волны генерируются в очаге будущего ЗТ при сдавливании пород. При этом возникают электрические токи с плотностью $j \approx 10^{-3} \text{ А}/\text{м}^2$ в диапазоне частот $f \sim 1 - 10^6 \text{ Гц}$ [14]. Для мощности электрического тока имеем

$$P = \frac{j^2}{\sigma_g} V,$$

где $\sigma_g \approx 10^{-4} \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$ — удельная проводимость в очаге объемом V . При $V \sim 10^{15} \text{ м}^3$ имеем $P \approx 10^{13} \text{ Вт}$. Если характерное время генерации $\Delta t \approx 10^3 \text{ с}$, то энергия электромагнитного предвестника порядка 10^{16} Дж . Считая спектр излучения близким к равномерному для полосы частот $\Delta f = 10^6 \text{ МГц}$, имеем $P/\Delta f \approx 10^7 \text{ Вт}/\text{Гц}$. Тогда мощность излучения в диапазонах $f \leq 10$, 10^4 и 10^6 Гц порядка 10^8 , 10^{11} и 10^{13} Вт соответственно. Именно в этих диапазонах, именуемых УНЧ (полоса частот $\Delta f \approx 10 \text{ Гц}$), ОНЧ ($\Delta f \approx 10^4 \text{ Гц}$), и ВЧ ($\Delta f \approx 10^6 \text{ Гц}$), следует искать электромагнитные предвестники ЗТ. Следует добавить, что мощность этого излучения в атмосфере значительно меньше. Это связано с его ослаблением за счет скин-эффекта. Так, толщина скин-слоя для земных пород составляет около 10^2 , 1 и 0.1 км для $f = 1$, 10^4 и 10^6 Гц .

Таким образом, меньше всего ослабляется УНЧ-излучение. ВЧ-колебания могут генерироваться лишь при сжатии верхнего слоя толщиной $\Delta h \sim$

~ 0.1 км, мощность излучения при этом существенно меньше (10^{10} Вт). К. п. д. преобразования упругой энергии в энергию электромагнитного излучения равен

$$\eta = \frac{\dot{J}\Delta t}{\sigma_g w_s} = \frac{\dot{J}\Delta t}{\sigma_g} \cdot \frac{K}{\sigma_l^2}.$$

Для приведенных выше параметров имеем $\eta \sim 0.01 - 0.1$.

При оценке энергетики электрического предвестника следует учесть, что перед ЗТ напряженность геоэлектрического поля E может увеличиваться до 10^3 В/м в приземном слое толщиной $\Delta z \sim 1$ км. При этом энергия электрического поля

$$W_e = \frac{\epsilon_0 E^2}{2} \cdot S_{eq} \Delta z.$$

Для $S_{eq} \approx 10^{11}$ м² имеем $W_e \approx 10^9$ Дж. Если длительность процесса $\Delta t \sim 10^3 - 10^5$ с, то соответствующая мощность $P \approx 10^6 - 10^4$ Вт.

На границе ионосферы перед ЗТ, по-видимому, $E = 1 - 10$ В/м (в естественных условиях обычно значительно меньше). При этом $W_e \sim 10^3 - 10^5$ Дж, $P_e \sim 1$ Вт.

Магнитный предвестник характеризуется флюктуациями индукции $\Delta B \sim 1 - 10$ нТл. Его энергия

$$W_m = \frac{B_0 \Delta B}{\mu_0} \cdot S_{eq} \Delta z,$$

где $\Delta z \approx S_{eq}^{1/2} \approx 10^5$ м — толщина слоя с возмущенным магнитным полем. Здесь и далее при оценке энергии магнитного эффекта учтено, что в приближении квазимагнитостатики ΔB пропорционально R^{-3} , где R — расстояние от источника, и поэтому объем с магнитным полем в основном определяется характерным масштабом источника, т. е. $S_{eq}^{1/2}$. Для $\Delta B \approx 10$ нТл и $S_{eq} \approx 10^{11}$ м² имеем $W_m \approx 1.5 \cdot 10^{10}$ Дж. При $\Delta t = 150$ с мощность $P_m \approx 10^8$ Вт.

Для наблюдения оптического предвестника удобной оказывается красная линия кислородной эмиссии на длине волн 630 нм. Это излучение возникает на высотах 270 ± 25 км. Величина вариаций его интенсивности $\Delta I \propto \Delta N$, где ΔN — флюктуации концентрации электронов, предшествующих ЗТ. Наблюдения показали [7], что перед ЗТ $\Delta I \sim 10 - 10^2$ Рэл $\approx 3 \cdot 10^{-8} - 3 \cdot 10^{-7}$ Вт/м². Мощность оптического предвестника

$$P_{op} = \Delta I S_{eq}.$$

При $\Delta I = 30$ Рэл и $S_{eq} = 10^{11}$ м² имеем $P_{op} \approx 10^4$ Вт. Для $\Delta t \sim 10^4 - 10^5$ с его энергия $\sim 10^8 - 10^9$ Дж.

Предвестники ЗТ сопровождаются также вариа-

циями параметров плазмы на ионосферных высотах. Так, на высотах около 1000 км, где $N \approx 3 \cdot 10^{10}$ м⁻³, $\Delta N \approx 10^9$ м⁻³, длительность флюктуаций порядка 1 мин [2]. Такой же величины могут быть и относительные изменения температуры электронов $\Delta T_e / T_e = 0.01 - 0.1$. При этом изменение плотности тепловой энергии

$$\Delta w_t \approx 2kT_e \Delta N.$$

При горизонтальных размерах 100×1000 км² (больший — вдоль геомагнитного меридиана) и вертикальном размере $\Delta z \approx 1000$ км для приращения тепловой энергии плазмы имеем

$$\Delta W_t \approx \Delta w_t S \Delta z.$$

Оценки дают $\Delta W_t \approx 10^6$ Дж, $\Delta P_t = \Delta W_t / \Delta t \approx 10^4$ Вт. При одновременном изменении N и T_e величины ΔW_t и ΔP_t примерно удваиваются.

Предвестники землетрясений могут быть связаны с усилением потока радона над областью готовящегося ЗТ. В естественных условиях радон приводит к скорости ионизации молекул воздуха $q_{i0} \approx 10^7$ м⁻³ с⁻¹, перед ЗТ $q_i \leq 10^{10}$ м⁻³ с⁻¹. Толщина непосредственно ионизируемого слоя воздуха не более 10 м. За счет турбулентной диффузии его толщина может существенно увеличиваться (до 10^3 м и более). Мощность такого предвестника

$$P_r = \epsilon_i q_i S_{eq} \Delta z_t,$$

где $\Delta z_t = (D_i \Delta t)^{1/2}$ — толщина слоя воздуха с радоном, возникающая за время Δt в результате турбулентной диффузии с коэффициентом диффузии D_i . При $D_i = 10$ м²/с, $\Delta t = 10^5$ с имеем $\Delta z \approx 10^3$ м. Тогда для $S = 10^{11}$ м², $q_i = 10^{10}$ м⁻³ с⁻¹ получаем $P_r = 5 \cdot 10^6$ Вт, $W_r = P_r \Delta t = 5 \cdot 10^{11}$ Дж.

ЭНЕРГЕТИКА АНТРОПОГЕННЫХ ПРОЦЕССОВ

В связи с увеличением энергоооруженности человечества, проведением испытаний новой мощной техники и постановкой так называемых активных экспериментов существенно увеличилась степень воздействия человека на литосферу, атмосферу, ионосферу и магнитосферу. Оказывается, что энергетические характеристики антропогенных процессов соизмеримы и даже могут существенно превосходить соответствующие характеристики естественных процессов [3, 4, 12]. Особенно это относится к удельным параметрам, поскольку антропогенные источники возмущений в средах являются локализованными.

Рассмотрим подробнее энергетику взрывов, стар-

тующих ракет и космических аппаратов (КА), падающих отработавших КА, инжекторов плазмы и пучков частиц, излучения мощных радиосистем и линий электропередач, МГД-генераторов и метеоронов.

Энерговыделение химических взрывов, используемых в промышленной деятельности и в научных исследованиях, обычно не превосходит $1 \text{ кт} \approx 4 \cdot 10^{12} \text{ Дж}$. При длительности взрыва 10^{-3} с им соответствует мощность $P \leq 4 \cdot 10^{15} \text{ Вт}$.

Энерговыделение самого крупного ядерного взрыва, произведенного 30 октября 1961 г. в СССР, составила около $58 \text{ Мт} \approx 2.4 \cdot 10^{17} \text{ Дж}$, при $\Delta t = 10^{-7} \text{ с}$ мощность $P \approx 2 \cdot 10^{24} \text{ Вт}$. Имеется принципиальная возможность создания (например, в целях противоастероидной защиты Земли) изделия с $W \approx 1 \text{ Гт} \approx 4 \cdot 10^{18} \text{ Дж}$, $P \approx 4 \cdot 10^{25} \text{ Вт}$.

Что касается проводимых в настоящее время подземных (редко — наземных) ядерных взрывов, то их энерговыделение обычно не превышает $10—100 \text{ кт} \approx 4 \cdot 10^{13}—4 \cdot 10^{14} \text{ Дж}$.

После ядерных взрывов второе место по энергетике занимают стартующие ракеты. Их характеристики оценим по следующим соотношениям:

$$W = Qm, \quad P = Q \frac{dm}{dt}, \quad (4)$$

где $Q \approx 10^8 \text{ Дж/кг}$ — теплотворная способность ракетного топлива, m и dm/dt — его масса и расход. Для крупнейших ракет $M \approx 2 \cdot 10^6 \text{ кг}$, $dm/dt \approx 1.5 \cdot 10^4 \text{ кг/с}$. При этом $W \approx 2 \cdot 10^{14} \text{ Дж}$, $P \approx 10^{12} \text{ Вт}$. Добавим, что для перспективных ракет эти параметры могут быть на порядок большими.

Важно отметить, что для корректирующих двигателей $dm/dt \approx 1—10 \text{ кг/с}$, $m \approx 10^3 \text{ кг}$, поэтому $W \approx 10^{11} \text{ Дж}$, $P \approx 10^8—10^9 \text{ Вт}$. Однако эти двигатели включаются непосредственно в околосземной плазме и производимые в ней возмущения могут быть значительно больше, чем при срабатывании основных (разгонных) двигателей в нижней атмосфере.

При падении отработавших КА их энергетика определяется кинетической энергией (массой) изделия. При $m = 10—100 \text{ т}$ и $v \approx 7.9 \text{ км/с}$ имеем $W \approx 3 \cdot 10^{11}—3 \cdot 10^{12} \text{ Дж}$. Для $\Delta t \approx 10^3 \text{ с}$ мощность $P \approx 3 \cdot 10^8—3 \cdot 10^9 \text{ Вт}$. Для перспективных космических платформ $m = 10^3—10^4 \text{ т}$ и W , P на 1-2 порядка больше.

При проведении активных экспериментов применяется инжекция плазмы и пучков частиц. Плазма обычно образуется в результате ионизации солнечным излучением специальных веществ, выбрасываемых с борта КА взрывом. Энергия инжеектируемо-

го вещества равна $W = mv^2/2$, где m , v — его масса и скорость. Для взрывных процессов максимальная скорость разлета вещества

$$v \approx \sqrt{2Q_e},$$

где $Q_e \approx 10^8 \text{ Дж/кг}$ — удельное энерговыделение химического взрыва. При этом $v \approx 3 \text{ км/с}$, для $m \approx 10^3 \text{ кг}$ имеем $W = 5 \cdot 10^9 \text{ Дж}$, $P \approx 5 \cdot 10^{12} \text{ Вт}$.

При инжекции продуктов сгорания на активном участке траектории ракет $dm/dt \approx 10^4 \text{ кг/с}$, а значит мощность струи при ее скорости $v_j \approx 3 \text{ км/с}$ равна

$$P = v_j^2 \frac{dm}{dt} \approx 10^{11} \text{ Вт}.$$

Для $\Delta t \approx 10^3 \text{ с}$, $W \approx 10^{14} \text{ Дж}$.

Энергию и мощность инжектора пучков частиц можно оценить, исходя из следующих соотношений

$$W = \varepsilon \frac{I}{e} \tau, \quad P = \varepsilon \frac{I}{e},$$

где ε — энергия частиц, I — сила тока, e — заряд электрона, τ — длительность импульса. Например, при энергии электронов 100 кэВ , $I = 10^4 \text{ А}$, $\tau = 10^{-6} \text{ с}$ имеем $W_e = 10^3 \text{ Дж}$, $P_e = 10^9 \text{ Вт}$. При энергии протонов 10 МэВ $W_p = 10^5 \text{ Дж}$, $P_p = 10^{11} \text{ Вт}$.

Рассмотрим энергетику излучения мощных радиосистем. Мощность радиопередающих устройств зависит от их частоты. Значения, близкие к предельным, приведены в табл. 8. Там же указаны коэффициенты усиления G и размеры антенных систем, близкие к предельно возможным. Разумеется, дальнейшее увеличение P может быть достигнуто синфазным излучением n -го количества передатчиков (реально $n \sim 10—100$).

Таблица 8. Параметры радиосистем, близкие к предельным

$f, \text{ Гц}$	$P, \text{ Вт}$	G	Режим излучения	Размер антенны, м
1	10^6	10^{-5}	непрерывный, импульсный	10^5
10	10^6	10^{-3}	непрерывный, импульсный	10^5
10^2	10^6	10^{-3}	непрерывный, импульсный	10^5
10^3	10^7	1	непрерывный, импульсный	10^4
10^4	10^7	1	непрерывный, импульсный	10^4
10^5	10^7	10	непрерывный, импульсный	3000×3000
10^6	10^7	10^2	непрерывный, импульсный	1000×1000
10^7	10^7	10^4	непрерывный, импульсный	1000×1000
10^8	10^8	10^6	импульсный	1000×1000
10^9	10^9	10^7	импульсный	300×300
10^{10}	10^{10}	10^8	импульсный	100×100
10^{11}	10^{11}	10^{10}	импульсный	100×100

Мощность электрического тока, передаваемая по линиям электропередач (ЛЭП) ~ 1 ГВт, длина линий $\sim 10^2\text{--}10^3$ км. Такие системы способны излучать на частотах 50 или 60 Гц и их гармониках. Доля излучаемой мощности не известна, однако можно предположить, что она не очень мала, так как еще с 1970-х гг. наблюдаются эффекты, по-видимому, связанные с изменением нагрузки в ЛЭП [9].

Другими источниками возмущений в ионосфере и магнитосфере могут служить МГД-генераторы. При силе тока I , характерном размере контура с током a амплитуда индукции магнитного поля на расстоянии r от контура (при $r^2 \gg a^2$) приблизительно равна

$$\Delta B \approx \frac{\mu_0 I a^2}{2r^3} \approx \frac{\mu_0 I S_r}{2r^3},$$

где S_r — площадь излучателя. Здесь учтено, что частота излучения $f \ll c/2\pi a$. Обычно $a \sim 10\text{--}100$ км и $f < 10^2\text{--}10^3$ Гц. Например при запитке Крымского полуострова ($S_r \approx 2.7 \cdot 10^{10}$ м²) для $I = 10^5$ А, $r = 100$ км имеем $\Delta B \approx 10^{-6}$ Тл, что составляет около 0.02 от невозмущенного геомагнитного поля. Возникает искусственная магнитная суббурия. Ее энергия оценивается из соотношения

$$W \approx \frac{B_0 \Delta B}{\mu_0} V \approx \frac{B_0 \Delta B}{\mu_0} S_r \Delta z,$$

где $\Delta z \approx S_r^{1/2} \approx a$ — «толщина» возмущенной области. При этом $W \approx 10^{11}$ Дж.

Для воздействия на атмосферные процессы используются метеотроны, выбрасывающие мощные реактивные струи. Их энергетику можно вычислить также по формулам (4). Например, для $dm/dt = 10^4$ кг/с имеем $P \approx 10^{12}$ Вт. Система из 10—100 подобных метеотронов имеет мощность $10^{13}\text{--}10^{14}$ Вт и энергию до $10^{15}\text{--}10^{17}$ Дж (при $\Delta t = 10^2\text{--}10^3$ с).

ОБСУЖДЕНИЕ

Проведенные оценки показали, что многие естественные и антропогенные процессы обладают энергетикой, превышающей энергетику предвестников ЗТ. Это, однако, еще не свидетельствует о невозможности или нецелесообразности постановки и решения задачи об обнаружении предвестников достаточно сильных (с магнитудой, скажем, более 4—5 единиц) ЗТ по их атмосферно-ионосферно-магнитосферным проявлениям. Энергетические расчеты являются лишь первым этапом при оценке принципиальной наблюдаемости предвестников.

Далее необходимо сравнить удельные характеристики полезного сигнала предвестника и помех (мешающих факторов). К ним могут относиться энергия или мощность процесса, отнесенная к единице объема. Из-за локализации предвестников в пространстве и во времени их удельные характеристики относительно увеличиваются. Кроме того, необходимо учесть, что энергичный источник (например, циклон) не обязательно вызывает сильное возмущение в ионосфере или магнитосфере. И хотя, без сомнения, в системе Земля—околоземная среда (называемой иногда Геосферой, которая состоит из общизвестных геосфер — литосферы, атмосферы, ионосферы, магнитосферы и др.) имеют место прямые и обратные связи, коэффициенты энергетических преобразований могут сильно отличаться в зависимости от природы источника энерговыделения, места и даже времени энерговыделения, состояния системы и подсистем. С другой стороны, система, а тем более подсистемы, являются открытыми и, поэтому, в них возможно срабатывание триггерных механизмов выделения энергии. Например, модуляция проводимости ионосферы в области токовой струи (~ 100 км) слабым источником приводит к значительным по своей энергетике вариациям ионосферных токов. Еще одним примером может быть такой. Стимулированное малоинтенсивным источником высыпание частиц из магнитосферы приводит к существенному изменению энергетики нижней ионосферы ($\sim 50\text{--}100$ км). Перечень проявлений триггерного механизма можно продолжить. Применительно к предвестникам ЗТ эти вопросы являются предметом дальнейших изучений. Пока же ясно одно — вариации параметров околоземной среды, вызванные предвестниками ЗТ и рядом мешающих факторов, принципиально мало чем различаются. Для обнаружения проявлений предвестников требуется тщательное изучение комплексом независимых методов вариаций параметров среды, обусловленных различными источниками, и составление их «портретов», а также математических моделей полезного сигнала и помехи. Только после этого можно формализовать задачу обнаружения и перейти к ее практическому решению.

ВЫВОДЫ

1. Оценены энергетические характеристики предвестников землетрясений в околоземной среде различной природы (акустической, электрической, магнитной, электромагнитной, оптической, плазменной и связанной с выходом радона).

2. Оценены энергетические характеристики процессов естественного и антропогенного происхождения, маскирующих обнаружение предвестников землетрясений.

3. Как и следовало ожидать, энергетика предвестников обычно уступает энергетике мешающих факторов. Однако это еще ничего не говорит об их относительном вкладе на входе устройства-обнаружителя предвестников, т. е. о величине входного значения «сигнал/помеха». Последнее требует отдельного рассмотрения.

4. В целом же энергетика предвестников землетрясений различной физической природы является весомой, что делает возможным и целесообразным решение задачи об их селекции на фоне мешающих факторов. Исследование в этом направлении должны вестись комплексно с использованием ряда наземных и орбитальных мониторов.

1. Брюнелли Б. Е., Намгаладзе А. Л. Физика ионосферы. — М.: Наука, 1988.—528 с.
2. Буяченко А. Л., Ораевский В. Н., Похотов О. А. и др. Ионосферные предвестники землетрясений // Успехи физ. наук.—1996.—166, № 9.—С. 1023—1029.
3. Гармаш К. П., Гоков А. М., Костров Л. С. и др. Радиофизические исследования и моделирование процессов в ионосфере, возмущенной источниками различной природы. 1. Экспериментальная база и процессы в естественно возмущенной ионосфере // Вестн. Харьков. ун-та. Радиофизика и электроника.—1998.—№ 405.—С. 157—177.
4. Качурин Л. Г. Физические основы воздействия на атмосферные процессы. — Л.: Гидрометеоиздат, 1978.—456 с.
5. Клумов Б. А., Кондауров В. И., Конюхов А. В. и др. Столкновение кометы Шумейкер-Леви с Юпитером: Что мы увидим // Успехи физ. наук.—1994.—164, № 6.—С. 617—629.
6. Лайонс Л., Уильямс Д. Физика магнитосферы. Количественный подход. — М.: Мир, 1987.—312 с.
7. Липеровский В. А., Похотов О. А., Шалимов С. Л. Ионосферные предвестники землетрясений. — М.: Наука,

- 1992.—304 с.
8. Матвеев Л. Т. Курс общей метеорологии. — Л.: Гидрометеоиздат, 1976.—640 с.
9. Молчанов О. А. Низкочастотные волны и индуцированные излучения в околоземной плазме. — М.: Наука, 1985.—224 с.
10. Стейси Ф. Физика Земли. — М.: Мир, 1972.—342 с.
11. Физика космоса: Маленькая энциклопедия. — М.: Сов. энциклопедия, 1986.—783 с.
12. Черногор Л. Ф. Глобальные эффекты при локальном энерговыделении в Геосфере. Нетрадиционные научные идеи о природе и ее явлениях // Сб. докл. всесоюз. конф. — Гомель, 1990.—Т. 2.—С. 221—229.
13. Черногор Л. Ф. Инфразвуковое воздействие землетрясений и их предвестников на параметры околоземного пространства // Радиофизика и радиоастрономия.—1997.—2, № 4.—С. 463—472.
14. Molchanov O. A., Hayakawa M. Generation of ULF seismogenic electromagnetic emission: a natural consequence of microfracturing process. Electromagnetic phenomena related to earthquake prediction. — Tokyo: TERRAPUB, 1994.—Р. 537—563.

ENERGETICS OF THE PROCESSES OCCURRING ON THE EARTH, IN THE ATMOSPHERE AND NEAR-EARTH SPACE IN CONNECTION WITH THE PROJECT “EARLY WARNING”

L. F. Chernogor

In connection with the project “Early Warning”, the energetics of the processes taking place on the Sun, in the Earth’s magnetosphere, ionosphere, atmosphere, and on the Earth is examined. We estimate the energy (power) of the fundamental processes and principal phenomena which can prevent the precursors of earthquakes in the near-Earth space from being detected. Although the energetics of earthquake precursors is usually much lower than that of the geophysical background noise, the former is high enough, and this can be employed to formulate and solve the problem for detecting precursors by observing variations in the parameters of the near-Earth space. Problems arising while detecting precursors in variations of ionospheric parameters and in magnetospheric processes are described.

Рассеяние обыкновенной на кинетических электромагнитной альвеновских волнах

А. К. Юхимук¹, В. А. Юхимук², О. Г. Фалько³, Е. К. Сиренко¹

¹Головна астрономічна обсерваторія НАН України, Київ

²Лос-Аламоська національна лабораторія, Лос-Аламос, США

³Київський університет ім. Тараса Шевченка

Надійшла до редакції 14.01.99

Вивчено розсіяння звичайної електромагнітної хвилі на кінетичних альвенівських хвильах (КАХ) в замагнічений плазмі з низьким плазмовим параметром β . На основі дворідинної магнітної гідродинаміки отримано нелінійне дисперсійне рівняння і знайдено інкремент розвитку нестійкості. Показано, що звичайна електромагнітна хвиля може розпадатися на КАХ і другу звичайну електромагнітну хвиллю. Розглянута параметрична нестійкість може мати місце в іоносфері та нижній магнітосфері Землі, де значення плазмового параметра β низьке.

ВВЕДЕНИЕ

Проблема рассеяния электромагнитных волн на флюктуациях плазмы представляет интерес как для управляемого термоядерного синтеза, так и для физики космоса. Ей посвящено большое количество работ [5, 8—12]. В работе [5] исследовано бриллюзновское рассеяние электромагнитной волны в дисипативной замагниченной плазме при наличии отрицательных ионов. Показано, что инкремент ионно-акустических волн уменьшается очень медленно с увеличением числа отрицательных ионов. В работе [9] изучено рассеяние обыкновенной электромагнитной волны на электростатической ионно-циклотронной волне. В работах [10, 11] рассмотрено нелинейное взаимодействие электромагнитной волны накачки большой амплитуды с низкочастотными флюктуациями в замагниченной плазме, а результаты использованы для объяснения физических эффектов, наблюдавшихся в ионосферных нагревных экспериментах.

В работе [8] в рамках модели магнитной гидродинамики изучено рассеяние электромагнитной

волны, излучаемой наземной станцией, на вистлерах в ионосферной плазме. Найдено отношение мощности рассеянной волны к мощности волны накачки. Показано, что это отношение увеличивается с увеличением плазменной частоты и частоты вистлера. Нелинейное параметрическое взаимодействие электромагнитных и низкочастотных волн изучалось также в работах [1—4].

Ниже рассмотрено рассеяние обыкновенной электромагнитной волны на кинетических альвеновских волнах (КАВ).

Рассматривается однородная замагниченная плазма ($B_0 = B_0 e_z$), в которой распространяется обыкновенная электромагнитная волна накачки

$$E_0 = \epsilon_0 e_z \exp(-\omega_0 t + k_{0x} x) + \text{k. с.}, \quad (1)$$

которая рассеивается на кинетических альвеновских волнах. Предполагается, что при этом выполняются условия синхронизма волн

$$\omega_0 = \omega + \omega_1, \quad k_0 = k + k_1, \quad (2)$$

где ω_0 и k_0 — частота и волновой вектор электромагнитной волны накачки, ω и k — частота и

волновой вектор КАВ, ω_1 и \mathbf{k}_1 — частота и волновой вектор рассеянной электромагнитной волны.

Для ионосферной плазмы плазменный параметр $\beta \ll m_e/m_i$, и дисперсионное уравнение для КАВ имеет вид

$$\omega^2 = \frac{k_z^2 V_A^2}{1 + \chi_e}, \quad (3)$$

где $\chi_e = k_x^2 \delta_e^2$, $\delta_e = c/\omega_{pe}$ — электронная инерционная длина,

$$k^2 = k_x^2 + k_z^2 \approx k_x^2 \quad (k_z^2 \ll k_x^2).$$

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Для описания нелинейного параметрического взаимодействия волн воспользуемся уравнениями двухжидкостной магнитогидродинамики:

$$\frac{\partial \mathbf{v}_\alpha}{\partial t} = \frac{1}{m_\alpha} (e_\alpha \mathbf{E} + \mathbf{F}_\alpha) + [\mathbf{v}_\alpha \times \omega_{B\alpha}] - \frac{T_\alpha}{m_\alpha n_\alpha} \nabla n_\alpha, \quad (4)$$

$$\frac{\partial n_\alpha}{\partial t} = -\nabla(n_\alpha \mathbf{v}_\alpha), \quad (5)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \quad (6)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (7)$$

где

$$\mathbf{j} = e(n_i \mathbf{v}_i - n_e \mathbf{v}_e),$$

$$\mathbf{F}_\alpha = \frac{e_\alpha}{c} [\mathbf{v}_\alpha \times \mathbf{B}] - m_\alpha (\mathbf{v}_\alpha \nabla) \mathbf{v}_\alpha.$$

Индексы $\alpha = i, e$ соответствуют ионному и электронному компонентам плазмы.

Плотность электронов и их скорости, электрическое и магнитное поле представим в виде сумм:

$$\begin{aligned} n_e &= n_0 + \tilde{n}_A, \\ \mathbf{v}_e &= \mathbf{v}_0 + \mathbf{v}_A + \mathbf{v}_1, \\ \mathbf{E} &= \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_A + \mathbf{E}_1, \\ \mathbf{B} &= \mathbf{B}_0 \mathbf{e}_z + \mathbf{b}_0 + \mathbf{b}_A + \mathbf{b}_1, \end{aligned} \quad (8)$$

где n_0 — среднее равновесное значение плотности плазмы, \tilde{n}_A — возмущение плотности электронов, связанное с КАВ, индекс «1» обозначает величины, связанные с рассеянной электромагнитной волной, а индекс «0» — с волной накачки.

Заметим, что обыкновенная электромагнитная волна не вызывает возмущения плотности плазмы.

ДИСПЕРСИОННОЕ УРАВНЕНИЕ ДЛЯ ОБЫКНОВЕННОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ

Исключая из уравнений Максвелла (6), (7) магнитное поле, получим

$$\epsilon_1 E_{1z} = -\frac{\omega_{pe}^2}{e} F_{1z} + 4\pi i \omega_1 e \langle n v_z \rangle_{NL}, \quad (9)$$

где $\epsilon_1 = \omega_1^2 - k_1^2 c^2 - \omega_{pe}^2$, а пондеромоторная сила F_{1z} определяется взаимодействием волны накачки и КАВ:

$$F_{1z} = \langle [\mathbf{v}_e \times \mathbf{B}] \rangle - m_e \langle (\mathbf{v}_e \nabla) \mathbf{v}_e \rangle. \quad (10)$$

Поскольку поле волны накачки $\mathbf{E}_0 = E_0 \mathbf{e}_z$, то из уравнения движения для электронов находим скорость электронов в поле волны накачки:

$$v_{0z} = -i \frac{e E_{0z}}{m_e \omega_0}, \quad (11)$$

а из уравнения Максвелла (7) — магнитное поле волны накачки

$$b_{0y} = -\frac{ck_{0x}}{\omega_0} E_{0z}. \quad (12)$$

Из уравнений движения и непрерывности для электронов находим возмущение плотности и скорости электронов под действием поля КАВ:

$$\begin{aligned} \frac{\tilde{n}_e}{n_0} &= \frac{e}{T_e} \frac{\chi_e}{1 + \chi_e} \varphi, \\ v_{Az} &= \frac{e}{T_e} \frac{\chi_e}{1 + \chi_e} \mathbf{v}_{Az} \varphi. \end{aligned} \quad (13)$$

Используя выражения (10)–(13), уравнение (9) можно записать в виде

$$\epsilon_1 E_{1z} = \mu_1 (E_{0z} \varphi), \quad (14)$$

где коэффициенты связи

$$\mu_1 = \frac{e}{T_e} \frac{\chi_e \omega_{pe}^2}{1 + \chi_e}.$$

ДИСПЕРСИОННОЕ УРАВНЕНИЕ ДЛЯ КИНЕТИЧЕСКИХ АЛЬВЕНОВСКИХ ВОЛН

Поскольку альвеновские волны характеризуются низкими частотами ($\omega \ll \omega_{Bi}$, ω_{Bi} — ионная циклотронная частота), то для получения дисперсионного уравнения можно воспользоваться плазменным приближением

$$\tilde{n}_e \approx \tilde{n}_i, \quad (15)$$

где \tilde{n}_e и \tilde{n}_i — возмущение плотности электронов и ионов.

Из уравнений движения (4) и непрерывности (5) находим

$$\frac{\tilde{n}_e}{n_0} = \frac{e}{T_e} \left(1 - \frac{v_\Phi^2}{v_{Te}^2}\right)^{-1} \left[\varphi - A + \frac{k_x}{ek_z} \frac{\omega}{\omega_{Be}} \left(i \frac{\omega}{\omega_{Be}} F_x + F_y\right) \right], \quad (16)$$

$$\frac{\tilde{n}_i}{n_0} = -\frac{e}{T_e} \frac{\mu_i}{1 + \mu_i} \left(\varphi + \frac{\omega_{Bi}^2}{\omega^2} \frac{k_z^2}{k_x^2} A\right), \quad (17)$$

где

$$V_\Phi = \omega/k_z, \quad \mu_i = k_z^2 \rho_i^2,$$

$$\rho_i = v_{Ti}/\omega_{Bi}, \quad A = \omega A_z/(k_z c),$$

A_z — параллельная B_0 составляющая векторного потенциала электромагнитного поля КАВ.

Из уравнения Ампера

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}, \quad (18)$$

и уравнения движения для электронов находим

$$\frac{\tilde{n}_e}{n_0} = \frac{e}{T_e} \left(\varphi - A(1 + \chi_e) + \frac{F_z}{iek_z}\right). \quad (19)$$

Из уравнений (16), (17) и (19) находим дисперсионное уравнение для КАВ:

$$\varepsilon_A \varphi = P_{NL}, \quad (20)$$

где

$$\begin{aligned} \varepsilon_A &= \omega^2 - k_z^2 v_A^2 \frac{1 + (1 + t)\mu_i}{1 + \chi_e}, \quad t = \frac{T_e}{T_i}, \\ P_{NL} &= \frac{k_z^2 v_A^2 (1 + \mu_i)}{\chi_e} \left[\frac{k_x \omega}{ek_z^2 \omega_{Be}} \left(i \frac{\omega}{\omega_{Be}} F_x + F_y\right) + \frac{\chi_e F_z}{iek_z (1 + \chi_e)} \right]. \end{aligned} \quad (21)$$

Здесь компоненты пондеромоторной силы F_x, y, z определяются взаимодействием волны накачки и рассеянной электромагнитной волны.

Скорость и магнитное поле волны накачки определяются (11) и (12), а скорость и магнитное поле рассеянной электромагнитной волны будет определяться формулами (11) и (12) с заменой индекса «0» на «1».

Подставляя (11) и (12) в (21), после вычисления составляющих F_x, y, z , получим

$$P_{NL} = \frac{e(1 + \mu_i)}{m_e \chi_e} \frac{k_z^2 v_A^2}{\omega_0 \omega_1} \left(\frac{\omega}{\omega_{Be}}\right)^2 (E_{0z} E_{1z}^*). \quad (22)$$

Из (20) и (22) находим

$$\varepsilon_A \varphi = \mu_A (E_{0z} E_{1z}^*), \quad (23)$$

где коэффициент связи определяется выражением

$$\mu_A = \frac{e(1 + \mu_i)}{m_e \chi_e} \frac{k_z^2 v_A^2}{\omega_0 \omega_1} \left(\frac{\omega}{\omega_{Be}}\right)^2.$$

НЕЛИНЕЙНОЕ ДИСПЕРСИОННОЕ УРАВНЕНИЕ

Из комбинации уравнений (14) и (23) находим нелинейное дисперсионное уравнение, описывающее трехволновое взаимодействие:

$$\varepsilon_A \varepsilon_1^* = \mu_A \mu_1^* |E_{0z}|^2. \quad (24)$$

Полагая в (24) $\omega = \omega_r + i\gamma$, $\omega_1 = \omega_{1r} + i\gamma$ (где $|\gamma| \ll \omega_r, \omega_{1r}$) и разлагая ε_A и ε_1 в ряд Тейлора по малому параметру $i\gamma$, получим

$$\gamma^2 = \frac{\mu_A \mu_1^* |E_{0z}|^2}{\frac{\partial \varepsilon_A}{\partial \omega} \frac{\partial \varepsilon_1}{\partial \omega_1}} \Bigg|_{\substack{\omega = \omega_r \\ \omega_1 = \omega_{1r}}}, \quad (25)$$

где ω_r и ω_{1r} определяются из уравнений

$$\begin{aligned} \varepsilon_A(\omega_r, \mathbf{k}) &= 0, \\ \varepsilon_1(\omega_{1r}, \mathbf{k}_1) &= 0. \end{aligned} \quad (26)$$

Подставляя в (24) значения производных

$$\frac{\partial \varepsilon_A}{\partial \omega} = 2\omega, \quad \frac{\partial \varepsilon_1}{\partial \omega_1} = 2\omega_1$$

и коэффициентов связи μ_A и μ_1^* , получим

$$\gamma = \sqrt{W} \frac{V_A}{c} \frac{\omega_{pe}}{\omega_0} \frac{\omega}{\omega_{Be}} \left(\frac{\omega_{pe}^2}{\omega \omega_0}\right)^{1/2} \chi_e \omega_{pe}, \quad (27)$$

где

$$W = \frac{|E_{0z}|^2}{4\pi n_0 T_e}.$$

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Исследована возможность распада обыкновенной электромагнитной волны на кинетическую альвеновскую волну и другую обыкновенную волну. Такой процесс можно рассматривать как рассеяние обыкновенной электромагнитной волны на кинетических альвеновских волнах. Показано, что обыкновенная электромагнитная волна может распадаться на кинетическую альвеновскую волну и вторую обыкновенную электромагнитную волну. Полученный инкремент развития неустойчивости пропорционален электронной инерционной длине, что указывает на то, что рассмотренный нелинейный процесс возможен только при учете конечностей массы электронов в дисперсионном управлении для альвеновских волн.

Оценим инкремент неустойчивости для F-области ионосферы. Характерные параметры для F-области ионосферы:

$$T_e \approx T_i \approx 1 \text{ эВ}, \quad B_0 \approx 0.33 \text{ Гс},$$

$$\omega_{\text{Be}} \approx 10^6 \text{ с}^{-1}, \quad \omega_{\text{Bi}} \approx 10^2 \text{ с}^{-1}, \quad \omega_{\text{pe}} \approx 10^7 \text{ с}^{-1}, \\ v_A/c \approx 10^{-3}.$$

Полагая в (27) $\omega \approx 0.1\omega_{\text{Bi}}$, $\chi_e \approx 1$, $E_{0z} \approx 1 \text{ В/м}$, получим $\gamma \approx 100 \text{ с}^{-1}$ и время развития неустойчивости $\tau = \gamma^{-1} \approx 0.01 \text{ с}$. В работе [3] рассмотрено рассеяние обыкновенной электромагнитной волны на электрических ионно-циклотронных волнах. Были получены оценки для инкремента развития неустойчивости в F-области ионосферы $\gamma^{-1} \approx 0.1 \text{ с}$. Следовательно, рассмотренное нами рассеяние обыкновенной электромагнитной волны на кинетических альвеновских волнах происходит эффективнее, чем на ионно-циклотронных волнах.

Кинетические альвеновские волны с длиной волны порядка электронной инерционной длины наблюдались в ионосферной плазме с помощью спутника «Freja» [13]. Увеличение амплитуды кинетических альвеновских волн, в свою очередь, может привести к диффузии и ускорению заряженных частиц в ионосферной плазме. Ускорение заряженных частиц кинетическими альвеновскими волнами рассматривались в работах [6, 7].

1. Юхимук А. К., Войтенко Ю. М., Юхимук В. А. и др. Нелинейный механизм возбуждения альвеновских волн в замагниченной плазме // Геомагнетизм и аэрономия.—1998.—38, № 3.—С. 59—67.
2. Юхимук А. К., Федун В. Н., Юхимук В. А., Ивченко В. Н. Параметрическое возбуждение верхнегибридных и кинетических Альвеновских волн в магнитосферной плазме // Космічна наука і технологія.—1998.—4, № 1.—С. 108—112.
3. Юхимук А. К., Федун В. Н., Юхимук В. А., Фалько О. Г. Генерация электромагнитного излучения с помощью ВГВ накачки в космической плазме // Космічна наука і технологія.—1998.—4, № 1.—С. 102—107.
4. Юхимук А. К., Юхимук В. А., Кучеренко В. П. и др. Нелинейный механизм генерации альвеновских волн в плазме // Кинематика и физика небесных тел.—1995.—11, № 5.—С. 71—77.

5. Bose M. Stimulated Brillouin scattering of an electromagnetic wave in a magnetoactive dissipative multi-ion-species plasma // J. Plasma Physics.—1995.—53, part 2.—P. 127—133.
6. Hui C. H., Seyler C. E. Electron acceleration by Alfvén waves in the magnetosphere // J. Geophys. Res.—1992.—97A, N 4.—P. 3953—3963.
7. Kletzing C. A. Electron acceleration by kinetic Alfvén waves // J. Geophys. Res.—1994.—99A, N 6.—P. 11095—11103.
8. Sawhney B. K., Tripathi V. K., Singh S. V. Scattering of an electromagnetic wave off a whistler wave in the ionosphere // Radio Science.—1994.—29, N 3.—P. 663—671.
9. Shukla P. K., Tager S. G. Scattering of Ordinary electromagnetic waves by ioncyclotron waves in the ionosphere // J. Geophys. Res.—1979.—84A, N 4.—P. 1317—1318.
10. Stenflo L. Stimulated scattering of large amplitude waves in the ionosphere // Phys. Scripta.—1990.—30.—P. 166—169.
11. Stenflo L. Theory of stimulated scattering of large-amplitude waves // J. Plasma Physics.—1995.—53, part 2.—P. 213—222.
12. Thide Bo. Stimulated scattering of Large Amplitude Waves in the ionosphere: Experimental Results // Physica Scripta.—1990.—30.—P. 170—180.
13. Wahlund J. E., Louarn P., Chust T., et al. Observations of ion acoustic fluctuations in the auroral topside ionosphere by the «Freja» s/c // Geophys. Res. Lett.—1994.—21, N 17.—P. 1835—1838.

SCATTERING OF ORDINARY ELECTROMAGNETIC WAVE ON THE KINETIC ALFVEN WAVE

A. K. Yukhimuk, V. A. Yukhimuk, O. G. Fal'ko,
and E. K. Sirenko

The scattering of ordinary electromagnetic wave on the kinetic Alfvén wave in the magnetized plasma with a small plasma parameter ($\beta = 8\pi nT/B_0^2$) is investigated. The nonlinear dispersion equation and instability growth rates are found on the basis of two-fluid magnetohydrodynamics. It is shown that an ordinary electromagnetic wave may decay into a kinetic Alfvén wave and an other ordinary electromagnetic wave. The parametric instability considered in the paper may occur in the ionosphere and lower magnetosphere of the Earth, where the plasma parameter is small.

УДК 621.626

Метод синхронизации сигналов, использующих
модуляцию с минимальным сдвигом
в системах космической связи и управления

Ю. В. Стасев, В. И. Барсов, Л. С. Сорока

Харківський військовий університет

Надійшла до редакції 11.09.98

Пропонується метод синхронізації сигналів, що модулюються мінімальним зсувом, який дозволяє визначити та усунути помилку у виборі фази опорних коливань під час прийому. Надаються результати синтезу та розрахунку робочих характеристик пристрою синхронізації цих сигналів у системах космічного зв'язку та управління.

Решение задачи организации разветвленных информационно — вычислительных сетей, способных обеспечить передачу больших потоков информации может быть достигнуто путем использования космических систем связи. В таких системах связи нашли широкое применение сигналы, использующие модуляции с минимальным сдвигом (MMC) и позволяющие обеспечить высокую скорость передачи информации в условиях ограниченной полосы частот, достаточно низкий уровень внеполосных излучений, малое различие между пиковой и средней мощностью излучаемого передатчиком колебания. Это особенно важно в космических системах связи, использующих нелинейный режим работы бортового передатчика, в условиях ограниченных энергетических ресурсов.

Однако при использовании в космической системе связи сигналов с MMC необходимо решать сложные технические задачи. Одной из таких задач является устранение ошибки выбора фазы на $\pi/2$ опорного поднесущего колебания, при приеме таких сигналов, влекущей за собой не только искажение принимаемой информации, но и затруднение в целом ввода системы космической связи в режим синхронизации.

Рассмотрим метод определения и устранения

ошибки указанного вида. Суть метода заключается в совместном использовании дифференциального кодирования модулирующих последовательностей $g(t)$ и двухканального устройства определения и устранения неопределенности в выборе фазы опорного колебания при приеме сигналов с MMC.

Алгоритмы оптимального приема сигналов с MMC, рассматриваемые в [1, 2], предполагают точное знание начальной фазы, что возможно лишь при наличии информации о ранее переданных информационных символах. Но, во-первых, при принятии решений об этих символах возможны ошибки, и во-вторых, любая реализация когерентного приема сопровождается неоднозначностью определения начальной фазы анализируемого полезного сигнала. Это приводит к тому, что в реальных условиях начальная фаза оказывается известной лишь с точностью до π , поэтому алгоритмы когерентного приема сигналов с MMC необходимо оптимизировать при равновероятных и неизвестных при приеме значениях начальной фазы равных 0, π или $\pi/2$. Следовательно, при наличии случайных значений фазы опорных колебаний метод формирования сигналов с MMC необходимо выбирать с учетом особенностей используемой фазовой синхронизации в приемном устройстве.

Как было отмечено ранее, одним из способов устранения неоднозначности определения начальной фазы анализируемого сигнала с ММС с точностью до π и $\pi/2$ является использование принципов дифференциального кодирования [2]. При этом известным способом входная двоичная информационная последовательность $g(t)$ разбивается на две последовательности четных $g_1(t)$ и нечетных $g_2(t)$ элементов, которые в свою очередь дифференциально кодируются по следующему правилу

$$b_k = b_{k-1} \oplus a_k,$$

где a_k и b_k — соответственно двоичные символы исходной и перекодированной последовательностей на K -м цикле передачи, принимающие значения 0 или 1; \oplus — знак суммирования по модулю два.

В результате подлежащая передаче информация вводится в соотношение значений информационных параметров соседних сигналов и сообщение, следовательно, содержится в различии информационных параметров смежных сигналов.

На следующем этапе посредством перекодированных информационных последовательностей $g_{k1}(t)$ и $g_{k2}(t)$ осуществляется фазовая модуляция гармонических поднесущих колебаний, находящихся в квадратуре $S'_1(t)$ и $S'_2(t)$ соответственно. Причем знак функции $S'_1(t)$ может изменяться лишь в моменты времени $t = 2nT_c$, когда огибающая этой квадратурной составляющей равна нулю, а огибающая функции $S'_2(t)$ в эти же моменты времени достигает максимального значения. Соответственно функция $S'_2(t)$ может изменить свой знак лишь в моменты времени $t = (2n + 1)T_c$, когда огибающая этой функции равна нулю, а функции $S'_1(t)$ имеет максимальное значение.

Таким образом обеспечивается непрерывность фазы результирующего сигнала $S(t)$ в моменты смены информационных сигналов, причем на каждом i -м интервале времени колебание $S(t)$ имеет постоянную огибающую и одно из двух возможных значений частоты $\omega_0 \pm \pi/2T_c$, где частота $\omega_0 + \pi/2T_c$ соответствует различным соседним символам, а частота $\omega_0 - \pi/2T_c$ — одинаковым. При выполнении перекодирования информационных последовательностей $g_1(t)$ и $g_2(t)$ учитываются также значения двоичных символов на предыдущем интервале обработки. Положительная полуволна в фазо-модулированных гармонических поднесущих колебаниях соответствует символу единицы, а отрицательная полуволна — нулю.

Будем считать, что на приемной стороне синхронизация по высокочастотному колебанию установлена и сохраняется только анализом приема после-

довательностей элементов, сообщений $g_1(t)$ и $g_2(t)$, содержащихся в $S'_1(t)$ и $S'_2(t)$ соответственно.

Необходимо отметить, что одновременно обрабатываются результирующие колебания двух каналов, в зависимости от того, какая из поднесущих, $S_{\text{оп1}}(t) = \sin x$ или $S_{\text{оп2}}(t) = \cos x$ во внутренней точке интервала наблюдения принимает нулевое значение. Таким образом, схема обработки приемного устройства должна быть двухканальной, причемциальному формированию выходного эффекта будет попеременно соответствовать результат на выходе только одного из каналов.

В результате обработки принимаемых сигналов получаем последовательности дифференциально кодированных четных $g_{k1}^*(t)$ и нечетных $g_{k2}^*(t)$ элементов исходной информационной последовательности $g(t)$. При этом значению единицы будет соответствовать символ «1», а значению нуля символ «-1». Если при приеме сигнала произошел скачок фазы опорного поднесущего колебания на $\pi/2$, или неправильно было выбрано изначально опорное колебание, то после описанной выше процедуры обработки принимаемых информационных последовательностей в результирующей последовательности будут появляться символы «0», в каждом из квадратурных каналов. Этот случай можно проиллюстрировать следующим образом. Пусть в результате скачка фазы на входе квадратурных каналов обработка присутствует один из сигналов:

$$\begin{aligned} S_3(t) &= S_\perp(t); & S_4(t) &= -S_\perp(t); \\ S_5(t) &= S_\perp^+(t); & S_6(t) &= -S_\perp^+(t), \end{aligned}$$

которые графически представлены на рис. 1.

Результат перемножения сигналов вида $S_3(t)$ или $S_4(t)$, являющихся разнополярными по знаку четвертями волн принимаемого колебания, с полуволной любой полярности опорного поднесущего колебания, на периоде существования этой полуволны, будет фиксироваться в последовательностях $g_{k1}^*(t)$ или $g_{k2}^*(t)$ на выходе квадратурного канала как символ «0». Появление символа «0» в двух квадратурных каналах будет свидетельствовать о неправильном выборе фазы опорных колебаний и необходимости ее сдвига на $\pi/2$.

Кроме этого, дифференциальное кодирование позволяет получить однозначный результат и при неопределенности знака опорного поднесущего колебания, т. е. скачке его фазы на π .

После декодирования информационных последовательностей известными способами и совмещения четных и нечетных элементов получаем исходную информационную последовательность $g(t)$. Следует отметить, что необходимое при реализации данного

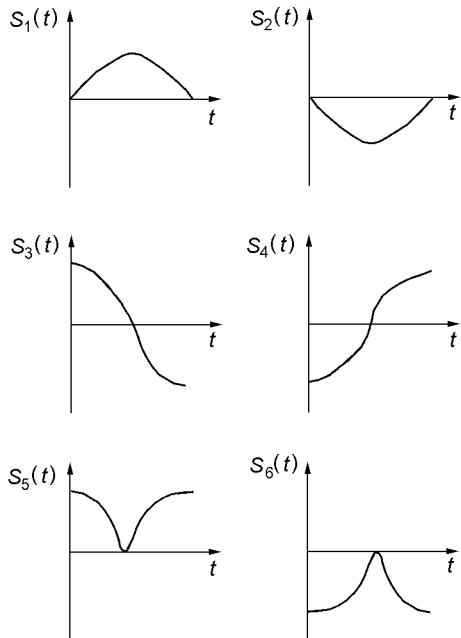


Рис. 1. Графики сигналов на входе приемного устройства

алгоритма перекодирования передаваемых информационных символов, связанное с переходом к относительным методам фазовой модуляции по каждому из квадратурных каналов, по существу не приводит к сколько-нибудь ощутимому усложнению устройств передачи и приема.

Поставим теперь задачу синтезировать схему, позволяющую обнаружить и устраниТЬ неопределенность по фазе опорного колебания при приеме сигналов с ММС.

Для решения этой задачи воспользуемся критерием Неймана—Пирсона [3], при этом будем считать ложной тревогой F — принятие решения о правильной настройке приемного устройства, т. е. в случае синфазности принимаемого и опорного колебаний. Соответственно правильным обнаружением D будем считать обнаружение на входе приемного устройства колебания, не синфазного опорному. Следовательно, необходимо максимизировать вероятность правильного обнаружения факта неправильной настройки приемника по фазе опорного колебания.

Если применить понятие отношения правдоподобия L , определяемое как

$$L = L(\bar{u}) = \frac{P(\bar{u}/\lambda = 1)}{P(\bar{u}/\lambda = 0)}, \quad (1)$$

то оптимальное правило принятия решения имеет вид

$$\begin{aligned} \lambda^* &= 1 \text{ при } L > L_0, \\ \lambda^* &= 0 \text{ при } L < L_0. \end{aligned} \quad (2)$$

Следовательно, устройство обнаружения и устранения неопределенности по фазе, в соответствии с выражением (2) по принятому колебанию $\bar{u}(t)$, должно вычислять отношение правдоподобия L и сравнивать его с пороговым значением L_0 . Введем две условные плотности вероятности величины L , это, во-первых, плотность вероятности величины L при условии, что принимаемое колебание содержит сигнал не синфазный опорному колебанию — P_{sn} , и во-вторых, — плотность вероятности величины L при условии, что принятое колебание содержит сигнал синфазный опорному колебанию — P_n , тогда с учетом (2) можно записать, что

$$F = \Pr\{L > L_0 / \lambda = 0\} = \int_{L_0}^{\infty} P_n(L) dL, \quad (3)$$

и соответственно

$$D = \Pr\{L > L_0 / \lambda = 1\} = \int_{L_0}^{\infty} P_{sn}(L) dL. \quad (4)$$

В дальнейшем будем учитывать, что в качестве выходного эффекта предлагаемого устройства вместо отношения правдоподобия L может быть использована любая монотонная функция отношения правдоподобия $f(L) = X$, так что правило принятия решения представляется в эквивалентном виде

$$\begin{aligned} \lambda^* &= 1 \text{ при } f(L) > f(L_0), \\ \lambda^* &= 0 \text{ при } f(L) < f(L_0). \end{aligned} \quad (5)$$

Тогда с учетом поставленной задачи будем считать, что на входе приемного устройства есть колебание

$$U(t) = \lambda S_{\perp i}(t) + (1 - \lambda) S_i(t) + n(t), \quad (6)$$

где $n(t)$ — нормальный стационарный случайный процесс типа белый шум, $i = 1, \dots, 6$.

$$\lambda = \begin{cases} 1 & \text{неправильная настройка приемника} \\ & \text{по фазе опорного колебания;} \\ 0 & \text{правильная настройка приемника} \\ & \text{по фазе опорного колебания;} \end{cases}$$

В общем случае на входе приемного устройства может быть один из следующих сигналов

$$S_1(t) = S(t) \text{ и } S_2(t) = -S(t) \text{ при } \lambda = 0 \quad (7)$$

и

$$\begin{aligned} S_3(t) &= S_{\perp}(t); & S_4(t) &= -S_{\perp}(t); & S_5(t) &= S_{\perp}^{+}(t) \\ \text{и } S_6(t) &= (t) \text{ при } \lambda = 1, \end{aligned} \quad (8)$$

которые графически представлены на рис. 1.

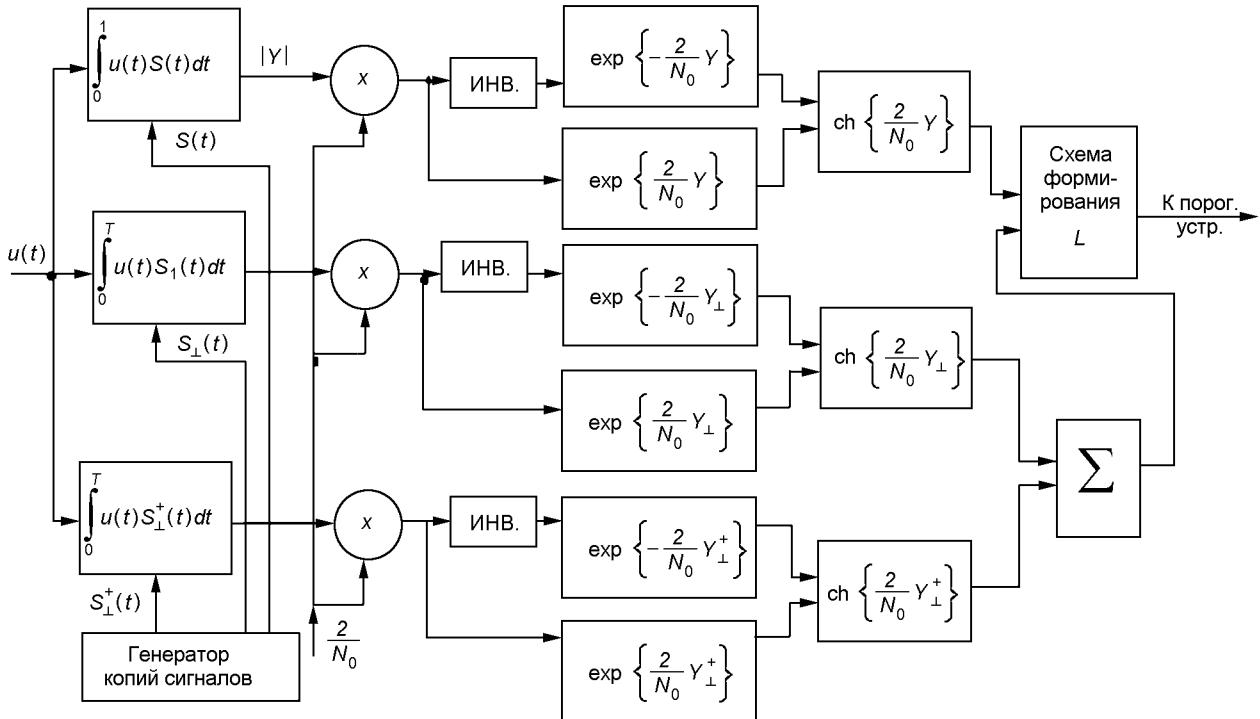


Рис. 2. Структурная схема устройства обнаружения и устраниния неопределенности по фазе при приеме сигналов с MMC

Для упрощения вычислений ограничимся рассмотрением синтеза только одного канала обработки сигнала с MMC, пусть это будет канал с опорным колебанием типа $\sin x$, и обработка будет рассматриваться на текущем интервале без учета предшествующих. Также будем считать, что в приемном устройстве решена задача вхождения в синхронизм и установлена тактовая синхронизация.

Функции правдоподобия для рассматриваемого случая при условии, что передавался один из сигналов вида (7) или (8), имеют вид

$$\begin{aligned} P(\bar{u}/\lambda = 0, S_1) &= K \exp \left\{ -\frac{1}{N_0} \int_0^T [u(t) - S_1(t)]^2 dt \right\}, \\ P(\bar{u}/\lambda = 0, S_2) &= K \exp \left\{ -\frac{1}{N_0} \int_0^T [u(t) - S_2(t)]^2 dt \right\}, \\ P(\bar{u}/\lambda = 0, S_3) &= K \exp \left\{ -\frac{1}{N_0} \int_0^T [u(t) - S_3(t)]^2 dt \right\}, \\ P(\bar{u}/\lambda = 0, S_4) &= K \exp \left\{ -\frac{1}{N_0} \int_0^T [u(t) - S_4(t)]^2 dt \right\}, \\ P(\bar{u}/\lambda = 0, S_5) &= K \exp \left\{ -\frac{1}{N_0} \int_0^T [u(t) - S_5(t)]^2 dt \right\}, \end{aligned} \quad (9)$$

$$P(\bar{u}/\lambda = 0, S_6) = K \exp \left\{ -\frac{1}{N_0} \int_0^T [u(t) - S_6(t)]^2 dt \right\}.$$

Полагая сигналы $S_1(t)$ и $S_2(t)$, а также сигналы $S_3(t)$, $S_4(t)$, $S_5(t)$, $S_6(t)$ соответственно равновероятными, можно записать

$$P(S_1) = P(S_2) = \frac{1}{2}, \quad (10)$$

$$P(S_3) = P(S_4) = P(S_5) = P(S_6) = \frac{1}{4}.$$

Тогда с учетом представлений (7), (9) и (10) для сигналов $S_1(t)$ и $S_2(t)$ получим выражение для условной плотности вероятности:

$$\begin{aligned} P(\bar{u}/\lambda = 0) &= \sum_{i=1}^2 P(\bar{u}/\lambda = 0, S_i) P(S_i) = \\ &= K_u \left[\exp \left\{ -\frac{\varepsilon}{N_0} \right\} \right] \operatorname{ch} \left\{ \frac{2}{N_0} Y \right\}, \end{aligned} \quad (11)$$

где $Y = \int_0^T u(t)S(t)dt$ — корреляционный интеграл принимаемого колебания $u(t)$ с опорным сигналом $S(t)$, ε — энергия сигнала.

Аналогичным образом для сигналов $S_3(t)$, $S_4(t)$, $S_5(t)$ и $S_6(t)$ условные плотности вероятности $P(\bar{u}/\lambda = 1)$ имеют вид

$$P(\bar{u}/\lambda = 1) = \sum_{i=3}^6 P(\bar{u}/\lambda = 1, S_i)P(S_i) = \\ = \frac{K_u}{2} \left[\exp\left\{-\frac{\vartheta}{N_0}\right\} \right] \left[\operatorname{ch}\left\{\frac{2}{N_0} Y_\perp\right\} + \operatorname{ch}\left\{\frac{2}{N_0} Y_\perp^+\right\} \right], \quad (12)$$

где

$$Y_\perp = \int_0^T u(t)S_\perp(t)dt$$

— корреляционный интеграл принимаемого колебания $u(t)$ с опорным сигналом $S_\perp(t)$.

Теперь с учетом выражений (11) и (12) запишем оптимальную процедуру принятия решения в следующем виде

$$\begin{aligned} \lambda^* &= 1 \text{ при } L > 2L_0, \\ \lambda^* &= 0 \text{ при } L < 2L_0, \end{aligned} \quad (13)$$

где

$$L = \frac{\operatorname{ch}\left\{\frac{2}{N_0} Y_\perp\right\} + \operatorname{ch}\left\{\frac{2}{N_0} Y_\perp^+\right\}}{\operatorname{ch}\left\{\frac{2}{N_0} Y\right\}}.$$

Полученное решающее правило можно промоделировать схемно. На рис. 2 в соответствии с выражением (13) представлена структура одного канала двухканальной схемы устройства обнаружения и устранения неопределенности по фазе при приеме сигналов с ММС. Принимаемое колебание $u(t)$ подается на первые входы схем формирования корреляционных интегралов Y , Y_\perp , Y_\perp^+ , на вторые входы которых поступают копии сигналов $S(t)$, $S_\perp(t)$, $S_\perp^+(t)$ из генератора копий. Затем выходные эффекты схем формирования корреляционных интегралов, перемножаясь с коэффициентом $2/N_0$, поступают на схемы вычисления величин вида

$$\exp\left\{\pm\frac{2}{N_0} Y\right\}, \quad \exp\left\{\pm\frac{2}{N_0} Y_\perp\right\}, \quad \exp\left\{\pm\frac{2}{N_0} Y_\perp^+\right\}.$$

С их выхода сигналы поступают на соответствующие схемы вычисления гиперболических косинусов и далее на схему вычисления отношения правдоподобия L . Результат этого вычисления сравнивается с пороговым значением L_0 . Следствием такого сравнения является принятие решения о наличии (отсутствии) в принимаемом колебании сигнала, несинфазного опорному колебанию, и, при обнаружении такового, об перестройке фазы опорного генератора на $\pi/2$.

Приведенные выше расчеты и схемные решения выполнены, как отмечалось ранее, только для одного канала устройства определения и устранения

неопределенности по фазе, в частности для канала с опорным колебанием типа \sin . Аналогичный канал обнаружителя строится и для опорного колебания типа \cos . Результаты принятия решения по каждому из каналов в виде управляющих сигналов поступают на решающее устройство. Кроме того, на решающее устройство подается управляющий сигнал о «неправильной» настройке опорного генератора, если в результате дифференциального декодирования обнаружены нулевые комбинации в информационных последовательностях, формируемых обоими квадратурными каналами. В свою очередь, решающее устройство по результатам анализа полученных данных осуществляет, в случае необходимости, сдвиг фазы колебания, формируемого опорным генератором на $\pi/2$.

В рамках общей постановки задачи синтеза схемы устройства обнаружения и устранения неопределенности по фазе опорного колебания проведем расчет его рабочих характеристик и качественных показателей в соответствии с методикой [3].

Для равновероятных сигналов, имеющих одинаковые энергии с учетом (5), (10), считая, что $f_0(L)$ является логарифмической функцией, для случая $\lambda = 0$ можно записать

$$f_0(L) = \ln P(L/\lambda = 0) = \frac{2}{N_0} (q_\perp^+ - q), \quad (14)$$

где

$$q = \int_0^T n(t)S(t)dt \quad \text{и} \quad q_\perp = \int_0^T n(t)S_\perp(t)dt$$

— случайные величины, полученные путем линейного преобразования случайного процесса $n(t)$.

Математическое ожидание и дисперсия величин $f_0(L)$ составляют соответственно

$$m_{f_0} = \langle f_0(L) \rangle = \frac{2}{N_0} (\langle q_\perp^+ \rangle - \langle q \rangle) = 0,$$

где

$$\langle q^2 \rangle = \langle q_\perp^{2+} \rangle = 0, \quad (15)$$

$$G_{f_0(L)}^2 = \frac{4}{N_0^2} \langle (q_\perp^+ - q)^2 \rangle = \frac{4\vartheta}{N_0} = 4\rho,$$

где

$$\langle q_\perp^+ q \rangle = \frac{N_0}{2} \int_0^T S(t)S_\perp^+(t)dt = 0, \quad \langle q_\perp^+ \rangle = \langle q \rangle = \frac{\vartheta N_0}{2},$$

ρ — значение отношения сигнал/шум на входе приемного устройства.

Аналогичным образом записывается функция $f_1(L)$ для случая $\lambda = 1$

$$f_1(L) = \ln P(L/\lambda = 1) = \frac{2}{N_0} |\vartheta - q|. \quad (16)$$

Математическое ожидание и дисперсия величины $f_1(L)$ составляют

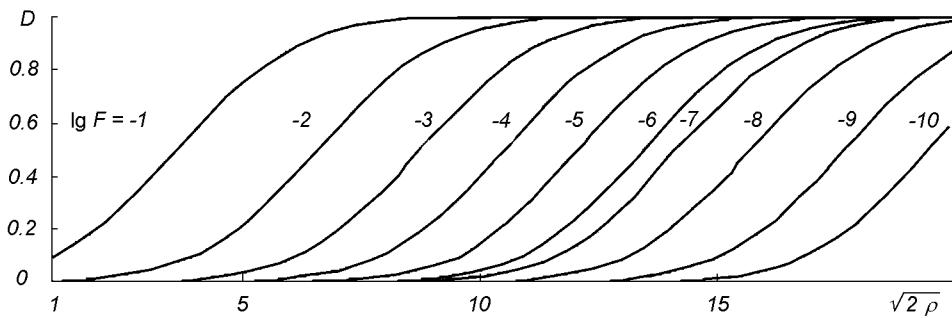


Рис. 3. Рабочие характеристики устройства обнаружения и устраниния неопределенности по фазе опорного колебания при приеме символов с MMC

$$\begin{aligned} m_{f_1} &= \langle f_1(L) \rangle = \frac{2\varrho}{N_0} = 2\rho, \\ G_{f_1(L)}^2 &= \frac{4}{N_0^2} \langle q^2 \rangle = 2\rho. \end{aligned} \quad (17)$$

Тогда с учетом (15), (16) и (17) условные плотности распределения вероятности $P_n(f_0)$ и $P_{Sn}(f_1)$ для рассматриваемого случая будут иметь вид

$$P_n(f_0) = \frac{1}{\sqrt{2\pi G_{f_0}^2}} e^{-X_n^2/(2G_{f_0}^2)}, \quad (18)$$

$$P_{Sn}(f_1) = \frac{1}{\sqrt{2\pi G_{f_1}^2}} e^{(X_n - m_{f_1})^2/(2G_{f_1}^2)}. \quad (19)$$

В соответствии с (15) и (18) вероятность ложной тревоги F посредством интеграла вероятности $\Phi(Z)$, являющегося табулированной монотонно возрастающей функцией своего аргумента, равна

$$F = 1 - \Phi\left(\frac{X_n}{2G_{f_0}}\right) = 1 - \Phi\left(\frac{X_n}{4\sqrt{\rho}}\right). \quad (20)$$

Вероятность правильного обнаружения с учетом (17) и (19), также приводится к табличному интегралу

$$D = \Phi\left(\frac{m_{f_1} - X_n}{2G_{f_1}}\right) = \Phi\left(\frac{2\rho - X_n}{2\sqrt{2\rho}}\right). \quad (21)$$

Поскольку возможность обнаружения сигнала при оптимальном приеме с заданными вероятностями D и F не зависит от формы сигнала и определяется только отношением энергии сигнала к спектральной плотности шума, то для вычисления порогового уровня сигнала необходимо решать систему уравнений (20), (21) относительно ρ . Пользуясь табличными интегралами $\Phi(Z)$, по заданному значению F находится значение аргумента $X_n/2G_{f_0}$, а по дисперсии G_{f_0} вычисляется пороговое значение X_n .

На практике систему уравнений (20), (21) решают графически. Для этого путем исключения из (20), (21) параметра X_n/G_{f_0} строят семейство кривых, выражающих зависимость вероятностей D от вероятностей F и от энергетического соотношения сигнал/помеха (рис. 3). Анализ полученных рабочих характеристик показывает, что при установлении режима синхронизации в спутниковом канале связи возможно обнаружение и устранение неопределенности по фазе опорного колебания при приеме сигналов с MMC с вероятностью $D = 0.999$ при заданной вероятности ложной тревоги $F = 10^{-5}$.

Используя полученные рабочие характеристики обнаружителя неправильной настройки приемника, представленные на рис. 3, можно рассчитать и качественные показатели процедуры непосредственного обнаружения, которые также характеризуются двумя параметрами: вероятностью ложной тревоги F и вероятностью правильного обнаружения D [3].

Обычно качественные показатели схемы связывают с несколькими типами ошибок, возникающих при принятии решений. К ошибке первого типа относится вероятность ложной тревоги F . Для двухканального устройства вероятность ложной тревоги равна вероятности события, заключающегося в том, что хотя бы один из двух каналов дает выходной эффект, превышающий пороговый уровень и с учетом (20) эта вероятность определяется как

$$P_{\text{ошиб}} = 2F = 2 \left[1 - \Phi\left(\frac{X_n}{4\rho}\right) \right]. \quad (22)$$

К ошибкам второго типа относится вероятность пропуска сигнала, когда при наличии сигнала, несинфазного опорному колебанию ($\lambda = 1$), формируется решение об отсутствии такового ($\lambda = 0$). При высокой достоверности обработки вероятность пропуска сигнала в многоканальной схеме равна веро-

ятности пропуска сигнала в одном канале, следовательно, можно записать расчетное выражение

$$P_{\text{ош}2} \approx 1 - D_1 = 1 - \Phi\left(\frac{2\rho - X_n}{2\sqrt{2\rho}}\right), \quad (23)$$

где D_1 — вероятность правильного обнаружения в одном канале.

Ошибка третьего типа заключается в том, что при правильном решении о наличии сигнала в принимаемом колебании несинфазного опорному ($\lambda^* = 1/\lambda = 1$) выбирается «неправильный» канал

$$P_{\text{ош}3} = \frac{1}{2} e^{-\rho/2}. \quad (24)$$

Для устранения неопределенности необходимо, чтобы совместно произошло два события, во-первых, правильно выполнено обнаружение полезного сигнала на входе приемника, и во-вторых, правильно решена задача распознавания. В результате для вероятности устранения неопределенности в рассматриваемой двухканальной схеме при заданном значении F можно записать выражение

$$P_{\text{yh}} = \left(1 - \frac{1}{2} e^{-\frac{\rho}{2}}\right) \Phi\left(\frac{2\rho - X_n}{2\sqrt{2\rho}}\right). \quad (25)$$

Как видно из вышеизложенного материала, качественные показатели обнаружителя зависят от порогового значения ρ на его входе, определяемого графически на основе заданных техническими условиями значений F и D по рабочим характеристикам, представленным на рис. 3, при этом вероятность ложной тревоги F обычно задается из условия работы системы при отсутствии сигнала и составляет $10^{-1} \div 10^{-3}$.

Таким образом, для предотвращения потери информации в случае использования сигналов с ММС, при скачке фазы опорного поднесущего колебания на $\pi/2$, целесообразно совместное использование двухканального обнаружителя факта неправильной настройки приемного устройства по фазе опорного колебания и дифференциального кодирования модулирующих последовательностей сигналов с ММС. Качественные показатели такого обнаружителя зависят от порогового отношения сигнал/шум на входе приемника, определяемого графически по его рабочим характеристикам, на основе заданных техническими условиями значений ложной тревоги F и вероятности правильного обнаружения D .

1. Макаров С. Б., Цикин И. А. Передача дискретных сообщений по радиоканалам с ограниченной полосой пропускания. — М.: Радио и связь, 1988.—304 с.
2. Спилкер Дж. Цифровая спутниковая связь. — М.: Связь, 1979.—592 с.
3. Тихонов В. И. Оптимальный прием сигналов. — М.: Радио и связь, 1983.—320 с.

METHOD FOR SYNCHRONIZING THE SIGNALS MODULATED WITH THE MINIMUM SHIFT IN SPACE COMMUNICATION AND CONTROL SYSTEMS

Yu. V. Stasev, V. I. Barsov, and Z. S. Soroka

We propose a method for synchronizing the signals modulated with the minimum shift. The method allows recognition and elimination of an error in choosing the reference oscillation phase in the reception of such signals. We describe some results of the synthesis and calculation of the performance of a device for the synchronization of these signals in space communication and control systems.

УДК 621.396.96

**Моніторинг геометрическої конфігурації
многобазисної широкозонної
дифференціальної супутникової
радіонавігаційних подсистем GPS і ГЛОНАСС**

А. А. Жалило¹, С. Н. Флерко², А. И. Яковченко¹

¹Науково-дослідний Інститут радіовимірювань, Харків

²Харківський військовий університет

Надійшла до редакції 02.07.98

Подається методика та оцінка точності періодичного уточнення (моніторингу) взаємних координат фазових центрів приймальних антен контрольних станцій широкозонної дифференціальної підсистеми супутникової радіонавігаційної системи GPS і ГЛОНАСС за власними результатами вимірювань підсистеми. Показано спосіб оптимальної трансформації вихідної багатопараметричної системи рівнянь з метою оптимізації реалізації та підвищення стійкості обчислювальних процедур при оцінці інформаційних параметрів. Отримані алгоритми визначення параметрів і оцінки потенціальної точності взаємної геодезичної прив'язки контрольних станцій на прикладі рекомендованої до розгортання в Україні широкозонної дифференціальної підсистеми.

ВВЕДЕНИЕ

Дифференциальные методы навигации по сигналам спутниковых радионавигационных систем (СРНС) GPS и ГЛОНАСС широко и успешно используются для повышения точности и надежности координатно-временных определений в различных областях хозяйственной, оборонной и научной деятельности. В последнее время, в связи с ужесточением требований различных гражданских потребителей СРНС к координатно-временному обеспечению и стремлением к достижению максимально возможной независимости от политики военных ведомств, особое внимание уделяется объединению пунктов дифференциальной навигации (контрольных станций или КС) в сети международной системы GNSS (Global Navigation Satellite System — глобальная навигаци-

онная система, объединяющая СРНС GPS и ГЛОНАСС, а также распределенные по земной поверхности их дифференциальные подсистемы, для использования в целях гражданских потребителей), которые покрывают значительные территории земной поверхности.

При создании дифференциальных сетей, которые совмещают принципы широкозонной и традиционной дифференциальной навигации, важнейшим требованием обеспечения высокого уровня точности формирования дифференциальной корректирующей информации (ДКИ) к координатно-временным измерениям потребителей GPS/ГЛОНАСС является высокоточная геодезическая привязка фазовых центров приемных антенн пунктов многобазисной сети дифференциальной навигации (далее координаты КС сети). Это связано с тем, что координаты

КС непосредственно входят в систему уравнений, из решения которой и определяется вектор составляющих широкозонных дифференциальных поправок [7] к наблюдениям спутников GPS/ГЛОНАСС.

Современные требования по геодезической привязке КС на этапах развертывания сетей дифференциальной навигации составляют сантиметровый уровень точности, а сама привязка к системам координат WGS-84 или EUREF может осуществляться благодаря использованию мировой фундаментальной геодезической сети [1]. На обширной территории размещения сети дифференциальной навигации координаты фазовых центров приемных антенн с течением времени могут изменяться под влиянием неучтенных локальных природных эффектов (проседания почвы, воздействия селевых потоков т. п.), тектонических подвижек и твердых приливов Земной коры. Эти изменения могут привести к ухудшению точности формирования ДКИ сетью КС, и в конечном итоге могут оказаться на точности координатно-временных определений потребителей. В этой связи появляется необходимость периодического контроля (мониторинга) геометрии всей дифференциальной подсистемы по собственным измерениям в целях уточнения координат ее пунктов. Кроме того, при замене антенных устройств КС объективно возникает потребность геодезической привязки фазового центра новой антенны. При этом возникает задача выбора способов достижения цели, условий их реализации, разработки алгоритмического обеспечения и оценки потенциальной точности решения.

В работе ставится цель определения потенциальных возможностей, условий реализуемости и алгоритма высокоточной взаимной геодезической привязки фазовых центров приемных антенн КС по результатам измерений параметров сигналов СРНС GPS и ГЛОНАСС чисто геометрическим методом без использования моделей движения спутников и поведения часов КС. При этом предполагается использование в сети КС высокоточных фазовых измерений на несущих частотах навигационных сигналов, как это делается в современной геодезической аппаратуре.

УРАВНЕНИЯ НАБЛЮДЕНИЙ СЕТИ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЙ НАВИГАЦИИ. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И УСЛОВИЯ ЕЕ ОДНОЗНАЧНОГО РЕШЕНИЯ

Под многобазисной сетью дифференциальной навигации будем понимать широкозонную дифференциальную сеть КС, объединенную единым центром

сбора и обработки информации (главная КС или ГКС) и основанную на принципах разделения источников погрешностей измерений текущих навигационных параметров (ТНП) спутников GPS/ГЛОНАСС по наиболее значимым составляющим: эфемеридным, частотно-временным и атмосферным. КС производят кодовые и фазовые измерения ТНП всех спутников GPS/ГЛОНАСС, находящихся в зоне радиовидимости сети. На ГКС по каждому спутнику формируются разности двухчастотных фазовых и кодовых измерений на контрольных станциях относительно измерений на ГКС. Разности фазовых измерений можно представить в следующем виде:

$$\hat{\Delta S}_{ii}^j(t_k) = R_i^j(t_k) - R_i^j(t_k) + \nabla_{ii}(t_k) - f[\Delta N_{ii(L1)}^j, \Delta N_{ii(L2)}^j] + \delta \Delta I_{ii}^j(t_k) + \Delta T r_{ii}^j(t_k) + \delta \Delta S_{ii}^j(t_k), \quad (1)$$

где $\hat{\Delta S}_{ii}^j(t_k)$ — оценки разностей фазовых псевододальнестей j -го спутника для измерений на i -й КС относительно измерений на ГКС в текущий момент времени t_k ;

$$R_i^j(t_k) = \sqrt{(X_k^j - x_i)^2 + (Y_k^j - y_i)^2 + (Z_k^j - z_i)^2}$$

— геометрическая дальность j -го спутника относительно i -й КС (включая ГКС) как функция координат спутника и КС; X_k^j , Y_k^j , Z_k^j — текущие координаты j -го спутника в гринвичской системе координат по бортовой эфемеридной информации спутника; x_i , y_i , z_i — координаты фазового центра приемной антенны i -й КС; $\nabla_{ii}(t_k) = c \Delta T_{ii}$ — величины, пропорциональные текущим расхождениям шкал времени (разностей фаз опорных генераторов) i -х КС относительно шкалы времени ГКС (стандарт времени и частоты ГКС принимается в качестве основного синхронизатора сети); c — скорость света; $\delta \Delta I_{ii}^j(t_k)$ — погрешности двухчастотной компенсации задержки навигационных сигналов j -го спутника при распространении через ионосферу. Они включают как флюктуационную, так и медленно изменяющуюся составляющую (1-2 см) из-за влияния эффектов второго порядка; $\Delta T r_{ii}^j(t_k)$ — погрешности, обусловленные задержкой навигационных сигналов j -го спутника при распространении через тропосферу; $f[\Delta N_{ii(L1)}^j, \Delta N_{ii(L2)}^j]$ — функция, характеризующая неоднозначность двухчастотных фазовых измерений; $\Delta N_{ii(L1)}^j$, и $\Delta N_{ii(L2)}^j$ — подлежащие оценке целочисленные величины фазовой неоднозначности на частотах $L1$ и $L2$ сигналов СРНС; $\delta \Delta S_{ii}^j(t_k)$ — остаточная погрешность измерений j -го спутника, обусловленная влиянием

флюктуационной составляющей измерений и эффектом многолучевости распространения навигационных сигналов; t_k — текущий момент времени измерений ТНП сетью КС; $k = 1, 2, \dots, K$ — число моментов измерений на интервале наблюдения; $i = 2, 3, \dots, m(t_k)$ — порядковый номер соответствующей КС сети; $m(t_k)$ — общее число КС, для которых j -й спутник находится в зоне радиовидимости в момент времени t_k ; $j = 1, 2, \dots, p(t_k)$ — порядковый номер соответствующего спутника; $p(t_k)$ — общее число спутников GPS/ГЛОНАСС в зоне радиовидимости системы в текущий момент времени t_k .

Аналогично можно записать выражения для разностей кодовых измерений.

Отсутствие в уравнениях (1) погрешностей, обусловленных уходами шкал времени и частоты спутников относительно системного времени СРНС, и погрешностей вследствие режима «селективного доступа» системы GPS объясняется их компенсацией при формировании разностей синхронных наблюдений.

При выполнении двухчастотных фазовых наблюдений становится возможным практически полная компенсация регулярной ионосферной составляющей (кроме эффектов второго порядка). При этом увеличивается флюктуационная составляющая, которая может быть эффективно уменьшена за счет фильтрации. Компенсацию тропосферной составляющей погрешности измерений осуществляют с использованием модельных поправок, для расчета которых учитываются температура, давление, влажность на каждой КС. Максимальная точность учета тропосферных поправок достигается при использовании радиометров водяных паров [8], а также при применении специальных алгоритмов обработки результатов измерений. Неоднозначность фазовых измерений разрешают с использованием float- и fixed-типов решений. Надежность разрешения неоднозначности достигается за счет комплексной совместной обработки измерений во всей сети с привлечением промежуточных измерительных базисов, кодовых измерений и протяженных (от нескольких часов до нескольких суток) выборок наблюдений, т. е. за счет значительной пространственно-временной избыточности наблюдений.

С учетом изложенного систему уравнений (1) представим в следующем виде:

$$\begin{aligned}\hat{\Delta S}_{ii}^j(t_k) &= R_i^j(t_k) - R_i^j(t_k) + \nabla_{ii}(t_k) + \delta\Delta S_{ii\Sigma}^j(t_k) = \\ &= \Delta R_{ii}^j(t_k) + \nabla_{ii}(t_k) + \delta\Delta S_{ii\Sigma}^j(t_k),\end{aligned}\quad (2)$$

где $\delta\Delta S_{ii\Sigma}^j(t_k)$ — суммарные остаточные погрешности наблюдений с нулевым математическим ожиданием и известной корреляционной матрицей.

В штатном режиме работы сети КС дифференциальной подсистемы, когда координаты КС полагаются известными с высокой точностью (сантиметровый уровень), уравнения (2) используются для определения (уточнения) поправок к бортовым эфемеридам спутников систем GPS и ГЛОНАСС. При этом спроектированные на направления «КС-спутники» погрешности координат КС войдут в суммарную остаточную погрешность $\delta\Delta S_{ii\Sigma}^j(t_k)$. В рассматриваемой задаче использование относительно грубых передаваемых эфемерид спутника при оценке взаимных координат КС приведет к погрешностям 0.5—1 м, что не отвечает заданным требованиям. Представляет интерес автономный мониторинг геометрии сети КС дифференциальной подсистемы. Это возможно, если при решении системы уравнений (2) совместно оценивать эфемериды спутников и расхождения шкал времени КС наряду с информационными (в данной постановке задачи) параметрами — взаимными координатами КС.

Решение поставленной задачи возможно с использованием моделей движения спутников (динамический или орбитальный метод) и поведения часов КС при условии их оснащения высокостабильными, как правило атомными стандартами частоты и времени. Такой подход обладает значительными возможностями, но достаточно сложен в реализации, а его применение наиболее эффективно в глобальных сетях слежения. Другой известный подход — чисто геометрический — не требует априорной информации о моделях движения спутников и моделях поведения часов КС, допускает использование на КС кварцевых стандартов частоты и времени и может быть использован для мониторинга геометрии сетей дифференциальных подсистем СРНС с относительно небольшими (500—1000 км) измерительными базисами. Весьма привлекательная особенность геометрического метода — простота его реализации. В то же время использование геометрического метода требует оценки условий наблюдаемости, т. е. устойчивости решения системы уравнений, и оценки требуемой для достижения заданной точности длины интервала наблюдений. В настоящей работе рассматриваются потенциальные возможности именно геометрического метода решения поставленной задачи.

Задача совместного определения координат навигационных спутников и взаимных координат станций синхронного слежения из решения систем

уравнений, основанных на измерениях линейных величин (дистанций и/или их линейных комбинаций), получила в спутниковой геодезии название обобщенной свободной трилатерации. В работе [4] детально проанализированы условия наблюдаемости, т. е. устойчивого решения такого класса систем уравнений, в который входит и исследуемая система (2). Воспользовавшись результатами [4], определим условия однозначного решения системы (2) и требования к геометрической конфигурации сети КС.

Во-первых, следует уделить внимание определению той прямоугольной системы координат, в которой ищется решение задачи свободной трилатерации. Очевидно, система координат должна быть определена априори путем фиксации координат по меньшей мере трех КС, так как в противном случае будет иметь место существование бесконечного множества решений рассматриваемой задачи. Например, можно использовать примененную в работах [2, 4, 6] взаимную систему координат, для которой за начало принимается местоположение главной КС сети (первая КС сети или ГКС), за направление оси X принимаются направление от ГКС к любой другой КС сети, базовая плоскость XY задается двумя указанными и третьей КС, таким образом, чтобы указанные пункты образовывали фигуру максимально приближенную к равнобедренному прямоугольному треугольнику. Ось Z дополняет систему координат до правой. Задание шести координат $x_1, y_1, z_1, x_2, y_2, z_2, x_3, y_3, z_3$ перечисленных трех пунктов в любой другой системе координат (например, в гринвичской) дает возможность пересчета в нее остальных координат КС и точек траекторий спутников, полученных в процессе совместного оценивания по выборке наблюдений сети КС (другими словами, задаются начало и ориентация осей взаимной системы координат в требуемой). Если задать указанные координаты трех опорных КС в гринвичской системе координат на эллипсоиде WGS-84, что может быть получено путем независимой геодезической привязки с привлечением радиотехнических и оптических методов спутниковой геодезии, то в ходе решения задачи недостающие координаты $x_2, x_3, y_3, x_4, y_4, z_4, \dots, x_M, y_M, z_M$ также будут определены на эллипсоиде WGS-84.

Во-вторых, система (2) должна быть определена или переопределена (необходимое условие однозначного решения), т. е. число уравнений должно соответствовать либо превышать число неизвестных. Такой анализ приведен ниже.

В-третьих, достаточным условием однозначного решения задачи является такое геометрическое по-

строение сети КС, при котором соблюдаются условия линейной независимости уравнений линеаризованной системы (2). Из работы [4] следует, что, применительно к рассматриваемой задаче, конфигурация сети, пункты которой разнесены на 500–1000 км друг от друга (размещение КС, близкое к планарному), не должна образовывать кривую второго порядка. Для этого необходимо иметь не менее пяти КС, составляющих выпуклый многоугольник, и КС (одну и более), размещенные внутри него; это обеспечит устойчивое однозначное решение поставленной задачи. Поскольку размещение КС с базисами 500–1000 км все же незначительно отличается от планарного из-за кривизны земной поверхности, то возможно использование пяти КС (см. (5) ниже), но в этом случае следует ожидать меньшей эффективности использования измерительной информации.

Проведем анализ системы уравнений (2). Вектор оцениваемых сетью КС параметров в текущий момент времени наблюдения будет включать информационные параметры — взаимные координаты КС сети, а также неинформационные «мешающие» параметры — координаты всех спутников GPS/ГЛОНАСС в зоне радиовидимости сети и текущие расхождения шкал времени и частоты i -х КС относительно ГКС. Разложим функции неизвестных оцениваемых параметров выражения (2) в ряд Тейлора и представим исходные уравнения в линеаризованном виде как функции поправок к неизвестным оцениваемым параметрам:

$$\Delta\hat{S}_{ii}^j(t_k) = \Delta\tilde{R}_{ii}^j(t_k) + \left| \left| \frac{\partial\Delta\tilde{R}_{ii}^j(t_k)}{\partial\mathbf{X}^j(t_k)} \right| \right| \Delta\mathbf{X}^j(t_k) + \\ + \left| \left| \frac{\partial\Delta\tilde{R}_{ii}^j(t_k)}{\partial\mathbf{X}_{\text{KC}}} \right| \right| \Delta\mathbf{X}_{\text{KC}} + \nabla_{ii}(t_k), \quad (3)$$

где $\Delta\tilde{R}_{ii}^j(t_k)$ — разность дальностей j -го спутника для i -й КС относительно ГКС, вычисленная при использовании передаваемых в составе навигационного сообщения спутника эфемерид и приближенных значений координат КС сети;

$$\left| \left| \frac{\partial\Delta\tilde{R}_{ii}^j(t_k)}{\partial\mathbf{X}^j(t_k)} \right| \right| \quad \text{и} \quad \left| \left| \frac{\partial\Delta\tilde{R}_{ii}^j(t_k)}{\partial\mathbf{X}_{\text{KC}}} \right| \right|$$

— аналогично вычисленные значения производных разностей дальностей по координатным параметрам спутников и КС;

$$\Delta\mathbf{X}^j(t_k) = ||\Delta X^j(t_k), \Delta Y^j(t_k), \Delta Z^j(t_k)||$$

— подлежащие оценке неизвестные поправки спутниковых эфемерид, передаваемых в составе бортовой навигационной информации; $\Delta\mathbf{X}_{\text{KC}}(t_k) = ||\Delta x_2, \Delta x_3, \Delta y_3, \Delta x_4, \Delta y_4, \Delta z_4, \dots, \Delta x_M, \Delta y_M, \Delta z_M||$ —

подлежащие оценке неизвестные поправки координат КС.

Систему линеаризованных уравнений (3) для удобства представим в векторно-матричном виде

$$\hat{\mathbf{Q}}^j(t_k) = \mathbf{A}^j(t_k) \Delta \mathbf{X}^j(t_k) + \mathbf{B}^j(t_k) \Delta \mathbf{X}_{\text{KC}}(t_k) + \mathbf{H}^j(t_k) \nabla(t_k), \quad (4)$$

где $\hat{\mathbf{Q}}^j(t_k) = |||\Delta \hat{S}_{ii}(t_k) - \Delta \tilde{R}_{ii}(t_k)|||_j$ — вектор невязок между измеряемыми параметрами и приближенными значениями разности дальностей;

$$\mathbf{A}^j(t_k) = \left| \left| \frac{\partial \Delta \tilde{R}_{ii}^j(t_k)}{\partial \mathbf{X}^j(t_k)} \right| \right|$$

— матрица производных разности дальностей по координатам j -го спутника;

$$\mathbf{B}^j(t_k) = \left| \left| \frac{\partial \Delta \tilde{R}_{ii}^j(t_k)}{\partial \mathbf{X}_{\text{KC}}(t_k)} \right| \right|$$

— матрица производных разности дальностей для j -го спутника по координатам КС; $\mathbf{H}^j(t_k)$ — матрица производных измеряемых параметров по определяемым расхождениям шкал времени $\nabla_{ii}(t_k)$, которая состоит из соответствующих ортогональных векторов, учитывающих условия радиовидимости j -го спутника на i -й КС (элементы матрицы $\mathbf{H}^j(t_k)$ равны единице или нулю, в зависимости от наличия в каком-либо уравнении функциональной зависимости от одного из элементов вектора $\nabla(t_k)$); $\nabla(t_k) = |||\nabla_{21}(t_k), \nabla_{31}(t_k), \dots, \nabla_{M1}(t_k)|||$ — вектор неизвестных параметров, характеризующий текущие расхождения шкал времени КС относительно ГКС.

Предположим, что сеть состоит из M наземных станций, и в зоне радиовидимости сети в текущий момент времени t_k находится $p(t_k)$ спутников, причем каждый j -й спутник находится в зоне радиовидимости $m_j(t_k)$ ($m_j(t_k) \leq M$) КС. Оценка координат КС осуществляется на интервале времени наблюдений, состоящем из K дискретных моментов измерений. Тогда соотношение между количеством измеряемых и оцениваемых сетью КС параметров будет иметь вид

$$K(M-1)p(t_k) \geq K(M-1) + 3Kp(t_k) + (3M-6). \quad (5)$$

В левой части неравенства представлено количество измеряемых сетью параметров (количество уравнений в системе (4)). Первое слагаемое в правой части неравенства определяет количество оцениваемых параметров расхождений шкал времени КС, второе — количество оцениваемых координатных параметров НКА и третье — количество

оцениваемых координат КС (сумма составляет общее число неизвестных системы (4)).

Проведенный анализ (5) показал, что для реализации широкозонной дифференциальной сети с возможностью автономного контроля (мониторинга) ее геометрической конфигурации потребуется не менее 5–6 КС, что соответствует требованиям однозначного устойчивого решения системы уравнений, описывающих процесс измерений, а для создания промежуточных измерительных базисов для надежного разрешения неоднозначности фазовых измерений число КС потребуется увеличить до 10–12. Прогнозирование сеансов измерений с использованием реальных альманахов СРНС GPS и ГЛОНАСС на примере сети КС, размещенной в пределах территории Украины, показывает, что в зоне радиовидимости находится от 8 (одной СРНС) до 18 спутников (обеих СРНС).

Таким образом, соотношение (5) при $M = 12$ принимает вид

$$(88 \dots 198)K \geq (35 \dots 65)K + 30,$$

где K — число моментов измерений, необходимое для оценки искомых параметров. Кроме того, каждая подсистема уравнений (4) относительно j -го спутника будет характеризоваться недиагональной корреляционной матрицей $\mathbf{K}_Q^j(t_k)$, так как все разности фазовых измерений псевододальнестей формируются относительно ГКС (первой КС сети), т. е. в статистическом смысле все уравнения подсистемы коррелируют между собой.

Непосредственное решение такой объемной системы уравнений представляет собой достаточно сложную вычислительную задачу. Поэтому необходимо оптимальным образом преобразовать исходную систему уравнений (4) в такую, которая бы зависела только от информационных параметров, обеспечив при этом полное сохранение информации об оцениваемых параметрах.

ТРАНСФОРМАЦИЯ СИСТЕМЫ УРАВНЕНИЙ. АЛГОРИТМ ОБРАБОТКИ НАБЛЮДЕНИЙ

Для решения системы уравнений (4) оптимальным способом воспользуемся некоторыми результатами статистического анализа и линейной алгебры. Рассмотрим методику совместного оценивания совокупности информационных и неинформационных «мешающих» параметров (для данной постановки задачи) через последовательное выражение одних неизвестных (неинформационных) через другие (информационные). Особенностью данной задачи является необходимость правильного учета корреляции погрешностей элементов вектора $\hat{\mathbf{Q}}^j(t_k)$.

Декорелируем систему уравнений (4) для j -го спутника и k -го момента измерения, воспользовавшись сингулярным разложением невырожденной весовой матрицы наблюдений, равной обратной корреляционной матрице $\mathbf{K}_Q^j(t_k)$ [3]:

$$\mathbf{W}_Q^j(t_k) = [\mathbf{K}_Q^j(t_k)]^{-1} = \mathbf{V}_j^T \mathbf{V}_j, \quad (6)$$

где $\mathbf{W}_Q^j(t_k)$ — весовая матрица измерений относительно j -го спутника, равная обратной корреляционной матрице измерений в сети КС;

$$\mathbf{V}_j^T \mathbf{V}_j^T = \mathbf{U}_j \Lambda_w \mathbf{V}_j^T = \mathbf{U}_j \Lambda_w^{1/2} \Lambda_w^{1/2} \mathbf{V}_j^T;$$

\mathbf{U}_j — ортогональная квадратная матрица, представляющая собой систему ортонормированных векторов-столбцов; Λ_w — матрица сингулярных чисел, p из которых равны единице ($p = \text{rank } \mathbf{W}_Q^j$), а остальные — нулю.

Декорелированная система уравнений (4) будет в этом случае иметь вид:

$$\hat{\mathbf{q}}_j(t_k) = \alpha_j(t_k) \Delta \mathbf{X}^j(t_k) + \mathbf{h}_j(t_k) \nabla(t_k) + \beta_j(t_k) \Delta \mathbf{X}_{\text{KC}}(t_k), \quad (7)$$

где $\hat{\mathbf{q}}_j(t_k)$, $\alpha_j(t_k)$, $\mathbf{h}_j(t_k)$, $\beta_j(t_k)$ — произведения вектора $\hat{\mathbf{Q}}^j(t_k)$ и матриц $\mathbf{A}^j(t_k)$, $\mathbf{H}^j(t_k)$, $\mathbf{B}^j(t_k)$ на квадратную матрицу \mathbf{V}_j^T , причем

$$\dim \hat{\mathbf{q}}_j = [m_j(t_k) - 1],$$

$$\dim \alpha_j = [m_j(t_k) - 1] \times [3],$$

$$\dim \mathbf{h}_j = [m_j(t_k) - 1] \times [M - 1],$$

$$\dim \beta_j = [m_j(t_k) - 1] \times [3M - 6],$$

где $m_j(t_k)$ — число КС сети, в зоне радиовидимости которых находится j -й спутник в k -й момент измерения.

Нетрудно проверить, что корреляционная матрица системы уравнений (7) будет единичной. Решать систему уравнений (7) будем через отыскание оптимальной условной оценки вектора $\Delta \mathbf{X}^j(t_k)$. Выразив из системы уравнений (7) вектор $\Delta \mathbf{X}^j(t_k)$:

$$\begin{aligned} \Delta \mathbf{X}^j(t_k) &= [\alpha_j^T(t_k) \alpha_j(t_k)]^{-1} \alpha_j^T(t_k) \times \\ &\times [\hat{\mathbf{q}}_j(t_k) - \mathbf{h}_j(t_k) \nabla(t_k) - \beta_j(t_k) \Delta \mathbf{X}_{\text{KC}}] \end{aligned}$$

и подставив данное выражение в систему уравнений (7), получим

$$\mathbf{C}_j(t_k) \hat{\mathbf{q}}_j(t_k) = \mathbf{C}_j(t_k) [\beta_j(t_k) \Delta \mathbf{X}_{\text{KC}} + \mathbf{h}_j(t_k) \nabla(t_k)], \quad (8)$$

где

$$\mathbf{C}_j(t_k) = \mathbf{E}_j(t_k) - \alpha_j(t_k) [\alpha_j^T(t_k) \alpha_j(t_k)]^{-1} \alpha_j^T(t_k);$$

$\dim \mathbf{C}_j(t_k) = [m_j(t_k) - 1] \times [m_j(t_k) - 1]$; $\mathbf{E}_j(t_k)$ — единичная матрица.

Такая операция эквивалентна усреднению функционала правдоподобия по множеству неинформативных «мешающих» параметров и является статистически оптимальной и обоснованной в [5]. Это применительно и к методу наименьших квадратов с нормальным распределением погрешностей измерений.

Численное решение системы уравнений (8) относительно параметров $\Delta \mathbf{X}_{\text{KC}}$, $\nabla(t_k)$ затруднительно из-за большого объема матриц. «Сжатие» системы уравнений (8) без потерь информации возможно при использовании сингулярного разложения матрицы $\mathbf{C}_j(t_k)$:

$$\mathbf{C}_j(t_k) = \mathbf{T}_j(t_k) \Lambda_{C_j} \mathbf{T}_j^T(t_k),$$

где $\mathbf{T}_j(t_k)$ и Λ_{C_j} — ортогональная матрица и матрица сингулярных чисел соответственно. Количество единичных элементов матрицы Λ_{C_j} определяется рангом матрицы $\mathbf{C}_j(t_k)$ ($p_{Cj} = \text{rank } \mathbf{C}_j(t_k) = m_j(t_k) - 1 - \text{rank } \alpha_j(t_k) = m_j(t_k) - 4$), а остальные элементы равны нулю:

$$\Lambda_{C_j} = \begin{vmatrix} \mathbf{E}_{C_j} & \dots & 0 \\ \dots & \dots & \dots \\ 0 & \dots & 0 \end{vmatrix},$$

где \mathbf{E}_{C_j} — единичная матрица.

Тогда система уравнений (8) примет вид

$$\begin{aligned} \mathbf{T}_j(t_k) \Lambda_{C_j} \mathbf{T}_j^T(t_k) \hat{\mathbf{q}}_j(t_k) &= \mathbf{T}_j(t_k) \Lambda_{C_j} \mathbf{T}_j^T(t_k) [\beta_j(t_k) \Delta \mathbf{X}_{\text{KC}} + \\ &+ \mathbf{h}_j(t_k) \nabla(t_k)]. \end{aligned} \quad (9)$$

Используя свойство ортогональности ($\mathbf{T}_j \mathbf{T}_j^T = \mathbf{T}_j^T \mathbf{T}_j = \mathbf{E}$), умножим правую и левую части (9) на \mathbf{T}_j^T :

$$\Lambda_{C_j} \mathbf{T}_j^T(t_k) \hat{\mathbf{q}}_j(t_k) = \Lambda_{C_j} \mathbf{T}_j^T(t_k) [\beta_j(t_k) \Delta \mathbf{X}_{\text{KC}} + \mathbf{h}_j(t_k) \nabla(t_k)]. \quad (10)$$

Если представить

$$\mathbf{T}_j(t_k) = ||| \mathbf{T}_{j1}(t_k) : \mathbf{T}_{j2}(t_k) |||,$$

где

$$\dim \mathbf{T}_{j1}(t_k) = [m_j(t_k) - 1] \times [p_{Cj}],$$

$$\dim \mathbf{T}_{j2}(t_k) = [m_j(t_k) - 1] \times [m_j(t_k) - 1 - p_{Cj}],$$

а также учесть структуру матрицы Λ_{C_j} , то систему уравнений (10) можно трансформировать к виду

$$\hat{\mathbf{D}}_j(t_k) = \mathbf{G}_j(t_k) \Delta \mathbf{X}_{\text{KC}} + \Phi_j(t_k) \nabla(t_k), \quad (11)$$

где

$$\hat{\mathbf{D}}_j(t_k) = \mathbf{T}_{j1}^T(t_k) \hat{\mathbf{q}}_j(t_k), \quad \dim \hat{\mathbf{D}}_j = [m_j(t_k) - 4],$$

$\mathbf{T}_{jl}(t_k)$ имеет размерность по строкам, равную размерности $\mathbf{T}_j(t_k)$, а по столбцам — размерность $p_{Cj} = \text{rank } \mathbf{C}_j = m_j(t_k) - 4$;

$$\begin{aligned}\mathbf{G}_j(t_k) &= \mathbf{T}_{jl}^T(t_k)\beta_j(t_k); \\ \dim \mathbf{G}_j &= [m_j(t_k) - 4] \times [3M - 6]; \\ \Phi_j(t_k) &= \mathbf{T}_{jl}^T(t_k)\mathbf{h}_j(t_k); \\ \dim \Phi_j(t_k) &= [m_j(t_k) - 4] \times [M - 1].\end{aligned}$$

Сравним исходную систему уравнений (7) и преобразованную систему (11). При выражении неинформационных параметров (координат спутника) через информационные общее число уравнений и неизвестных в системе уравнений (11) уменьшается в два и более раз.

Объединяя уравнения (11) по всем спутникам, находящимся в рабочем созвездии сети КС, получим

$$\hat{\mathbf{D}}(t_k) = \mathbf{G}(t_k)\Delta\mathbf{X}_{KC} + \Phi(t_k)\nabla(t_k), \quad (12)$$

где

$$\begin{aligned}\hat{\mathbf{D}}(t_k) &= ||\hat{\mathbf{D}}_1^T(t_k), \hat{\mathbf{D}}_2^T(t_k), \dots, \hat{\mathbf{D}}_{p(t_k)}^T(t_k)||^T, \\ \mathbf{G}(t_k) &= ||\mathbf{G}_1^T(t_k), \mathbf{G}_2^T(t_k), \dots, \mathbf{G}_{p(t_k)}^T(t_k)||^T, \\ \Phi(t_k) &= ||\Phi_1^T(t_k), \Phi_2^T(t_k), \dots, \Phi_{p(t_k)}^T(t_k)||^T.\end{aligned}$$

Аналогичные преобразования (12) с целью уменьшения числа неизвестных и уравнений нецелесообразны из-за незначительного уменьшения порядка системы уравнений. Данные параметры могут быть оценены совместно для наблюдений всего сеанса измерений сети КС. Такой подход легко реализуем с использованием формул преобразований блочных матриц.

Не приводя промежуточных выкладок, можно записать решение системы уравнений (12) по методу наименьших квадратов:

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta\hat{\mathbf{X}}_{KC} = \mathbf{K}_x \sum_{k=1}^K \left[\mathbf{G}^T(t_k) \hat{\mathbf{D}}(t_k) - \mathbf{G}^T(t_k) \Phi(t_k) [\Phi^T(t_k) \Phi(t_k)]^{-1} \Phi^T(t_k) \hat{\mathbf{D}}(t_k) \right], \\ \nabla(t_k) = [\Phi^T(t_k) \Phi(t_k)]^{-1} \Phi^T(t_k) [\hat{\mathbf{D}}(t_k) - \mathbf{G}(t_k) \Delta\mathbf{X}_{KC}], \\ (k = 1, 2, \dots, K), \end{array} \right. \quad (13)$$

где

$$\mathbf{K}_x = \left\{ \sum_{k=1}^K \left[\mathbf{G}^T(t_k) \mathbf{G}(t_k) - \mathbf{G}^T(t_k) \Phi(t_k) [\Phi^T(t_k) \Phi(t_k)]^{-1} \Phi^T(t_k) \mathbf{G}(t_k) \right] \right\}^{-1}, \quad (14)$$

— корреляционная матрица погрешностей определений параметров взаимной геодезической привязки пунктов сети.

Для уменьшения размерности системы уравнений (12) можно воспользоваться и другими способами, в частности способом подстановки. Для этого разобьем систему уравнений (12) на две подсистемы:

$$\begin{cases} \hat{\mathbf{D}}_1(t_k) = \mathbf{G}_1(t_k)\Delta\mathbf{X}_{KC} + \Phi_1(t_k)\nabla(t_k), \\ \hat{\mathbf{D}}_2(t_k) = \mathbf{G}_2(t_k)\Delta\mathbf{X}_{KC} + \Phi_2(t_k)\nabla(t_k). \end{cases} \quad (15)$$

В первую из подсистем войдут уравнения для множества спутников $p_1(t_k)$, а во вторую — $p_2(t_k)$, причем $p_1(t_k) + p_2(t_k) = p(t_k)$. Величину $p_1(t_k)$ выберем таким образом, чтобы матрица $\Phi_1(t_k)$ была полного ранга по столбцам. Выразим из первой подсистемы уравнений (15) вектор $\nabla(t_k)$:

$\nabla(t_k) = [\Phi_1^T(t_k)\Phi_1(t_k)]^{-1}\Phi_1^T(t_k)[\hat{\mathbf{D}}_1(t_k) - \mathbf{G}_1(t_k)\Delta\mathbf{X}_{KC}]$
и подставим его оценку во вторую подсистему (15), так что

$$\hat{\eta} = \mathbf{F}(t_k)\Delta\mathbf{X}_{KC}, \quad (16)$$

где

$$\begin{aligned}\hat{\eta}(t_k) &= \hat{\mathbf{D}}_2(t_k) - \Phi_2(t_k)[\Phi_1^T(t_k)\Phi_1(t_k)]^{-1}\Phi_1^T(t_k)\hat{\mathbf{D}}_1(t_k), \\ \mathbf{F}(t_k) &= \mathbf{G}_2(t_k) - \Phi_2(t_k)[\Phi_1^T(t_k)\Phi_1(t_k)]^{-1}\Phi_1^T(t_k)\mathbf{G}_1(t_k).\end{aligned}$$

Определим корреляционную матрицу

$$\mathbf{K}_\eta(t_k) = \mathbf{E}_2(t_k) + \Phi_2(t_k)[\Phi_1^T(t_k)\Phi_1(t_k)]^{-1}\Phi_2^T(t_k),$$

где \mathbf{E}_2 — единичная матрица размерности вектора \mathbf{D}_2 .

Матрица $\mathbf{K}_\eta(t_k)$ имеет обратную матрицу, которая является весовой:

$$\mathbf{W}_\eta(t_k) = \mathbf{K}_\eta^{-1}(t_k) = \mathbf{E}_2(t_k) - \Phi_2(t_k)[\Phi_1^T(t_k)\Phi_1(t_k)]^{-1}\Phi_2^T(t_k).$$

Выполнив сингулярное разложение весовой матрицы $\mathbf{W}_\eta(t_k) = \mathbf{V}_\eta \mathbf{V}_\eta^T$ (аналогично (6)) и умножив правую и левую части системы уравнений (16) на матрицу \mathbf{V}_η^T , получим систему новых некоррелированных уравнений:

$$\hat{\eta}_v(t_k) = \mathbf{F}_v(t_k)\Delta\mathbf{X}_{KC}, \quad (17)$$

где $\hat{\eta}_v(t_k) = \mathbf{V}_\eta^T(t_k)\hat{\eta}(t_k)$ и $\mathbf{F}_v(t_k) = \mathbf{V}_\eta^T(t_k)\mathbf{F}(t_k)$.

Оценка искомого вектора поправок к координатам КС сети в этом случае примет вид

$$\Delta\hat{\mathbf{X}}_{KC} = \mathbf{K}_x \sum_{k=1}^K \mathbf{F}_v^T(t_k)\hat{\eta}_v(t_k), \quad (18)$$

где

$$\mathbf{K}_x = \left[\sum_{k=1}^K \mathbf{F}_v^T(t_k)\mathbf{F}_v(t_k) \right]^{-1}$$

— корреляционная матрица погрешностей определения координат КС.



Рис. 1. Геометрическая конфигурация сети КС

Подводя предварительные итоги, можно сделать вывод, что представленный выше методический подход может быть применен к решению и других многопараметрических задач рассматриваемого класса.

РЕЗУЛЬТАТЫ ОЦЕНКИ ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ ТОЧНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ИСКОМЫХ ПАРАМЕТРОВ

На основании методики преобразования многопараметрической системы уравнений, изложенной выше, и с использованием выражения (14) (либо 18) авторами была проведена оценка потенциальной точности определения параметров взаимной геодезической привязки фазовых центров приемных антенн КС сети дифференциальной навигации по сигналам СРНС GPS и ГЛОНАСС, размещенной в пределах территории Украины.

Конфигурация сети КС, использованная при проведении расчетов, представленной на рис. 1. Известными принимались координаты ГКС (г. Дунаевцы Хмельницкой обл.), координаты u и z КС в районе Чернигова и координата z КС в районе Симферополя.

При проведении расчетов предполагалось, что на ГКС по результатам измерений всей сети КС скомпенсированы ионосферные и тропосферные погрешности измерений и разрешена неоднозначность фазовых измерений. Остаточные погрешности фазовых измерений навигационных параметров $\delta\Delta S_{11\Sigma}^j(t_k)$ принимались равными 0.8 см (1σ).

Все вычислительные операции выполнялись на ПЭВМ «Pentium-200» с привлечением реальных

альманахов СРНС GPS и ГЛОНАСС. Сеанс измерений моделировался с дискретностью 5 мин на интервале наблюдений от одного часа до двух суток.

В результате расчетов получены средние квадратичные отклонения погрешностей оценки гринвичских координат фазовых центров приемных антенн КС, которые представлены в таблице для различного числа КС в сети на интервале наблюдений двое суток. На рис. 2 представлены зависимости относительной погрешности определений Er от длины интервала наблюдения:

$$Er = \frac{1}{\sigma_{\Delta s}} \sqrt{\frac{\text{tr}K_X}{3M - 6}},$$

где $\sigma_{\Delta s}$ — среднее квадратичное отклонение измерений разностей фазовых псевдодальнестей;

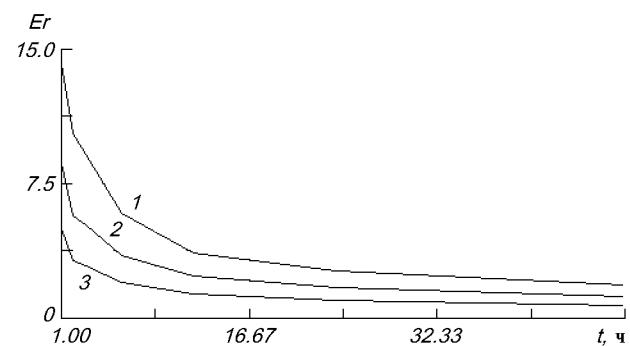


Рис. 2. Зависимость относительной погрешности определения координат КС от длительности интервала наблюдения и от числа КС: 1 — в сети 5 КС, 2 — в сети 6 КС, 3 — в сети 12 КС

Оценки точности определения параметров взаимной геодезической привязки пунктов сети широкозонной дифференциальной навигации

КС	СКО определения координат КС, мм									
	12 КС в сети			6 КС в сети			5 КС в сети			
	X	Y	Z	X	Y	Z	X	Y	Z	
Дунаевцы	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*
Чернигов	4.46	*	*	6.44	*	*	8.99	*	*	*
Симферополь	4.4	6.5	*	6.55	9.51	*	9.33	13.2	*	*
Ужгород	1.78	2.27	1.4	2.52	3.28	2.04	3.58	4.58	2.84	
Алчевск	7.1	5.66	0.63	10.00	8.27	0.86	13.9	11.4	1.18	
Луцк	2.19	2.14	0.67	3.26	3.10	0.95	—	—	—	
Харьков	5.73	3.3	0.25	—	—	—	—	—	—	
Кировоград	2.57	2.9	0.6	—	—	—	—	—	—	
Львов	1.75	0.75	0.79	—	—	—	—	—	—	
Киев	2.97	0.44	0.30	—	—	—	—	—	—	
Днепропетровск	4.03	4.72	0.42	—	—	—	—	—	—	
Одесса	2.59	3.74	0.48	—	—	—	—	—	—	

* — координаты известны априорно с высокой точностью, то есть привязаны к всемирной геодезической сети по независимым радиотехническим или оптическим наблюдениям

trK_X — след корреляционной матрицы оцениваемых информационных параметров, которая определяется выражением (14) или (18). Приведенные в таблице и на рис. 2 результаты свидетельствуют о значительных возможностях использования геометрического подхода при отслеживании измерений координат многобазисной сети КС. Представленные методика и алгоритмы обработки наблюдений могут быть рекомендованы для использования в научно-исследовательских работах по изучению деформаций земной коры, приливных явлений и т. п.

Следует отметить, что передачу корректирующей информации от сети широкозонной дифференциальной навигации, как правило, предполагается осуществлять через геостационарные спутники связи (это может быть космический сегмент глобальной навигационной системы GNSS — спутники «Инмасат-3» либо, в перспективе, национальный геостационарный спутник «Либідь»), которые одновременно являются дополнительными источниками навигационных сигналов. Очевидно, включение в описанную измерительную систему дополнительных навигационных спутников повысит точность и надежность решения представленной задачи. Это справедливо и для перспективного развития глобальных СРНС — выводения на низкие орбиты навигационных космических аппаратов системы GNSS второго поколения.

Несомненный интерес представляет оценка возможностей использования моделей движения спутников и моделей поведения шкал времени КС как дополнительной априорной информации, что содержит значимый потенциал в повышении точности

определения информационных параметров. Однако эти исследования выходят за рамки данной работы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты оценки точности геодезической привязки координат КС сети дифференциальной подсистемы СРНС по ее собственным измерениям показывают, что предложенный геометрический подход обладает значимым потенциалом и является простым в реализации. Для успешного решения поставленной задачи требуется как минимум 5-6 КС в составе сети. Показано, что в течение одних-двух суток наблюдений достигается точность определений координат КС, соответствующая точности исходных измерений, несмотря на значительное количество неинформационных «мешающих» параметров. Однако следует отметить, что при оценке точности не были учтены источники медленно изменяющихся погрешностей измерений второго порядка малости. В то же время «суммарный» геометрический фактор Er на длительных интервалах наблюдений близок к единице и менее (см. рис. 2), что позволяет прогнозировать появление незначительных смещений оценок взаимных координат КС. При разработке и верификации штатного программно-математического обеспечения дифференциальной подсистемы необходимо с высокой точностью учитывать вклад остаточных погрешностей компенсации геодинамических и ионосферных эффектов.

Приведенная методика преобразования исходной

системы уравнений наблюдений в сети КС позволяет значительно упростить алгоритмы оценивания параметров.

Использование предложенных способа и алгоритмов оценки координат КС в процессе функционирования дифференциальных подсистем СРНС позволит с высокой точностью исключить вклад погрешностей геодезической привязки фазовых центров приемных антенн КС в суммарные погрешности формирования дифференциальной корректирующей информации и в погрешности навигационных определений, осуществляемые потребителями КНС в дифференциальном режиме измерений.

1. Гофманн-Велленгоф Б., Ліхтенеггер, Коллінз Д. Глобальна система визначення місцеположення (GPS). Теорія і практика / Пер. с англ. під ред. Я. С. Яцківа. — Київ: Наук. думка, 1996.—392 с.
2. Изотов А. А. Основы спутниковой геодезии. — М.: Недра, 1974.—317 с.
3. Себер Дж. Линейный регрессионный анализ. — М.: Мир, 1980.—456 с.
4. Фалькович С. Е., Коновалов Л. Н., Жалило А. А. О наблюдаемости в задаче взаимной геодезической привязки разнесенных пунктов многопозиционных измерительных комплексов // Космич. исслед.—1985.—23, вып. 4.— С. 587—597.
5. Фалькович С. Е., Хомяков Э. Н. Статистическая теория измерительных радиосистем. — М.: Радио и связь, 1981.— 288 с.
6. Хенриксен С., Манчини А., Човиц Б. Использование искус-

ственных спутников для геодезии // Докл. второго симпозиума по спутниковой геодезии / Пер. с англ. под ред. В. В. Подобеда. — М.: Мир, 1975.—432 с.

7. Ashkenazi V., Chao C., Chen W., et al. High precision wide area DGPS // Proc. 5-th Inter. Conf. on Differential Satellite Navigational System; St. Petersburg, Russia: RIRT, May 20-24, 1996. — St. Petersburg, 1996.—Vol. 1, paper 8.—P. 8.1—8.9.
8. Solheim F., Alber C., Ware R.H., Rocken C. Measurement of Tropospheric Water Vapor along Slant Paths with Ground-Based GPS Receivers // XXVth General Assembly of the international union of radio science; Lille, France, August 28—September 5, 1996. — Lille, 1996.—P. 367.

MONITORING OF THE GEOMETRIC CONFIGURATION OF THE MULTIBASE WIDE-AREA DIFFERENTIAL SUBSYSTEM NETWORK OF THE GPS/GLONASS SPACE NAVIGATION SYSTEMS

A. A. Zhalilo, S. N. Flerko, and A. I. Yakovchenko

We discuss the problem of a periodical specification (monitoring) of the GPS/GLONASS wide-area differential subsystem. We propose a monitoring technique and a procedure for estimating the accuracy of the relative coordinates receiving antenna phase centers from the measurements of the subsystem. We describe a method for the optimal transformation of the initial multivariable system of equations with the purpose of optimizing the realization of computer processing procedures and increasing their stability when estimating information parameters. Algorithms for defining the parameters were constructed, and the accuracy of relative geodetic control of reference stations was estimated (by the example) of the wide area differential subsystem which is projected to be developed in Ukraine.

УДК 629.78: 621.398

Обработка измерительной информации в бортовых отказоустойчивых телеметрических системах с категорированием заявок

Ю. В. Гридин, В. С. Харченко

Харківський військовий університет

Надійшла до редакції 22.06.98

Пропонується варіант бортової телеметричної системи з відмовостійким комутатором, що обробляє потік інформації. На основі теорії масового обслуговування зроблені математичні моделі такої системи. За допомогою стохастичної імітаційної моделі досліджено черги заявок різних категорій.

ВВЕДЕНИЕ. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Важнейшим элементом современных космических радиотехнических комплексов являются телеметрические системы (ТМС), посредством которых осуществляется сбор, хранение, передача и обработка телеметрической информации (ТМИ). Как известно, ТМИ представляет собой единственный источник данных о техническом состоянии бортовых систем космических аппаратов. Необходимость постоянного контроля бортовых систем обуславливает значительную избыточность ТМИ, передаваемой по обратному каналу радиолиний. Одним из требований, предъявляемых к ТМИ, является ее высокая достоверность, которая в наибольшей степени зависит от надежности бортовой телеметрической аппаратуры. Для съема измерительной информации с цифровых и аналоговых датчиков в бортовой телеметрической аппаратуре используются быстродействующие цифровые электронные коммутаторы (ЦК).

Поток измерительной информации, поступающей на ЦК, представляет собой совокупность показаний бортовых датчиков, опрос которых осуществляется с различной частотой. Это связано с градацией контролируемых параметров по важности, а также

с различной динамикой протекающих процессов. Следовательно, ЦК ТМС можно рассматривать как систему, осуществляющую обслуживание заявок различных категорий и приоритетов.

Категория заявки определяется согласно требованиям к надежности и достоверности ее реализации в условиях отказов и сбоев аппаратных и программных средств. С целью реализации этих требований на обслуживание заявки в системе выделяется различное число обслуживающих вычислителей (микропроцессоров). Под приоритетом заявки будем понимать требование ее первоочередного обслуживания по отношению к другим. То есть, понятия категории и приоритета следует рассматривать как взаимосвязанные, но разные характеристики процесса обслуживания.

Так как бортовые системы КА относятся к числу необслуживаемых, то высокую достоверность и надежность обслуживания заявок можно обеспечить приданием ЦК свойства отказо- или дефектоустойчивости, т. е. способности системы выполнять заданные функции в условиях возникновения отказов и сбоев аппаратных средств и проявления дефектов программных средств. Проведенные отечественными и зарубежными специалистами исследования показывают, что решение данной задачи для ЦК

ТМС возможно при реализации принципов построения многоальтернативных (многоверсионных) систем (МАС) [4]. Данные принципы базируются на свойстве адаптивности, которое основано на введении избыточности (временной, аппаратной и программной) и средств контроля, диагностирования и реконфигурации (СКДР) [3, 5]. Архитектурно современные МАС состоят из некоторого числа вычислителей и общих ресурсов (линии связи, память, устройства коммутации и т. д.).

Таким образом, возникает задача разработки и исследования моделей адаптивных отказоустойчивых ЦК ТМС с категорированием заявок на обработку измерительной информации.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ЦК ТМС С КАТЕГОРИРОВАНИЕМ ЗАЯВОК

Для представления ЦК с категорированием заявок в качестве объекта исследований необходимо решить задачу построения его математической модели. В качестве базовой модели в этих случаях используется графовая модель, предложенная Препарата, Метцом и Ченом (ПМЧ-модель). Система представляется ориентированным графом $G(B, E)$ без петель. Множество $B = \{B_1, \dots, B_n\}$ соответствует вычислителям системы, а множество дуг $E = \{E_1, \dots, E_m\}$ — информационным дугам. Под вычислителем B_i будем понимать i -й элемент (узел, микропроцессор) ЦК, выполняющий обслуживание заявки. В качестве моделей заявок, обслуживаемых ЦК, будем использовать модели, приведенные в таблице.

Из таблицы видно, что чем выше категория заявки K_i , $i = 1, \dots, 5$, тем выше возможности ЦК по обнаружению и исправлению неисправностей (в том числе вызванных программными дефектами).

Рассмотрим принятую модель ЦК как систему массового обслуживания (СМО) при следующих допущениях:

1) в систему поступает поток заявок K_i , с пока-

зательным распределением времени между требованиями $A(t) = 1 - \exp(-\lambda t)$ и интенсивностями $\lambda_i = \lambda$, $i = 1, \dots, 5$;

2) интенсивности обслуживания заявок K_i равны $\mu_i = \mu$;

3) число вычислителей B_j в системе бесконечно, т. е. $j = 1, \dots, \infty$.

4) при обслуживании заявок K_i реализуется дисциплина с относительным приоритетом.

Процессы размножения и гибели такой СМО будут описываться выражениями

$$\lambda_k = \lambda, k = 0, 1, \dots, n_3, \quad (1)$$

$$\mu_k = \mu, k = 1, 2, \dots, n_3,$$

где λ_k и μ_k — интенсивности переходов из состояния k в $(k + 1)$ и из $(k + 1)$ в k соответственно, причем k — число заявок на обслуживании в ЦК. Фрагмент графа состояний такой СМО приведен на рис. 1.

Каждое состояние на графике показывает число заявок в системе и их категории. Нетрудно убедиться, что число состояний N_s в такой системе зависит только от n_3 :

$$N_s = \frac{1}{4} (5^{n_3 + 1} - 1). \quad (2)$$

Составление матрицы переходов и решение системы уравнений Колмогорова—Чепмена [1] позволяет получить вероятности $p(n_3)$ нахождения системы в состояниях, когда осуществляется обслуживание n_3 заявок K_i .

$$p(n_3) = (\lambda/\mu)^{n_3} p(0), \quad n_3 \geq 0. \quad (3)$$

Из нормирующего условия

$$\sum_{n_3=0}^{\infty} 5^{n_3} p(n_3) = 1, \quad (4)$$

используя (3), получаем

$$p(0) = \frac{1}{1 + \sum_{n_3=0}^{\infty} (5\lambda/\mu)^{n_3}}. \quad (5)$$

Модели обслуживаемых в ЦК ТМС заявок

Категория заявки, K_i	Выделяемые ресурсы (кол-во вычислителей), n_B	Признак многоверсионности программного обеспечения	Обнаруживаемые неисправности при мажоритарной обработке	Возможность исправления ошибок при мажоритарной обработке
1	1	—	нет	нет
2	2	—	аппаратные сбои и отказы	нет
3	2	+	аппаратные сбои и отказы, программные дефекты	нет
4	3	—	аппаратные сбои и отказы	есть
5	3	+	аппаратные сбои и отказы, программные дефекты	есть

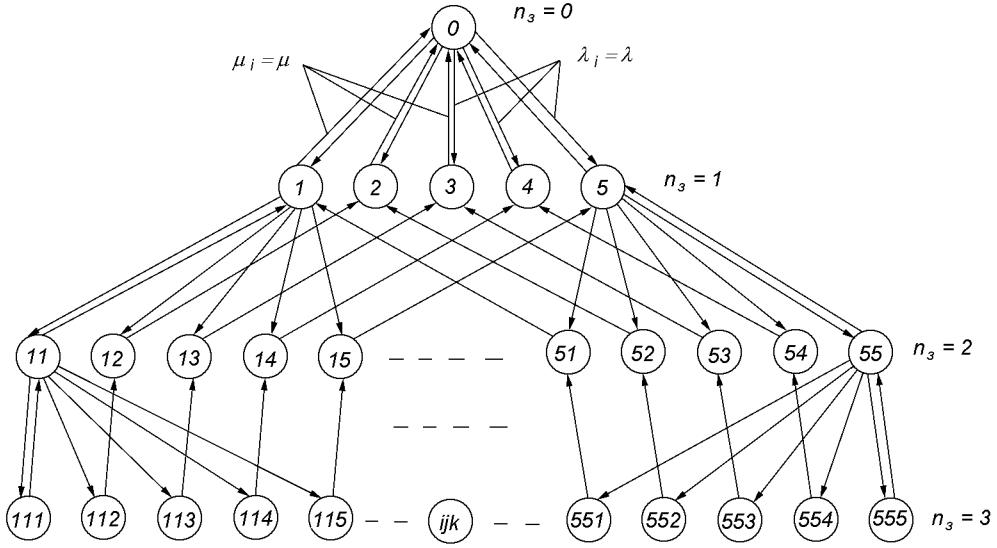


Рис. 1. Фрагмент графа состояний

Рассмотрим случай $\lambda/\mu < 0.2$, тогда сумма в знаменателе (5) сходится, и следовательно,

$$p(0) = 1 - \frac{5\lambda}{\mu}. \quad (6)$$

Таким образом,

$$p(n_3) = \left(\frac{\lambda}{\mu}\right)^{n_3} \left(1 - \frac{5\lambda}{\mu}\right), \quad n_3 \geq 0. \quad (7)$$

Из полученных выражений (6) и (7) нетрудно заметить, что ЦК с категорированием заявок при $\lambda/\mu < 0.2$ и принятых ранее допущениях адекватен классической нетривиальной СМО типа M/M/1 [1].

Рассмотрим теперь случай, когда в ЦК может быть использовано максимум n_b обслуживающих вычислителей B_j , $j = 1, n_b$. Это условие позволяет определить верхнюю и нижнюю границы числа обслуживаемых категорированных заявок K_i в системе, т. е. $n_3 \in [n_b/3, n_b]$. Так как поступление заявок можно считать равновероятным, то среднее число заявок, находящихся на обслуживании, равно

$$\begin{aligned} n_3 &= \text{int} \left(\frac{\frac{2}{3}n_b + \frac{2}{2}n_b + n_b}{5} \right) = \\ &= \text{int}(0.533n_b) \approx \text{int}(0.5n_b), \end{aligned} \quad (8)$$

где $\text{int}(x)$ — функция целой части от аргумента x .

Условия для процессов размножения и гибели в такой системе тогда примут вид

$$\lambda_k = \lambda, k = 0, 1, \dots, n_3,$$

$$\mu_k = \min [\mu, \bar{n}_3 \mu] = \begin{cases} \mu, & 0 \leq k \leq \bar{n}_3, \\ \bar{n}_3 \mu, & \bar{n}_3 \leq k. \end{cases} \quad (9)$$

Соответственно, при $n_3 \leq \bar{n}_3$

$$p(n_3) = \left(\frac{\lambda}{\mu}\right)^{n_3} p(0), \quad n_3 > 0. \quad (10)$$

Аналогично при $n_3 > \bar{n}_3$

$$p(n_3) = \left(\frac{\lambda}{\mu}\right)^{n_3} p(0) \frac{1}{\bar{n}_3^{n_3 - \bar{n}_3}}, \quad n_3 > \bar{n}_3. \quad (11)$$

Теперь с помощью (10) и (11) можно записать выражение для $p(0)$:

$$p(0) = \left[1 + \sum_{n_3=1}^{\bar{n}_3-1} \left(5 \frac{\lambda}{\mu}\right)^{n_3} + \sum_{n_3=\bar{n}_3}^{\infty} \left(5 \frac{\lambda}{\mu}\right)^{n_3} \frac{1}{\bar{n}_3^{n_3 - \bar{n}_3}} \right]^{-1}, \quad (12)$$

и следовательно,

$$p(0) = \left[\sum_{n_3=0}^{\bar{n}_3-1} \left(5 \frac{\lambda}{\mu}\right)^{n_3} + \sum_{n_3=\bar{n}_3}^{\infty} \left(5 \frac{\lambda}{\mu}\right)^{n_3} \frac{1}{\bar{n}_3^{n_3 - \bar{n}_3}} \right]^{-1}. \quad (13)$$

Вероятность того, что поступающая заявка K_i окажется в очереди, задается равенством

$$P_{\text{ож}} = \sum_{n_3=\bar{n}_3}^{\infty} 5^{n_3} p(n_3) = \sum_{n_3=\bar{n}_3}^{\infty} p(0) \left(\frac{5\lambda}{\mu}\right)^{n_3} \frac{1}{\bar{n}_3^{n_3 - \bar{n}_3}}, \quad (14)$$

которое позволяет получить модифицированную формулу Эрланга

$$P_{\text{ож}} = \frac{\sum_{n_3=0}^{\infty} \left(\frac{5\lambda}{\mu}\right)^{n_3} \frac{1}{n_3^{n_3 - \bar{n}_3}}}{\left[\sum_{n_3=0}^{\bar{n}_3-1} \left(\frac{5\lambda}{\mu}\right)^{n_3} + \sum_{n_3=\bar{n}_3}^{\infty} \left(\frac{5\lambda}{\mu}\right)^{n_3} \frac{1}{n_3^{n_3 - \bar{n}_3}} \right]}. \quad (15)$$

Формула (15) определяет вероятность того, что поступающая в ЦК заявка K_i не застанет требуемого числа свободных вычислителей B_j .

ИМИТАЦИОННАЯ МОДЕЛЬ ЦК ТМС С КАТЕГОРИРОВАНИЕМ ЗАЯВОК

Особый интерес представляют ситуации, когда $5\lambda > \mu$. Здесь наиболее важными являются характеристики очереди категорированных заявок в зависимости от числа n_b , особенно для систем, работающих в масштабе реального времени. В общем случае очередь в СМО описывается формулой Литтла

$$\bar{N} = 5\lambda T, \quad (16)$$

где \bar{N} — среднее число заявок находящихся в очереди (длина очереди); T — время пребывания задачи в системе, которое представляет сумму времени обслуживания, равного $1/\mu$, и среднего времени ожидания заявок в очереди W , т. е.

$$\bar{N} = 5\lambda \left(\frac{1}{\mu} + W \right). \quad (17)$$

При $\mu \rightarrow \infty$ формула (17) упростится:

$$\bar{N} = 5\lambda W. \quad (18)$$

Для анализа характеристик \bar{N} и W была использована статистическая имитационная модель ЦК.

В результате проведенных на ПЭВМ экспериментов были вычислены статистические оценки N и W при разном количестве вычислителей n_b . При расчетах оценок N и W использовались их определения, данные в работе [1]. Характерной особенностью всех прогонов имитационной модели ЦК является спад значений N и W на одних и тех же значениях n_b .

Результаты одного из расчетов при различных значениях соотношения $5\lambda/\mu$ (равного — 1, 5, 10, 15) представлены на рис. 2. Приведенные графики позволяют определить количество вычислителей, при котором ЦК будет работать в масштабе реального времени ($\bar{N}, W \rightarrow 0$). При малых значениях числа вычислителей ($3 \leq n_b \leq 6$) увеличение значений N и W (за исключением случая $5\lambda/\mu = 1$)

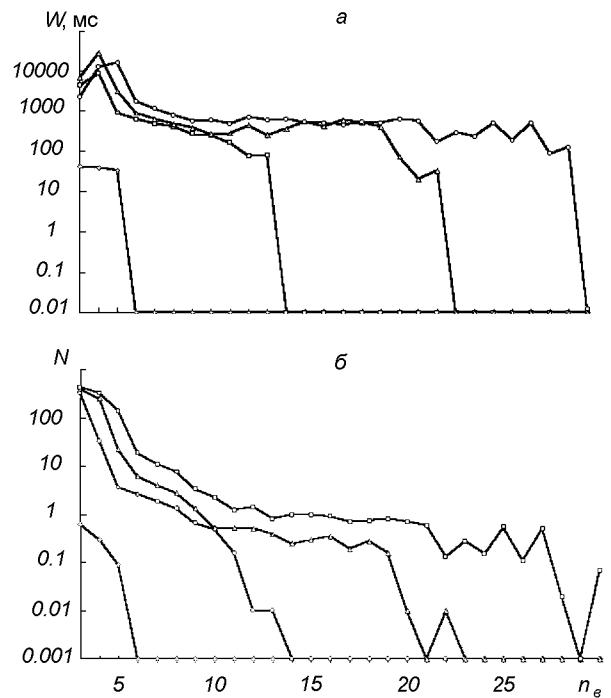


Рис. 2. Характеристики очередей: зависимость среднего времени ожидания заявки (а) и среднего количества заявок в очереди (б) от числа вычислителей. Ромбики, квадратики, треугольники и кружки — для $5\lambda/\mu = 1, 5, 10$ и 15 соответственно. Расчеты проведены для времени обслуживания одной заявки 1 мс

обусловлено отсутствием в системе незанятых вычислителей и возникновением ситуаций, когда числа незанятых вычислителей недостаточно для обслуживания заявки K_i , $i > 1$. Спад значений N и W до нуля происходит тогда, когда время загрузки системы заявками становится соизмеримым со временем обслуживания одной заявки.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработанный математический аппарат и проведенные исследования имитационной модели позволяют эффективно оценивать показатели ЦК ТМС с категорированием на этапе разработки. Эти показатели можно рассматривать как потенциальные ввиду того, что ЦК считался идеальным с точки зрения надежности.

Полученные модели являются основой для создания отказоустойчивых ЦК ТМС, обслуживающих заявки различных категорий. Они позволяют в отличие от известных сформулировать требования к числу обслуживающих приборов (микропроцессо-

ров), при котором обеспечивается необходимый уровень надежности и достоверности обслуживания с учетом категории заявки.

Исследования и разработка адаптивных ЦК ТМС с категорированием являются актуальными ввиду того, что они дают возможность сократить объем аппаратного компонента бортовых систем за счет динамического использования ресурсов при обеспечении требуемой достоверности обработки информации.

Следует отметить, что режим категорирования заявок может использоваться и в других типах бортовых систем [2], а также в центрах обработки информации наземного автоматизированного комплекса управления.

1. Клейнрок Л. Теория массового обслуживания: Пер. с англ. / Под ред. В. И. Неймана. — М.: Машиностроение, 1979.—432 с.
2. Стасев Ю. В., Горбенко И. Д., Пастухов Н. В. Аутентификация в космических системах связи и управления с множественным доступом // Космічна наука і технологія.—1997.—3, № 1/2.—С. 83—86.

3. Федоров И. И. Модель самодиагностирования для распределенных отказоустойчивых систем с деградацией структуры // Автоматика и телемеханика.—1990.—№ 1.—С. 136—144.
4. Харченко В. С. Теоретические основы дефектоустойчивых цифровых систем с версионной избыточностью. — Харьков: МО Украины, 1996.—502 с.
5. Харченко В. С. Выбор технологии проектирования и базовых архитектур дефектоустойчивых цифровых управляющих и вычислительных систем реального времени // Космічна наука і технологія.—1997.—3, № 5/6.—С. 109—119.

ANALYSIS OF MEASUREMENT INFORMATION IN FAULT-TOLERANT BOARD TELEMETRY SYSTEMS WITH REQUEST CATEGORIZATION

Yu. V. Gridin and V. S. Kharchenko

We propose a spaceship board telemetry system with a digital fault-tolerant commutator designed for the processing of measurement data stream. The mathematical models of the system is based on the queueing theory. Queues of requests with different categories are studied by stochastic simulation.

УДК 338.519

О постановке задачи формирования структурно-ракетно-космической промышленности отрасли Украины

А. А. Негода

Національне космічне агентство України, Київ

Надійшла до редакції 06.12.98

Методами математичного моделювання розглянуто задачу встановлення зв'язків між об'єктами, що входять до складу ракетно-космічної галузі промисловості України.

В 1991 г. с провозглашением независимости Украина сделала свой выбор экономической платформы, утвердив основной принцип государственного строительства, в соответствии с которым суверенность государства возможна только на основе рыночной трансформации. Начались сложные процессы формирования новых экономических основ, структурных реформ. В наследство от административно-командной системы бывшего СССР экономика Украины получила глубокую структурную деформированность, низкую конкурентоспособность продукции, высокий уровень монополизации производства и оборота, их изоляцию от мирового рынка. За короткий срок с 1991 г. осуществлен перелом в реформировании отношений собственности, сделаны ощутимые шаги в направлении либерализации хозяйственных связей, утверждаются основы рыночной инфраструктуры, идет становление фондового, товарного, денежного и валютного рынка, развивается законодательная база реформ, начаты сложнейшие процессы структурных преобразований.

Основой стратегического курса, его определяющим принципом является формирование и реализация государственной политики, направленной на осуществление инновационной модели структурной перестройки экономики, утверждение Украины как высокотехнологической страны. Имеющийся интел-

лектуальный и научно-технический потенциал способен обеспечить реализацию указанного курса.

Ракетно-космическая отрасль может и должна стать лидером структурных преобразований экономики Украины. Именно эта отрасль является катализатором высоких технологий, которыми по существу определяется уровень развития промышленности, научно-технический потенциал государства. Ракетно-космическая промышленность Украины создавалась и формировалась на протяжении четырех десятилетий как составная часть военно-промышленного комплекса бывшего СССР. В начале 1992 г. в Украине было 660 предприятий и организаций, которые были соисполнителями и контрагентами в процессе создания образцов ракетно-космической техники: ракет-носителей, орбитальных космических аппаратов, аппаратуры и систем управления. По оценкам западных экспертов, на территории Украины было размещено до 28 % ракетно-космического потенциала СССР.

В начале 1992 г. этот мощный, высокотехнологический, ориентированный исключительно на военные цели проектно-конструкторский и промышленный конгломерат утратил приоритетное финансирование, устойчивые заказы, централизованное элитное снабжение и управление.

В настоящее время задача состоит в том, чтобы в условиях ограниченности выделенных ресурсов оп-

ределить объекты, которые войдут в состав ракетно-космической отрасли (РКО), и связи, которые будут установлены между ними для того, чтобы обеспечить эффективное функционирование отрасли в условиях рыночной экономики. При этом необходимо учитывать различный правовой статус объектов. Например, для промышленных предприятий таким статусом могут быть: унитарное государственное предприятие, закрытое акционерное общество (ЗАО) с государственным контрольным пакетом акций, ЗАО, не контролируемое государством, открытое акционерное общество (ОАО), частное предприятие и др. Естественно, для каждого из таких объектов будет свой перечень типов связей, которые могут быть установлены между ними, а также другими объектами в рамках РКО. К типам связей относятся: административная подчиненность, жесткое и нежесткое взаимодействие, стабильные коммерческие связи, разовые контракты и т. д. Очень большое число возможных вариантов, которые могут возникнуть при рассмотрении объектов и связей между ними, делает практически невозможным решение задачи определения перечня объектов и связей между ними, если использовать метод простого перебора. Поэтому необходима разработка более совершенного математического аппарата, способного решать такого рода задачи. Наиболее естественным в данном случае является применение методов математического моделирования. В настоящей работе рассмотрен один из возможных подходов к решению этой проблемы.

Рассмотрим следующую ситуацию. Пусть имеется n объектов различного статуса, которые могут быть включены в состав РКО. Множество связей, которые могут быть установлены при этом между объектами i и j обозначим N_{ij} ($i, j = 1, \dots, n$). Здесь и в дальнейшем малыми латинскими буквами будем обозначать переменные и элементы множеств, а большими — множества. При формировании РКО могут быть использованы различные ресурсы (финансовые, материальные и др.), имеющиеся в ограниченном количестве. Пусть l — число таких ресурсов, \bar{a}_{ki} и \bar{a}_{kij}^v — затраты k -го ресурса ($k = i, \dots, l$) на включение i -го объекта в состав РКО и на установление связи v -го типа ($v \in N_{ij}$) между объектами i и j . Через b_k обозначим общее имеющееся количество k -го ресурса. Заметим, что коэффициенты \bar{a}_{ki} и \bar{a}_{kij}^v могут быть и отрицательными, что будет означать увеличение имеющихся в распоряжении РКО ресурсов за счет, например, привлечения собственных ресурсов объекта или привлечения ресурсов со стороны, в частности, путем получения целевых инвестиций. Через \bar{c}_{ki} и \bar{c}_{kij}^v

обозначим текущие затраты, связанные с функционированием i -го объекта в составе РКО и с поддержанием связи v -го типа.

РКО призвана решать также и определенные функциональные задачи. Обозначим множество таких задач через F . Решение $f \in F$ каждой из них может быть обеспечено различными наборами объектов и связей между ними. Поэтому предлагаемая модель будет состоять из двух блоков:

- 1) блока определения перечня G_f альтернатив объектов и связей между ними, обеспечивающих решение функциональной задачи $f \in F$.

- 2) блока определения перечня объектов и связей, обеспечивающих решение задач функционирования РКО.

Рассмотрим подробнее каждый из этих блоков.

Блок определения перечня альтернатив объектов и связей между ними. В основу блока положен подход, изложенный в [1] (см. также [6, 8]), и использующий сетевые методы прогнозирования. Для формирования альтернативы $g_f \in G_f$, обеспечивающей решение задачи f , строится граф типа дерева, корневой вершиной которого будет решение требуемой задачи. Для него эксперты путем устанавливаются все события-предпосылки, достижение которых необходимо для этого. Данным событиям будут соответствовать те вершины, которые соединены дугами с корневой. Для каждой из предпосылок, способ достиженя которой очевиден, в свою очередь эксперты путем определяются необходимые предпосылки, которым будут соответствовать вершины, соединенные дугами с ранее определенной предпосылкой и т. д. Такой процесс будет продолжен до тех пор, пока не станут очевидны пути достижения всех требуемых событий.

Корневой вершине h_0 будет соответствовать решение требуемой функциональной задачи, пунктиром выделено множество вершин, соответствующих тем предпосылкам, способ достиженя которых очевиден. Для каждой из таких вершин, также эксперты путем, определяется перечень объектов и связей между ними, необходимых для достижения соответствующей предпосылки. Аналогичные перечни определяются и для дуг, по принципу: «что еще необходимо для того, чтобы перейти от предпосылки h_1 к событию h_2 ?». Объединение полученных перечней по всем вершинам, выделенным пунктиром и по всем дугам графа, после исключения дублирующих элементов, даст требуемую альтернативу $g_f \in G_f$. Если экспертами будут предложены несколько альтернативных предпосылок, то построение графа осуществляется независимо для каждой из них и каждый из построенных графов

даст свою альтернативу g_f . Следует отметить, что одни и те же элементы (объекты, связи между ними) могут входить в состав различных альтернатив даже для одной и той же функциональной задачи f . Это усложняет рассмотрение задачи выбора объектов и связей между ними как аналога задачи о ранце на множестве альтернатив и требует разработки моделей иного типа для решения данной задачи. Одна из таких моделей образует следующий блок.

Блок определения перечня объектов и связей между ними. В данном блоке решается следующая задача. Пусть для каждой функциональной задачи $f \in F$, стоящей перед РКО, определен список G_f альтернативных наборов объектов i, j и связей между ними $(i, j, v) \in N_{ij}$ необходимых для решения этой задачи. Требуется отобрать такие объекты и установить такие связи, чтобы их функционирование требовало не более, чем имеется в наличии, ресурсов и обеспечило бы по возможности большие значения следующих критериев:

а) **функциональности** системы — возможности решения при выбранной структуре максимального количества задач, в том числе и задач из множества важнейших, обозначенного F ($F \subseteq F$). Допустима и более глубокая иерархия множества задач;

б) **диверсифицированности** системы — минимальной зависимости ее функционирования при решении различных задач из F от возможностей реализации (или не реализации) какого-либо одного из вариантов решения. В данной модели диверсифицированность выражается как наличие максимального числа вариантов g_f решения задач из множества F , реализуемых при выбранной структуре РКО;

в) **надежности** системы, т. е. способности противодействовать возможным сбоям в работе. В данной модели надежность определяется как функциональность, сохраненная при наихудшем для нее наборе потерь установленных ранее связей. Множество связей между объектами, которые могут быть потеряны, обозначим N ;

г) **управляемости и открытости** системы, понимается как возможность ее развития путем добавления новых составляющих — объектов и связей между ними. Это качество учитывается введением экспертных оценок r_{g_f} управляемости и открытости при каждой конфигурации объектов и связей g_f , предназначенных для решения задачи f ;

д) **экономичности** системы, которая понимается как минимум текущих затрат, связанных с ее функционированием.

Поскольку речь идет о комбинаторной задаче перебора вариантов (аналог задачи о ранце), введем булевые переменные:

$$x_i = \begin{cases} 1, & \text{если } i\text{-й объект включен в состав РКО,} \\ 0 & \text{— в противном случае,} \end{cases} \quad (1)$$

$$x_{ij}^v = \begin{cases} 1, & \text{если между объектами } i \text{ и } j \\ & \text{установлена связь типа } v, \\ 0 & \text{— в противном случае,} \end{cases} \quad (2)$$

$$i, j = 1, \dots, n; v \in N_{ij}.$$

Рассмотрим величины

$$y_{g_f} = \min \left(\min_{i \in g_f} (x_i), \min_{(i, j, v) \in g_f} (x_{ij}^v) \right). \quad (3)$$

Величина $y_{g_f} = 1$ тогда и только тогда, когда в составе системы будут все объекты и связи между ними, предусмотренные альтернативой g_f . Тогда ресурсные ограничения и критерии задачи могут быть записаны в следующем виде:

$$\sum_{i=1}^n \bar{a}_{ki} x_i + \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n \sum_{v \in N_{ij}} a_{kij}^v x_{ij}^v \leq b_k, \quad (4)$$

$$k = 1, \dots, l$$

(ресурсные ограничения);

$$x_{ij}^v \leq \min(x_i, x_j) \quad (5)$$

(связи могут быть установлены только между объектами, включенными в систему);

$$z_1 = \sum_{f \in F} \min(1, \max_{g_f \in G_f} (y_{g_f})) \rightarrow \max \quad (6)$$

(функциональность системы относительно множества всех ее задач F);

$$z_2 = \sum_{f \in \hat{F}} \min(1, \max_{g_f \in G_f} (y_{g_f})) \rightarrow \max \quad (7)$$

(функциональность системы относительно множества важнейших задач F);

$$z_3 = \min_{f \in F} \left(\min(1, \sum_{g_f \in G_f} (y_{g_f})) \right) \rightarrow \max \quad (8)$$

(диверсифицированность по наименее диверсифицированной из принятых к решению задач из множества F);

$$z_4 = \sum_{f \in \hat{F}} \sum_{g_f \in G_f} y_{g_f} \rightarrow \max \quad (9)$$

(диверсифицированность по всему комплексу задач F);

$$z_5 = \sum_{f \in F} \min(1, \max_{g_f \in G_f} (y_{g_f})) \rightarrow \max, \quad (10)$$

где $\hat{y}_{g_f} = 0$, если существует хотя бы одна $i, j, v \in g_f$, такая, что $i, j, v \in N$, и $\hat{y}_{g_f} = y_{g_f}$ — в противном случае (надежность системы);

$$z_6 = \sum_{f \in F} \sum_{g_f \in G_f} r_{g_f} y_{g_f} \rightarrow \max \quad (11)$$

(управляемость и открытость системы);

$$z_7 = \sum_{i=1}^n \bar{c}_i x_i + \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n \sum_{v \in N_{ij}} c_{ij}^v x_{ij}^v \rightarrow \min \quad (12)$$

(экономичность системы).

Таким образом, рассмотренная задача (1)–(12) представляет собой нелинейный (по ограничениям (3), (5) и критериям (6)–(8) и (10) многокритериальный (7 критериев) аналог задачи о ранце достаточно большой размерности. Для ее решения требуется разработка специализированных алгоритмов на базе известных методов оптимизации [2–5, 7, 9–14]. При этом потребуется, во-первых, свести многокритериальную задачу к решению одной или несколько однокритериальных задач, во-вторых, разработать алгоритм решения задач дискретной оптимизации с произвольной целевой функцией и ограничениями вида (1)–(5), что будет предметом дальнейших исследований.

1. Глушков В. М. Макроэкономические модели и ОГАС. — М.: Статистика, 1975.—314 с.
2. Грубер Й., Кошлай Л. Б., Михалевич М. В. и др. Модели и методы порядковой регрессии. — Киев, 1995.—22 с.—

- (Препринт / НАН Украины. Ин-т кибернетики им. В. М. Глушкова; 95-3).
3. Интрилигатор М. Математические методы оптимизации и экономическая теория: Пер. с англ. — М.: Прогресс, 1975.
 4. Карманов В. Г. Математическое программирование. — М.: Наука, 1980.—256 с.
 5. Ларичев О. И., Мечитов А. И., Мошкович Е. М., Фурремс Е. М. Выявление экспертных знаний. — М.: Наука, 1989.—128 с.
 6. Менько Н. Г. Макроэкономика: Пер. с англ. — М.: Изд-во МГУ, 1994.
 7. Михалевич В. С., Волкович В. Л. Вычислительные методы исследования и проектирования сложных систем. — М.: Наука, 1982.—286 с.
 8. Сакс Д. Д., Ларрен Ф. Б. Макроэкономика: Глобальный подход: Пер. с англ. — М.: Дело, 1996.
 9. Химмелльбау Д. Прикладное нелинейное программирование. — М.: Мир, 1975.—534 с.
 10. Шор Н. З. Методы минимизации недифференцируемых функций и их применение. — Киев: Наук. думка, 1979.—200 с.
 11. Эддоус М. Стэнсфилд Р. Методы принятия решений: Пер. с англ. — М.: Аудит, ЮНИТИ, 1997.
 12. Элти Дж., Кумбс М. Экспертные системы: концепции и примеры. — М.: Финансы и статистика, 1987.—191 с.
 13. Юдин Д. Б. Математическое программирование в порядковых шкалах // Изв. АН СССР. Сер. Техническая кибернетика.—1982.—№ 2.—С. 3—18.
 14. Nonlinear time series analysis of economic and financial data // Dynamic modeling and econometrics in economics and finance / Ed. P. Rothman. — Boston: Kluwer, 1999.—Vol. 1.—392 p.

ON THE STATEMENT OF THE PROBLEM OF FORMING THE STRUCTURE OF THE ROCKET-SPACE BRANCH OF INDUSTRY OF UKRAINE

Negoda O. O.

The problem of establishing the connection between objects of the rocket-space branch of industry of Ukraine has been considered using methods of mathematical simulation.

УДК 621.43.011:533+621.5.533

Численное моделирование струйных течений для объектов ракетно-космической техники

В. И. Тимошенко, И. С. Белоцерковец

Інститут технічної механіки НАНУ—НКАУ, Дніпропетровськ

Надійшла до редакції 22.06.98

Подається огляд результатів числового моделювання струменевих течій, що супроводжують функціонування об'єктів ракетно-космічної техніки та їхніх елементів. Описані можливості розробленого в ІТМ НАНУ і НКАУ програмно-методичного забезпечення. Приводяться результати досліджень взаємодії до- і надзвукових струменів зі супутним над- і дозвуковим безмежним потоком, потоком в трубі чи каналі. Розглянуті струменеві течії при русі ракети в пусковому контейнері стартової установки та результати розрахунку обтікання решітки топливних пілонів у тракті гіперзвукового прямоточного повітряно-реактивного двигуна; витік одиночних і складених надзвукових струменів рушійних установок ракет-носіїв та взаємодія їх з поверхнями, в тому числі обтікання тіла надзвуковим струменем; розрахунок параметрів у несиметричних і просторових відривних зонах за дном ракети з увімкненою рушійною установкою.

ВВЕДЕНИЕ

Функционирование многих летательных аппаратов (ЛА) в значительной степени связано с истечением струй в затопленное пространство и спутный поток, а также со струйными течениями в каналах различного назначения: воздухозаборниках, диффузорах, рабочих трактах прямоточного воздушно-реактивного двигателя (ПВРД) и т. д. Рассматриваемые течения характеризуются турбулентным смешением и химическим взаимодействием струй. Наличие сложных струйных течений в элементах ЛА поставило перед исследователями проблему разработки численных методов их расчета. Успехи численного расчета отдельных классов струйных течений нашли свое отражение в ряде публикаций, например [14, 16—18]. Однако создание универсальных алгоритмов расчета струйных течений на данном этапе не представляется возможным в силу их многообразия и сложности. В настоящее время к проблем-

© В. И. ТИМОШЕНКО, И. С. БЕЛОЦЕРКОВЕЦ, 1999

ным вопросам численного моделирования струйных течений можно отнести течения в составных сверхзвуковых струях, образованных при истечении из блока сопел двигателевой установки (ДУ) ЛА; течения в сильно недорасширенных струях (истечение в вакуум) при наличии химического взаимодействия; струйные течения в трактах ПВРД; взаимодействие одиночных и составных струй с произвольно ориентированными поверхностями; пространственные отрывные течения, образованные при взаимодействии струй ДУ с внешним потоком и др. Определяющими параметрами таких течений являются кинематические (распределение скорости в поле течения), геометрические (форма струи или канала) и динамические (распределение давления). С достаточной для практического использования точностью все они могут быть рассчитаны в рамках модели невязкого газа. Количественные значения искомых параметров вычисляются с использованием программ, в которых реализуются различные

методы численного интегрирования уравнений Эйлера. В частности, к таким задачам относятся: истечение сверхзвуковых струй в спутный сверхзвуковой поток; обтекание тел и отдельных элементов ЛА струями; течения в воздухозаборниках небольшого удлинения, когда потерями на трение о стенки воздухозаборника можно пренебречь; действие струй ДУ на элементы стартовых устройств. Во многих струйных течениях принципиальным является учет трения и турбулентного перемешивания. Это важно при расчете параметров течений в струях маршевых двигательных установок на большом (десятки и сотни калибров) расстоянии от ракеты-носителя, в струях управляющих двигательных установок космических аппаратов при их функционировании на орбите, в сверхзвуковых и дозвуковых эжекторах; в трактах воздухозаборников большого удлинения; при перемешивании и горении струй горючего газа (водорода) с окислителем (воздух) в камере сгорания гиперзвукового прямоточного воздушно-реактивного двигателя (ГПВРД). Отдельный интерес представляют различные струйные течения с отрывом сверхзвукового потока от твердых поверхностей. Методическое и программное обеспечение (МПО) расчета струйных течений при существенном влиянии вязкости основывается на различных упрощениях уравнений Навье—Стокса. Наиболее исследованными являются задачи о вдуве сверхзвуковых струй в спутный сверхзвуковой поток. Для решения такого класса задач успешно используется модель параболизованных уравнений Навье—Стокса, в которой интегрирование уравнений осуществляется эффективными численными маршевыми методами, например [12, 13]. Однако для расчета вдува дозвуковых струй в спутный сверхзвуковой поток эти подходы неприменимы. Для приближенного описания таких течений получили распространение модели, основанные на численном решении уравнений пограничного слоя. Наиболее широко эти уравнения применяются для расчета двумерных течений до- и сверхзвуковых струй в спутном потоке, а также в трубах и каналах (приближение узкого канала); распределение давления вдоль канала определяется из условий сохранения массы.

При вдуве дозвуковой струи в безграничный сверхзвуковой поток или в канал, большая часть которого занята спутным сверхзвуковым потоком, решение задачи требует учета взаимодействия через давление вдуваемой струи со спутным потоком. В этих задачах эффективной оказывается модель, использующая уравнения пограничного слоя для описания течения во вдуваемой дозвуковой струе и уравнения невязкого течения (уравнения Эйлера)

для внешнего сверхзвукового потока, дополненная соотношениями, описывающими вязко-невязкое взаимодействие, которые вытекают из асимптотического сращивания дифференциальных уравнений. Методология решения таких задач впервые предложена в работах [4, 19]. Типичной практической важной задачей из класса струйных течений является задача определения параметров в донной области ЛА при наличии истекающей сверхзвуковой струи двигательной установки. Для инженерного расчета этих параметров широко используется метод разделяющей линии тока (РЛТ) с условиями присоединения Чемпена—Корста. В ИТМ НАНУ и НКАУ разработаны соответствующие методики, которые позволяют определять параметры в донной области, как в случае осесимметричного течения [3], так и в случае пространственного течения, при наличии угла атаки и отклонения сопла [10]. На основе разработанного МПО выполнен большой цикл исследований, результаты которых могут быть использованы при проектной обработке новых образцов ракетно-космической техники, включая авиационно-космические системы, силовые двигательные установки, работающие по циклу ГПВРД и др. Ниже приведены некоторые результаты, иллюстрирующие возможности разработанного в ИТМ НАНУ и НКАУ методического и программного обеспечения расчета различных струйных течений.

ИСТЕЧЕНИЕ ДО- И СВЕРХЗВУКОВЫХ СТРУЙ В СПУТНЫЙ СВЕРХ- ИЛИ ДОЗВУКОВОЙ ПОТОК

Исследование взаимодействия до- и сверхзвуковых струй со спутным сверх- и дозвуковым безграничным потоком, потоком в трубе или канале представляет большой практический интерес. Эти течения играют важную роль в процессах турбулентного перемешивания и горения в трактах ГПВРД. Задача о взаимодействии сверхзвуковой струи (струя от ДУ) со спутным дозвуковым потоком (эжектируемый поток) возникает при изучении газодинамических процессов при движении ракеты в пусковом контейнере. Для исследования таких течений предложена модель, в которой для описания течения в дозвуковой струе используются уравнения вязкого пограничного слоя, а в сверхзвуковой части потока — уравнения Эйлера. Сращивание решений этих уравнений осуществляется при помощи специально полученных уравнений вязко-невязкого взаимодействия. Эти уравнения имеют особую точку типа «седло», из условия прохождения через которую определяются недостающие па-

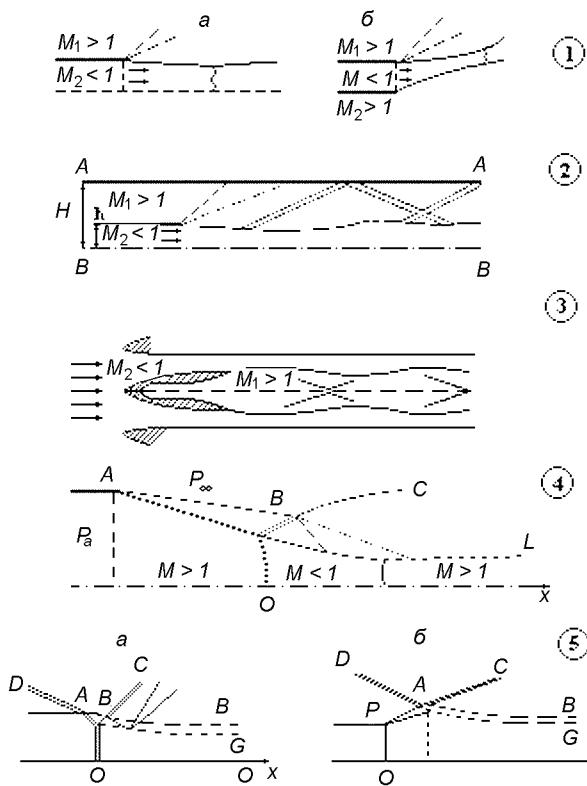


Рис. 1. Схемы течений при взаимодействии до- и сверхзвуковой струи со спутным сверх- и дозвуковым потоком (см. текст)

раметры в начальном сечении: давление, расход и др. Этим учитывается механизм передачи возмущений вверх по потоку в дозвуковой области течения.

В общем случае решение задач данного класса сводится к совместному интегрированию маршевыми конечно-разностными методами системы уравнений, включающей уравнения Эйлера, пограничного слоя и уравнения вязко-невязкого взаимодействия, и к организации итерационного процесса для отбора нужного решения. Наряду с конечно-разностными методами для решения названных уравнений могут применяться различные приближенные методы, что не вносит существенных изменений в алгоритм решения всей задачи в целом. В частности, в отдельных задачах невязкое течение можно описывать решением Прандтля—Майера для простой волны [2], а для уравнений пограничного слоя применять интегральные параметрические методы. Подробно методология решения таких задач описана в работах [4, 5, 19], а примеры решения отдельных задач приведены в работах [6—8]. Расчетные схемы этих задач представлены на рис. 1. На схеме 1 изображены картины симметричного (1a) и несимметричного (1b) течения за плоским

торцом в сверхзвуковом потоке при наличии дозвукового вдува конечной интенсивности через проницаемую стенку донного среза. Схемы 2 и 3 соответствуют течению в ограниченном пространстве — канале или трубе; 2 — схема истечения дозвуковой вдуваемой струи в спутный сверхзвуковой поток; 3 — схема течения для задачи о взаимодействии сверхзвуковой вдуваемой струи с дозвуковым потоком. Эти две задачи имеют прямое приложение к проблеме ГПВРД, кроме того, схема 3 имеет отношение к задаче о движении ракеты в пусковой трубе, когда граница сверхзвуковой струи ДУ прямо не попадает на стенки трубы. Примыкающими к названным являются задачи о дозвуковом течении в сверхзвуковом потоке в результате нерегулярного взаимодействия ударных волн при истечении перерасширенной сверхзвуковой струи (схема 4) или при падении интенсивной ударной волны на сверхзвуковую струю, распространяющейся в сверхзвуковом потоке с большой сверхзвуковой скоростью, как показано на схеме 5, в сверхзвуковой струе может возникнуть прямой скачок уплотнения, за которым течение становится дозвуковым. В зависимости от значений определяющих параметров возможны ситуации, когда прямой скачок возникает внутри струи вниз по потоку от места падения скачка (схема 5a), и когда этот скачок перемещается вверх по потоку от места падения скачка (схема 5b). Тогда во внешнем сверхзвуковом потоке возникает конфигурация λ -скакка. Положение λ -скакка, так же, как и положение прямого скачка (маховской ножки) в течении по схеме 4, заранее неизвестно и определяется из условия прохождения особой точки обобщенных уравнений вязко-невязкого взаимодействия.

Все названные течения представляют практический интерес в связи с расчетом воздухозаборников и трактов ГПВРД.

Для перечисленных выше задач проведены детальные исследования особенностей течений. Рассматривались ламинарные и турбулентные режимы течения в струе. В последнем случае использовалась алгебраическая и дифференциальная модели турбулентности. Краткий перечень результатов сводится к следующему.

Задача 1 (схема 1). Исследовано влияние параметров внешних сверхзвуковых потоков на значения донного давления (давление в сечении донного среза) при заданной интенсивности вдува. Показано, что увеличение числа Маха одного из потоков при неизменных давлении и температуре приводит к увеличению эжектирующей способности сверхзвуковых потоков, и как следствие, к понижению донного давления. Проиллюстрировано также вли-

жение температуры и интенсивности вдува дозвуковой струи на величину донного давления и на распределение статического давления в области турбулентного течения при симметричном обтекании торца.

Задачи 2 и 3 (схемы 2, 3). Для этих течений характерно образование сложной картины волн сжатия и разрежения, что является следствием отражения и переотражения волн от стенки канала и дозвуковой струи. Отражение волн разрежения, возникающих на кромке сопла (схема 2) от стенки канала и от дозвуковой струи приводит к волновому характеру изменения давления в дозвуковой струе и на стенке канала. На рис. 2 показано распределение статического давления на оси канала и на его стенках при вдуве дозвуковой струи в спутный сверхзвуковой поток (схема 2). Кривые 1—3 (сплошные линии) показывают изменение давления в дозвуковой струе для течений, когда $\bar{h} = 0.1, 0.334, 0.5, \bar{h} = h/H$, h — ширина дозвуковой струи, H — ширина канала. Расчеты выполнены при следующих значениях определяющих параметрах: число Маха внешнего потока $M_\infty = 2$, относительная интенсивность вдува дозвуковой струи $\bar{q}_a = \rho_a u_a / \rho_\infty u_\infty = 0.05$ и одинаковых температурах торможения в потоке и струе. Здесь ρ — плотность, u — продольная составляющая скорости, индексами ∞ и a отмечены параметры в невозмущенном внешнем потоке и в дозвуковой струе в сечении вдува. Штриховыми линиями нанесены распределения давления на стенке канала (кривые 4—6 при прежних значениях h) и эффективная граница дозвуковой струи — кривая 7. По пикам давления на характерных линиях течения можно судить о положении и интенсивности скачков уплотнения и волн разрежения, сформировавшихся в поле сверхзвукового течения. Сравнение результатов расчетов показывает, как влияют стенки на волновую структуру течения. Чем больше относительная ширина дозвуковой струи \bar{h} , тем быстрее волновая структура невязкого потока оказывается на параметрах течения в дозвуковой струе.

Рассмотрим задачу о взаимодействии сверхзвуковой струи со спутным дозвуковым потоком в канале (схема 2 на рис. 1). Течение в дозвуковом эжектирующем потоке приближенно описывается уравнениями пограничного слоя, а сверхзвуковая струя ДУ рассчитывается в результате интегрирования конечно-разностным методом уравнений Эйлера. Распределение давления в дозвуковом потоке определяется исходя из условий вязко-невязкого взаимодействия сверхзвуковой струи с дозвуковым потоком. Неизвестное значение статистического давления P_∞ во внешнем дозвуковом потоке в плоско-

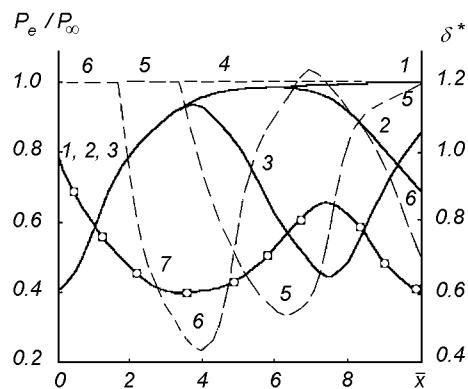


Рис. 2. Распределение статического давления и толщины вытеснения в канале при различных значениях относительной ширины дозвуковой струи (см. текст)

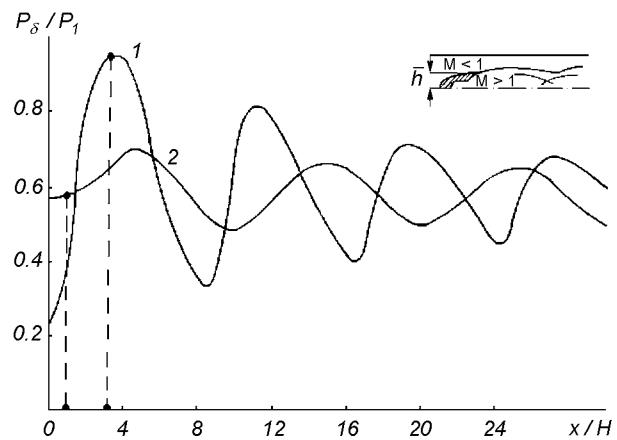


Рис. 3. Распределение статического давления на стенке канала при вдуве сверхзвуковой струи: 1 — при $\bar{h} = 0.50$; 2 — при $\bar{h} = 0.25$

сти среза сопла находится из условий прохождения через особую точку типа «седло» обобщенных уравнений вязко-невязкого взаимодействия. На рис. 3 для случая плоского течения показано распределение статического давления вдоль стенки канала при $M_a = 2$; $\bar{q}_a = 0.05$; $Re = 100$; $Pr = 0.76$ и разных значениях параметра $\bar{h} = h/H$. Здесь M_a — число Маха на срезе сопла, $\bar{q}_a = \rho_a u_a / \rho_\infty u_\infty = 0.05$ — относительная интенсивность вдува, h — расстояние от оси канала до кромки сопла в сечении среза, H — полуширина канала. Форма кривых аналогична соответствующим распределениям давления, приведенным на рис. 2, для задачи взаимодействий дозвуковой струи со спутным сверхзвуковым потоком. Наблюдается такое же волнобразное распределение давления с затухающей вниз по потоку амплитудой. С увеличением относительной высоты

сопла амплитуда колебаний статического давления увеличивается, а период колебаний уменьшается. На рис. 3 точками отмечены положения критических сечений в «горле» вязкой области. Вниз по потоку за этими сечениями вязкое течение в среднем становится сверхзвуковым.

СТРУЙНЫЕ ТЕЧЕНИЯ ПРИ ДВИЖЕНИИ РАКЕТЫ В ПУСКОВОМ КОНТЕЙНЕРЕ СТАРТОВОЙ УСТАНОВКИ

Рассматривается течение газа в сверхзвуковой струе ДУ при движении ракеты в пусковой трубе [9]. В этом течении взаимодействие струи с внутренней поверхностью пусковой трубы создает серию взаимодействующих волн сжатия, которые определяют пилообразный характер изменения давления на стенах трубы. В зависимости от сочетания определяющих геометрических и газодинамических параметров реализуются две схемы течения.

Схема 1. Сверхзвуковая струя ДУ взаимодействует со стенкой пускового устройства (см. рис. 4). Это приводит к большим воздействиям на пусковое устройство, которые определяются взаимодействием ударных волн со стенкой трубы и между собой. Особенности течения в струе могут быть описаны полностью в невязком приближении. Эффекты вязкости определяют только движение эжектируемого струей газа в кольцевом зазоре между ракетой и пусковой трубой, внося корректины в величину нерасчетности струи. Последнее обстоятельство связано с возникновением замкнутой отрывной зоны за дном ракеты.

Схема 2. Граница сверхзвуковой струи не попадает из стенки трубы (например, при нерасчетности $n_\infty = P_a/P_\infty = 1$ и угле конусности сопла $\beta = 0^\circ$, где P_a и P_∞ — давление во внешнем пространстве и в струе на срезе сопла). В этом случае в невязком приближении струя не оказывает воздействия на стенку пусковой трубы. Однако вследствие эжектирующего влияния турбулентного перемешивания на своей границе струя будет создавать разрежение в пусковой трубе, и область между струей и поверхностью контейнера будет занята потоком газа, эжектируемого струей. Для определения параметров этого течения необходимо решить задачу об истечении сверхзвуковой струи в спутный дозвуковой поток в трубе. Такая задача решена в рамках разработанной общей методологии [6] и описана выше.

Остановимся более подробно на анализе течения по схеме 1. В произвольный момент времени при движении ракеты в пусковой трубе можно выделить три основные области течения (см. рис. 4):

область течения в кольцевом зазоре между трубой и ракетой (2), область донного течения (3) и область взаимодействия струи со стенкой трубы (4). Особенности течения в областях 2 и 3 определяются эжектирующим эффектом струи и условиями ее присоединения. Параметры в области 3 (области отрывного донного течения) определяются при помощи одного из вариантов метода разделяющей линии тока [3, 10].

Расчет течения в невязкой струе (область 4) является одним из основных элементов решения рассматриваемой задачи. Для расчета таких течений была использована программа FLOW [11]. В качестве примера на рис. 5 представлены расчетное (сплошная кривая) и экспериментальное (значки) распределения безразмерного давления P/P_∞ по поверхности пусковой трубы при истечении из конического сопла с углом конусности $\beta = 15^\circ$ сверхзвуковой нерасчетной холодной струи воздуха с числом Маха $M_a = 2.54$ и значении нерасчетности $n_\infty = 1.6$ при $D_a = D_a/D_T = 0.77$ (здесь D_a — диаметр сопла на срезе, D_T — внутренний диаметр пусковой трубы). Отражение и переотражение ударных волн и волн разрежения от внутренней поверхности пусковой трубы и оси симметрии вызывает пилообразный периодический характер изменения давления с затухающей вдоль трубы амплитудой. Максимальный уровень давления на поверхности пусковой трубы, зависящий от давления на срезе сопла ракеты и фактической нерасчетности, наблюдается в сечении взаимодействия струи с поверхностью

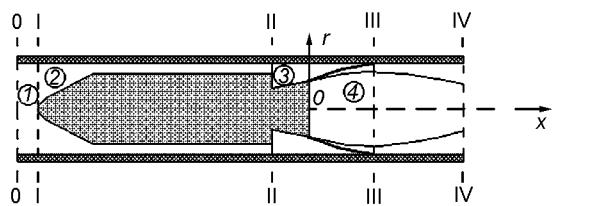


Рис. 4. Схема течения в пусковом контейнере

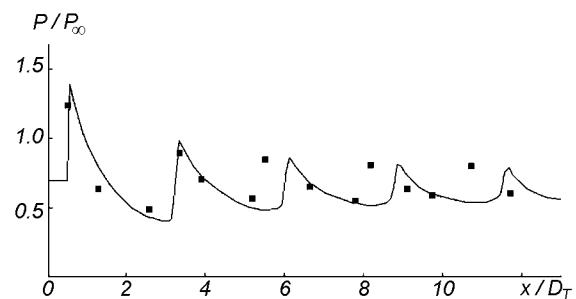


Рис. 5. Распределение давления на стенке пусковой трубы

трубы, а его средний уровень намного ниже максимального.

ОБТЕКАНИЕ РЕШЕТКИ ТОПЛИВНЫХ ПИЛОНОВ В ТРАКТЕ ГПВРД

Рассмотрим особенности невязкого поля течения при сверхзвуковом обтекании плоской решетки топливных пилонов в тракте ГПВРД. В кормовой части каждого пилона истекает сверхзвуковая струя, имитирующая подачу горючего в тракт двигателя. Решетка пилонов состоит из $2N - 1$ ($N = 5$) пилонов одной и той же геометрической симметричной формы и обтекается сверхзвуковым невязким потоком воздуха с числом Маха M_∞ и отношением удельных теплоемкостей γ_∞ . Каждая из истекающих в кормовой части пилона невязких сверхзвуковых струй характеризуется параметрами: числом Маха на срезе сопла M_a , отношением удельных теплоемкостей γ_a , нерасчетностью сопла $n = P_a/P_\infty$ и отношением полных энталпий H_a/H_∞ . Газ в струях и внешнем потоке может рассматриваться

как совершенный, так и в приближении равновесной диссоциации. Особенности расчетной методики следующие. Сверхзвуковой характер течения, за исключением областей в окрестности затупления пилонов, позволяет применить маршевые методы к расчету исследуемого течения. В процессе решения выделялись и строились границы истекающих струй, головные ударные волны, а также образующиеся при их регулярном взаимодействии контактные разрывы. Расчет параметров в сверхзвуковой области течения был выполнен по программе FLOW, модифицированной для случая расчета параметров в нескольких подобластях. Начальные условия задавались в сечениях сопряжения цилиндрического затупления с клином и в сечениях донного среза пилонов. Для этого использовались расчетные распределения параметров, полученные из решения задачи обтекания затупленного носка пилона и равномерное поле параметров струи, соответствующее истечению из профилированного сопла в торце пилонов. В зависимости от условий на границах выделяемых расчетных подобластей ставились различные граничные условия: на ударной волне — условия Рэнкина—Гюгонио; на поверхно-

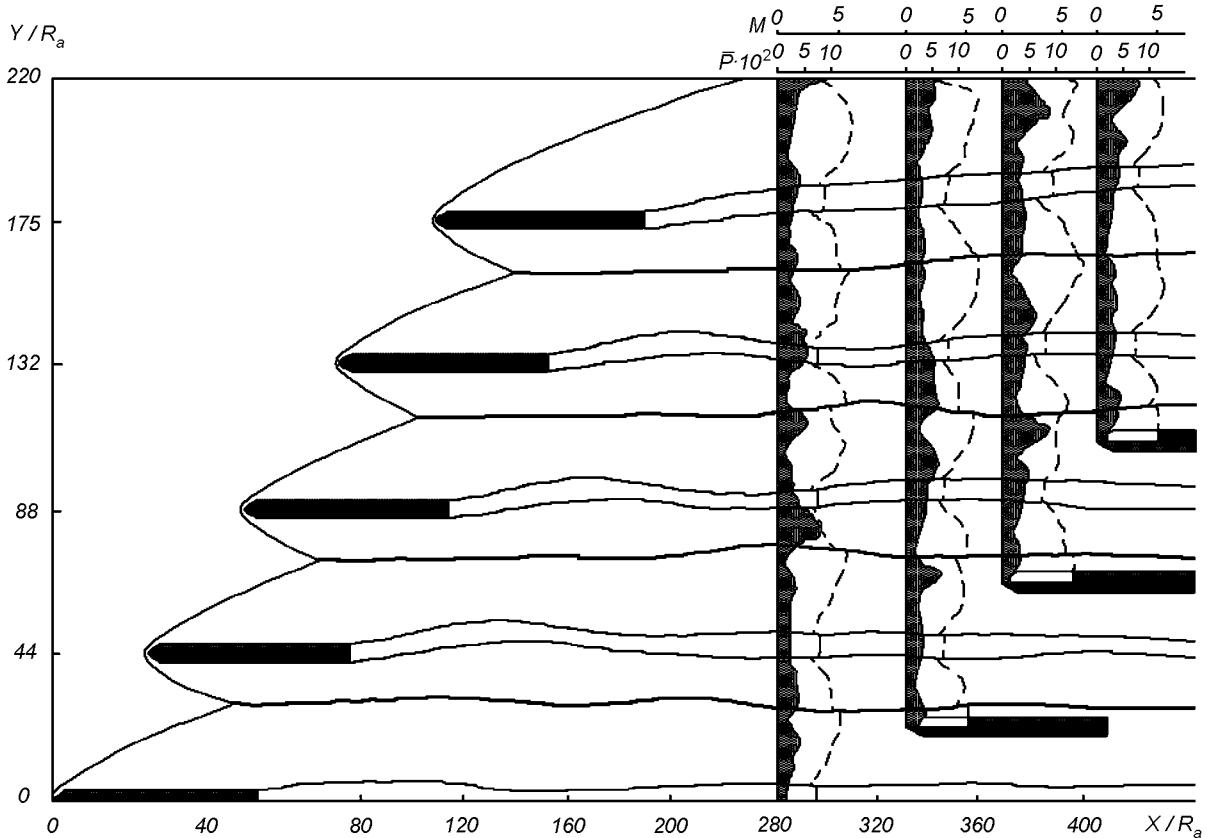


Рис. 6. Форма ударных волн, контактных разрывов и эпюры давления и числа Маха при обтекании решетки топливных пилонов в тракте ГПВРД

сти пилона — условия непротекания; на контактном разрыве — условия непрерывности давления и углов наклона вектора скорости.

Были проведены параметрические исследования влияния числа Маха M_∞ набегающего потока, не-расчетности истекающих струй $n = P_a/P_\infty$, радиуса затупления пилонов R_a , отношения удельных теплопроводностей в струе γ_a . В качестве опорных значений определяющих параметров были выбраны:

$$M_\infty = 6; \quad \gamma_\infty = 1.4; \quad M_a = 3; \quad \gamma_a = 1.1;$$

$$n = 3; \quad H_a/H_\infty = 1; \quad R_a = 0.001 \text{ м.}$$

Характерные особенности течения показаны на рис. 6. Различными кривыми нанесены расчетные границы характерных областей течения: головные ударные волны около пилонов; границы струй; контактные разрывы, образовавшиеся в месте пересечения ударных волн. Распределения статического давления $P = P/(P_a \gamma_a M_a^2)$ (сплошные линии) и числа Маха (штриховые линии) показаны в виде эпюров в разных поперечных сечениях перед вторым рядом пилонов. Профили распределений параметров наглядно свидетельствуют о неравномерности потока в поперечном направлении, вызванной интерференцией ударных волн.

ИСТЕЧЕНИЕ ОДНОЧНЫХ И СОСТАВНЫХ СВЕРХЗВУКОВЫХ СТРУЙ В ОКРУЖАЮЩЕЕ ПРОСТРАНСТВО И ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИХ С ПОВЕРХНОСТЬЮ

К проблемным вопросам внешней аэродинамики объектов РКТ относятся вопросы расчета газодинамических параметров течения в кормовой области РН при наличие истекающих из блоков сопел ДУ составных сверхзвуковых струй и их воздействия на различные поверхности, произвольным образом ориентированные в пространстве. Такие задачи, например, возникают во время старта РН, на этапе разделения ступеней, а также при пролете РН вблизи других объектов ракетно-космической техники.

Разнообразие геометрических форм сопел, их взаимной ориентации и ориентации относительно оси РН, широкий диапазон изменения определяющих параметров ставят перед разработчиками МПО для расчета такого класса течений ряд требований, главным из которых является универсальность и возможность его использования для решения большого класса задач струйных течений.

Наиболее полное математическое описание тече-

ния в составной струе дается полными уравнениями Навье—Стокса в рамках модели вязкого газа. Однако трудности вычислительного характера, связанные в первую очередь с правильным учетом влияния различных разнопорядковых членов уравнений Навье—Стокса на характеристики течения, наличием многосвязной расчетной области, ограничениями числа узлов расчетной сетки при дискретизации дифференциальных уравнений, накладываемыми объемом оперативной памяти и быстродействием современных ЭВМ, не позволяют достаточно эффективно использовать данную модель при расчете сложных струйных течений. Анализ течений в составных струях показал, что на начальном участке эффекты вязкости не оказывают существенного влияния на картину течения в целом, а проявляют себя в основном в узких зонах сдвиговых слоев. Поэтому, во многих случаях, имеющих практический интерес, расчет течений в составных струях можно проводить в приближении идеально-го газа.

Точность и качество численного моделирования течений в составных струях для реальной конфигурации сопел определяется выбором системы координат, размерами сетки дискретизации производных, и конечно-разностной схемой расчетов.

В ИТМ НАНУ и НКАУ на протяжении нескольких лет создается МПО расчета газодинамических параметров течения в составных сверхзвуковых струях, истекающих из многосопловых блоков ДУ РН в затопленное пространство или спутный сверхзвуковой поток при параллельном и непараллельном расположении осей сопел. Разрабатываемое МПО основывается на методе численного интегрирования уравнений газовой динамики, записанных в слабо консервативной форме для произвольной криволинейной системы координат, по конечно-разностной схеме Мак-Кормака второго порядка точности [20]. Для данного класса задач физической и математической особенностью является наличие многосвязной области течения на начальном участке составной струи, представляющей собой одиночные струи. По мере развития одиночных струй они вступают во взаимодействие друг с другом и образуют составную струю. При разработке МПО для данного метода расчета основное внимание уделялось вопросу адекватного численного моделирования течения в многосвязной расчетной области при наличии сложной волновой структуры.

Полагалось, что многосвязная расчетная область состоит из односвязных расчетных областей для каждой из струй, образующих составную струю. Такой подход позволил в рамках модели идеально-

го газа исследовать влияние различия теплофизических характеристик каждой из струй на структуру течения в составной струе в целом. Для описания течения в каждой из струй вводилась своя местная криволинейная система координат, продольная ось которой совпадала с осью течения в струе. Для удобства интегрирования уравнений газовой динамики и повышения точности численного расчета газодинамических параметров составной струи использовалось явное выделение границ одиночных струй и преобразование координат, при котором границы расчетной области (в нашем случае границы каждой из струи) являлись координатными поверхностями. При сверхзвуковом течении расчет в каждой из взаимодействующих струй проводился последовательно вдоль маршевого направления — криволинейной оси струи. На каждом маршевом шаге локальная криволинейная система координат строилась таким образом, чтобы удовлетворить условию корректности решаемой задачи как задачи Коши по «маршевой» координате ($M^* > 1$, где M^* — составляющая числа Маха в маршевом направлении). Более подробно особенности расчетного алгоритма описаны в работе [1].

В рамках изложенного подхода были проведены расчеты течения в сверхзвуковых недорасширенных одиночных и составных струях, истекающих в затопленное пространство. Примеры, иллюстрирующие возможности разработанного МПО (комплекс программ MACJET), представлены на рис. 7—10. На рис. 7, а приведены расчетные формы границы одиночной струи, истекающей из эллиптического профилированного сопла с отношением полуосей на срезе $a/b = 2$ при степени нерасчетности $n = P_a/P_e = 10$, (полуось a лежит на оси Ox , полуось b — на оси Oy). Сплошная кривая соответствует границе струи в плоскости $x = 0$, пунктир — границе струи в плоскости $y = 0$. Там же значками нанесены результаты расчета, заимствованные из работы [16]. Одной из особенностей рассчитанного течения является то, что более интенсивно газ расширяется в направлении y . В результате струя, вытекающая из сопла, сечение которого вытянуто в направлении оси x , начиная с $z/b > 7$, оказывается вытянутой в направлении оси y . С увеличением эллиптичности выходного сечения сопла (увеличением отношения полуосей a/b) данный эффект усиливается. На рис. 7, б показаны расчетные формы границ струй в сечении $z/b = 10$, вытекающих из сопел с отношением полуосей $a/b = 1.5$ (сплошная кривая); 2.0 (пунктир); 3.0 (точки) при прежних значениях числа Маха и нерасчетности. Там же для сравнения значками нанесены данные [16] и, кроме того, представлены границы струй в сечении $z = 0$,

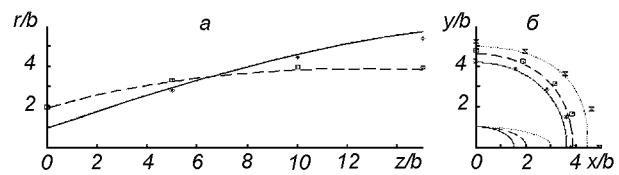


Рис. 7. Расчетные формы границ недорасширенной сверхзвуковой струи, истекающей из эллиптического сопла

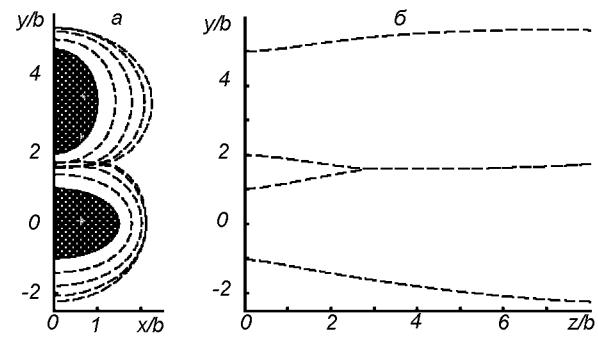


Рис. 8. Расчетные формы границы составной струи, образованной при истечении из двух эллиптических сопел

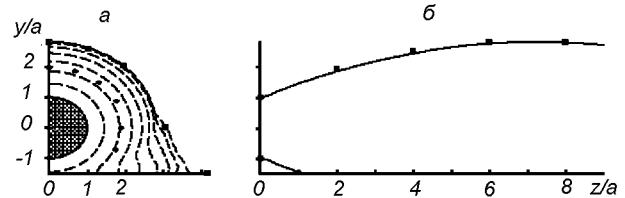


Рис. 9. Взаимодействие одиночной сверхзвуковой струи с плоской преградой

соответствующие границам сопел на срезе.

Расчетные формы границ составной струи, образующейся при истечении из двухсоплового блока, состоящего из эллиптических профилированных сопел приведены на рис. 8. Отношение полуосей для нижнего сопла равно $a/b = 3/2$, для верхнего — $a/b = 2/3$. Центры сопел лежат в плоскости среза ($z = 0$) в точках с координатами $O_1(0, 0)$ и $O_2(0, 3.5)$ соответственно. Оси сопел перпендикулярны к плоскости среза. Потоки на срезе сопел полагаются равномерными с числами Маха $M_a = 3$ и нерасчетностями $n = 3$. На рисунке формы границ составной струи соответствуют сечениям маршевой координаты $z = 0, 2, 4, 6$.

Влияние плоской преграды на форму границы одиночной сверхзвуковой струи иллюстрирует рис. 9. Расчет проведен для случая $M_a = 2$; $n = 7.6$,

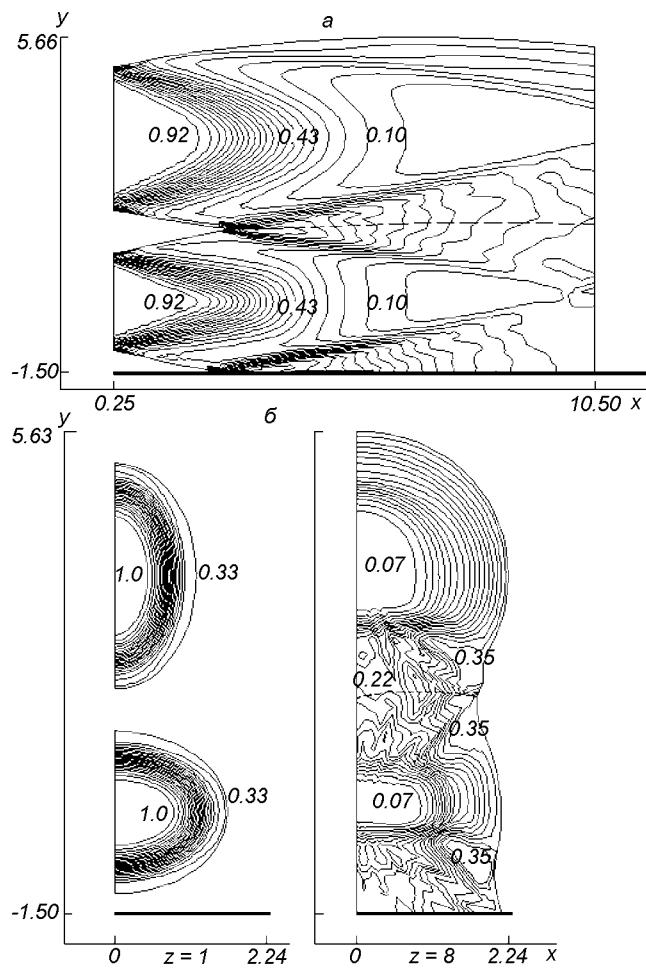


Рис. 10. Форма границы составной струи и изобары в характерных сечениях

угол конусности сопла $\beta = 5^\circ$. Центр сопла в плоскости среза ($z = 0$) находится в точках $O_1(0, 0)$, а преграда представляет собой плоскость, уравнение которой $y = -1.43$. Расчетные формы границы струи в маршевых сечениях $z = 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8$ представлены на рис. 9, *а*, форма границы составной струи в плоскости симметрии течения ($x = 0$) — на рис. 8, *б*. Значки соответствуют расчетам [16].

Влияние геометрии сопел двухсопловой ДУ и положения плоской преграды относительно струи на форму ее границы и распределение давления показано на рис. 10. Расчеты выполнены для составной струи, образованной двумя одиночными сверхзвуковыми струями, истекающими из профилированных эллиптических сопел, оси которых параллельны оси Oz , а центры находятся в точках $O_1(0, 1.5)$ и $O_2(0, 3.5)$ плоскости среза $z = 0$ при

$M_a = 3$, $n = 3$. Полуоси нижнего сопла в сечении среза равны $a_1 = 1.5$, $b_1 = 1$, верхнего — $a_2 = 1$, $b_2 = 1.5$. Преграда представляет собой плоскую поверхность, заданную уравнением $z = -1.5$. Линии постоянного уровня давления и форма границы составной струи в сечении плоскостью $x = 0$ показаны на рис. 10, *а*. Штриховой кривой показано положение следа контактной поверхности. На рис. 10, *б* изображены изобары в двух характерных сечениях составной струи плоскостями $z = 1$ и $z = 8$. В первом приведенном сечении одиночные струи, истекающие из эллиптических сопел, не взаимодействуют друг с другом и преградой, во втором такое взаимодействие явно видно. Приведенные на рис. 10 результаты расчетов подтверждают наличие сложной волновой структуры течения внутри составной струи вследствие взаимодействия одиночных струй между собой и с преградой.

ОБТЕКАНИЕ ТЕЛА СВЕРХЗВУКОВОЙ СТРУЕЙ

Имеющееся в ИТМ НАНУ и НКАУ МПО позволяет проводить исследования многих общих случаев пространственного обтекания удлиненных затупленных тел струей в спутном потоке. В целях явного выделения особенностей рассмотрено обтекание острых конусов, структура безграничного сверхзвукового потока около которых достаточно проста. Проведено исследование структуры течения, формы границы струи и распределения давления на теле в зависимости от нерасчетности струи и расстояния от среза сопла до тела. Подробно результаты изложены в работе [15]. Для иллюстрации особенностей обтекания на рис. 11 приведены данные, характеризующие распределение давления $P = P/P_a$ на поверхности тела. Результаты относятся к обтеканию десятиградусного конуса струей с числом Маха на срезе $M_a = 7$ и нерасчетностью $n = P_\infty/P_a = 1.05 \cdot 10^{-2}$ (P_∞ — давление в окружающем пространстве, индекс относится к параметрам на срезе сопла). Взаимодействие конической ударной волны с границей струи и с поверхностью конуса создает последовательность сменяющих друг друга волн сжатия и разрежения, что определяет пилообразный характер распределения давления на теле (см. рис. 11). На этом рисунке кривые 1 и 2 относятся к $n = 1, 0.5$ в случае, когда вершина конуса расположена в плоскости среза сопла; кривые 3 и 4 — к случаю $n = 0.5, 0.01$ и вершина конуса расположена в месте пересечения с осью симметрии характеристики второго семейства, идущей от кромки сопла. Увеличение нерасчетности истечения и расстояния от вершины конуса до

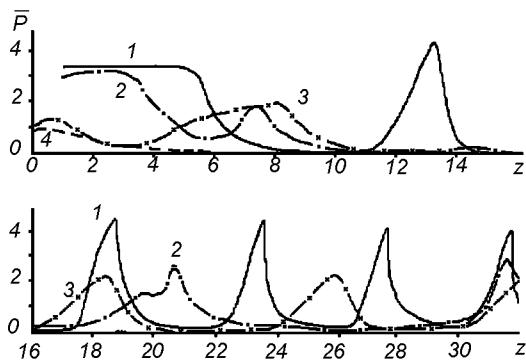


Рис. 11. Распределение давления по поверхности конуса, обтекаемого сверхзвуковой струей

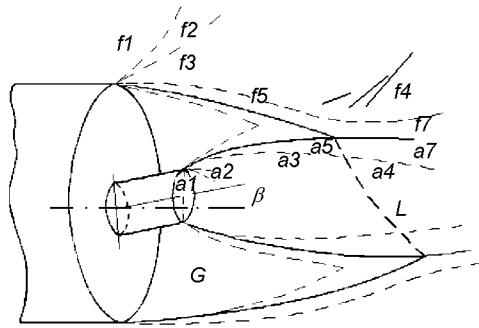


Рис. 12. Схема течения в донной области ракеты при наличие истекающей одиночной реактивной струи

плоскости среза сопла (кривые 2, 3) приводит, во-первых, к ослаблению конической ударной волны волнами разрежения, идущими от кромки сопла, во-вторых, к уменьшению интенсивности пиков давления и их частоты. При нерасчетности $n = 0.01$ распределение давления на поверхности тела определяется в основном веером волн разрежения. В расчетной области течения наличие тела в струе в этом случае практически не влияет на границу струи. Аналогичные особенности имеют место и для более общих случаев обтекания.

РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ В НЕСИММЕТРИЧНЫХ ОТРЫВНЫХ ЗОНАХ ЗА ДНОМ РАКЕТЫ С РАБОТАЮЩЕЙ ДВИГАТЕЛЬНОЙ УСТАНОВКОЙ

Неотъемлемой частью комплексного аэродинамического расчета практически любого ЛА является расчет параметров течения в донной области. При этом необходимо учитывать различные реальные процессы: неизотермичность течения, наличие химических реакций, многофазность, многомерность течения и др. В этих условиях в практике проектирования нашли широкое распространение различные приближенные методы, основанные на интегральных методах и методе разделяющей линии тока (РЛТ).

Методы РЛТ проще интегральных и могут быть применимы к расчету параметров более сложных отрывных течений, в том числе и пространственных. При проектировании и отработке ЛА возникает проблема в определении давления и температуры в возвратно-циркуляционной области, образующейся при взаимодействии сверхзвукового внешнего потока с одиночной струей двигательной установки в кормовой области ракеты. Проблема опре-

деления донных параметров при наличии горячей реактивной струи относится к одному из сложных вопросов отрывных течений.

Для расчета обсуждаемой задачи в рамках метода РЛТ разработан комплекс программ BASE. Данный комплекс программ позволил провести расчеты осесимметричных течений в донной области в широком диапазоне изменения определяющих параметров: радиуса сопла, чисел Маха в струе и во внешнем потоке, нерасчетности струи, отношения температур торможения и показателей адиабаты в струе и потоке. Расчеты проводились и в условиях, когда точка отрыва потока перемещалась вдоль боковой поверхности ЛА вверх по потоку. Кроме того, в работе [3] на базе данного комплекса программ оценено влияние твердой фазы в струе на донное давление.

Обобщение метода РЛТ и соответствующая доработка комплекса программ BASE для случая пространственных течений, позволяющее учесть неравномерность внешнего потока на кромке донного уступа и поворот сопла в плоскости симметрии на некоторый угол относительно оси проведено в [10]. Идеализированная схема течения показана на рис. 12. Линия пересечения границ невязкого внешнего потока и струи представляет собой замкнутый контур L , в каждой точке которого потоки локально взаимодействуют в системе скачков уплотнения, образованных при развороте внешнего потока и струи. Положение разделяющей линии тока в каждой меридиональной плоскости $\varphi = \text{const}$ определяется из условия равенства давления торможения P_{5i} на этой линии давлению за замыкающим скачком уплотнения P_{4i} с учетом поправки [21]. При этом определяется разность ΔG_i между массой ΔG_{1i} , отсасываемой из донной области за счет эжектирующего влияния внешнего потока и струи,

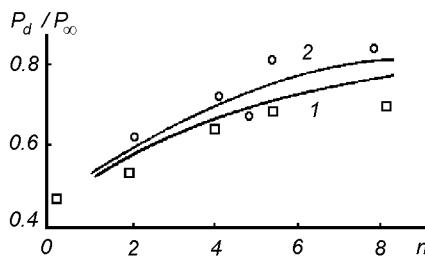


Рис. 13. Зависимость донного давления от нерасчетности струи сопла в случае его поворота на угол $\beta = -4.25^\circ$ при относительном удлинении сопла $l_a = 1.2$ и числе Маха на срезе сопла $M_a = 3.4$. Кривые — расчет, значки — эксперимент

и массой ΔG_{2i} , возвращаемой в застойную зону из слоев смешения при переходе через замыкающий скачок. Искомое донное давление определялось из условия баланса массы во всей донной области

$$\sum_{i=1}^N \Delta G_{ri} \Delta \varphi_i = 0,$$

где N — количество рассматриваемых меридиональных плоскостей φ_i , $\Delta \varphi_i = \varphi_i - \varphi_{i-1}$. Аналогично из уравнений баланса для полной энталпии и концентраций компонентов газовой смеси в донной области определялись искомые температура и концентрации компонентов.

Результаты расчетов, выполненных по описанной методике, с экспериментальными данными представлены на рис. 13. Здесь кривые 1 и 2 соответствуют значениям угла атаки $\alpha = 0$ и 18° при угле отклонения сопла $\beta = -4.25^\circ$. Расчеты и экспериментальные данные согласуются удовлетворительно. Это позволяет заключить, что разработанная методика и реализующий ее комплекс программ BASE пригодны для расчета параметров в донной области осесимметричных и пространственных течений с одиничной реактивной струей.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработанное в ИТМ НАНУ и НКАУ методическое и программное обеспечение расчета струйных течений является эффективным инструментом исследования струйных течений возле объектов РКТ и в их элементах. Оно апробировано при решении большого класса разных задач. Методология и программное обеспечение решения задачи об истечении дозвуковой струи в спутный сверхзвуковой поток позволяют решать задачи аэрогазодинамики объектов РКТ, связанные с определением параметров стартовых устройствах и расчетом течений в

трактах ГПВРД. Комплекс программ расчета пространственного невязкого течения в одиночных и составных струях и течений в каналах позволяет прогнозировать газодинамические характеристики струй, расходные характеристики воздухозаборников, силовые характеристики воздействие струй на различные поверхности. Программы расчета параметров в донной области ракеты при наличии истекающей реактивной струи могут быть использованы при проектировании и отработке новых образцов ракетно-космической техники.

- Белоцерковец И. С. Расчет сверхзвуковых составных затопленных струй идеального газа, взаимодействующих с поверхностью // Техническая механика.—1998.—Вып. 8.—С. 15—18.
- Белоцерковец И. С., Тимошенко В. И. К расчету границы сверхзвуковой невязкой струи, истекающей в затопленное пространство или спутный сверхзвуковой поток // ИФЖ.—1981.—№ 2.—С. 197—203.
- Белоцерковец И. С., Тимошенко В. И. Влияние твердой фазы и теплофизических характеристик центральной одиночной сверхзвуковой струи двигателя на донное давление и температуру // Косм. исслед. на Украине.—1982.—Вып. 16.—С. 55—58.
- Белоцерковец И. С., Тимошенко В. И. К расчету характеристик течения при равномерном вдуве однородного газа в кормовой части тела // ПМТФ.—1984.—№ 1.—С. 76—81.
- Белоцерковец И. С., Тимошенко В. И. К расчету диффузионного горения дозвуковой струи в спутном сверхзвуковом потоке // ПМТФ.—1988.—№ 1.—С. 91—95.
- Белоцерковец И. С., Тимошенко В. И. Влияние волновых процессов на вязко-невязкое взаимодействие до- и сверхзвуковой струи со сверх- и дозвуковым спутным потоком в канале и трубе // ПМТФ.—1990.—№ 4.—С. 112—117.
- Белоцерковец И. С., Тимошенко В. И. К расчету нерегулярного взаимодействия ударных волн // ПМТФ.—1992.—№ 6.—С. 9—14.
- Белоцерковец И. С., Тимошенко В. И. Взаимодействие ударной волны со струей, истекающей в спутный сверхзвуковой поток с меньшей сверхзвуковой скоростью // ПМТФ.—1993.—№ 5.—С. 10—15.
- Белоцерковец И. С., Тимошенко В. И. Истечение заглушенной сверхзвуковой струи в трубу или канал // Техническая механика.—1995.—Вып. 4.—С. 90—93.
- Белоцерковец И. С., Тимошенко В. И., Филипповская Л. М. Влияние неравномерности внешнего сверхзвукового потока и угла отклонения сопла на донное давление за осесимметричным телом с сверхзвуковой струей // Изв. вузов. Авиационная техника.—1990.—№ 1.—С. 34—36.
- Белоцерковец И. С., Тимошенко В. И., Шеховцова В. А. Комплекс программ для расчета двумерных плоских и осесимметричных сверхзвуковых невязких течений // Инфор. бюл. ВИНИТИ: Алгоритмы и программы. — М., 1987.—№ 11, ГФАП № 50870000642, РФАП АН УССР № АП0140 от 31.02.86.
- Бондарев Е. Н., Лисичко И. Д. О влиянии вязкости на течение не дороширенной струи в спутном сверхзвуковом потоке // Изв. АН СССР. Сер. МЖГ.—1973.—№ 2.—С. 157—161.
- Бондарев Е. Н., Лисичко И. Д. Распространение недорасширенной турбулентной струи в спутном сверхзвуковом потоке // Изв. АН СССР. Сер. МЖГ.—1974.—№ 4.—С. 36—41.

14. Борисов Н. Ф. Численный расчет неизобарических сверхзвуковых вязких струй, истекающих в спутный сверхзвуковой поток // Ученые записки ЦАГИ.—1985.—16, № 1.—С. 15—26.
15. Галинский В. П., Кушнир Г. Г., Тимошенко В. И. О численном исследовании обтекания острых конусов сверхзвуковой струей // Прикладная механика.—1981.—17, № 10.—С. 133—136.
16. Годунов С. К., Забродин А. В., Иванов М. Я. и др. Численное решение многомерных задач газовой динамики. — М.: Наука, 1976.—400 с.
17. Иванов М. Я., Киреев В. И. К расчету сильно недорасширенных сверхзвуковых затопленных струй // ЖВММФ.—1976.—16, № 5.—С. 750—757.
18. Погорелов В. И., Щербанина Г. Б. Особенности истечения сверхзвуковой струи из сопла с косым срезом // Изв. АН СССР. Сер. МЖГ.—1977.—№ 4.—С. 107—110.
19. Тимошенко В. И. Сверхзвуковые течения вязкого газа. — Киев: Наук. думка, 1987.—184 с.
20. Mac-Cormack R. W. The effect of viscosity in hypervelocity impact cratering // AIAA Paper.—1969.—N 354.—Р. 8.
21. Nash J. F. An analysis of two-dimensional turbulent base flow, including the effect of the approaching boundary layer // Aeronaut. Res. Council. Repts and Mem.—1963.—N 3344.

NUMERICAL SIMULATION OF JET STREAMS IN OBJECTS OF SPACE ROCKET ENGINEERING

V. I. Timoshenko and I. S. Belotserkovets

The problems of numerical simulation of different jet streams in space rocket engineering objects and their elements are considered. The capabilities of the computing programs and computational techniques developed at the Institute of Technical Mechanics of the N.A.S. of Ukraine are discussed. The following aspects of jet streams problems are described: interaction of subsonic and supersonic jet streams with supersonic and subsonic boundless flows, with streams in pipes or channels, including jet streams in the launcher container and around the fuel pylons of a hypersonic flight vehicle with supersonic burning combustion chamber; the computation of single and composite supersonic jets in rocket propulsion systems and their interaction with surfaces; estimation of parameters in asymmetrical separating zones behind the bottom of a rocket with a working jet.

УДК 629.764.015.017.2

Теоретическое определение амплитуд продольных колебаний жидкостных ракет-носителей

**В. В. Пилипенко, Н. И. Довготько, С. И. Долгополов,
А. Д. Николаев, В. А. Серенко, Н. В. Хоряк**

Інститут технічної механіки НАНУ—НКАУ, Дніпропетровськ

Надійшла до редакції 20.08.98

Викладено методичні основи визначення амплітуд коливань рідинних ракет-носіїв. Задача розв'язується шляхом моделювання нелінійної динаміки системи «рідинна ракетна двигунна установка — корпус ракети». Результати моделювання динаміки вітчизняних ракет-носіїв порівнюються з даними політних випробувань.

ВВЕДЕНИЕ

Проблема обеспечения продольной устойчивости жидкостных ракет-носителей является одной из крупных научно-технических проблем ракетно-космической техники.

Известно, что на активном участке траектории полета жидкостной ракеты-носителя (РН) в результате динамического взаимодействия упругой конструкции корпуса РН и работающего жидкостного ракетного двигателя (ЖРД) могут возникнуть низкочастотные колебания РН в направлении ее продольной оси, способные нарушить нормальную работу приборов системы управления и привести к различным аварийным ситуациям. С этим явлением — продольными колебаниями, обусловленными динамической несовместимостью ЖРДУ с конструкцией корпуса РН, сталкивались разработчики жидкостных РН в Украине, России, США, Франции, Китае. Несмотря на накопленный опыт их устранения, проблема обеспечения продольной устойчивости продолжает оставаться актуальной и требует своего решения. Ее сложность усугубляется

тем обстоятельством, что факт устойчивости (или потери устойчивости) жидкостных РН к продольным колебаниям может быть установлен только при летных испытаниях, когда устранение недопустимых динамических нагрузок требует значительных материальных затрат, соизмеримых со стоимостью самого объекта. Поэтому необходимо проведение максимально возможного объема расчетных исследований продольной устойчивости жидкостных РН на всех этапах их разработки или модернизации.

В мировой практике (насколько известно авторам) проводится только линейный анализ динамики и устойчивости системы «ЖРДУ — корпус РН» с использованием дорогостоящих экспериментальных работ, т. е. выполняется фактически полуэмпирический анализ состояния системы и при этом прогнозируется только сам факт устойчивости или потери устойчивости системы. Линейный анализ устойчивости системы в принципе не может дать никакой информации о динамических нагрузках (продольных виброускорениях) на конструкции РН и КА.

Необходимость решения задачи о технической устойчивости системы «ЖРДУ—корпус РН» при продольных колебаниях (о величине амплитуд и частот продольных колебаний различных звеньев системы) требует учета конечных по величине начальных и последующих возмущений, ограниченности рабочего интервала времени, переменности параметров во времени и, главным образом, нелинейностей звеньев динамической системы «ЖРДУ—корпус РН». Учет всех этих факторов дает возможность определить величины амплитуд продольных колебаний. В конечном итоге именно знание возможных величин амплитуд продольных колебаний должно служить базой для принятия решений о специальных мерах по обеспечению продольной устойчивости РН с ЖРД.

Разработка нелинейной теории продольных колебаний связана, в первую очередь, с изучением нелинейностей звеньев контура «ЖРДУ—корпус РН» и их влияния на ограничение амплитуд колебаний. Анализ данных летных испытаний различных ракет с ЖРД показывает, что при продольных колебаниях в основном только амплитуды колебаний давления на входе в двигатель могут быть соизмеримы со своими средними значениями. На основании этого большинство исследователей приходят к заключению, что при продольных колебаниях наиболее существенными являются нелинейности ЖРД, и прежде всего нелинейности, связанные с кавитационными явлениями в насосах.

Впервые об определяющем влиянии нелинейностей, обусловленных кавитацией в насосах двигателя, на продольные колебания жидкостной ракеты, указано в работах [3, 4]. В этих работах проведен анализ продольных колебаний при малых и больших амплитудах, рассмотрен механизм стабилизации амплитуд, связанный со снижением «резонансной» частоты колебаний жидкости в магистрали с увеличением амплитуд, описана физическая картина продольных колебаний, сопровождающихся разрывными кавитационными колебаниями жидкости, выявлено влияние некоторых параметров системы на продольные колебания. Однако разработанные теоретические положения носят качественный характер.

В работах [8, 10, 11] также описаны результаты качественного анализа продольных колебаний жидкостных ракет различных стран с учетом нелинейностей двигательной установки.

К настоящему времени в ИТМ НАН Украины решена задача о технической устойчивости системы «ЖРДУ—корпус РН» при продольных колебаниях на основе теории кавитационных автоколебаний в насосных системах питания ЖРД [5, 6]. В рамках

этой теории рассмотрены некоторые аспекты нестационарной кавитации в лопастных насосах, отражающие динамику кавитационных каверн в их проточной части. Особое внимание уделено решению задачи о неустановившемся кавитационном обтекании лопастей шнекоцентробежного насоса и выводу нелинейных и линейных уравнений динамики кавитационных каверн в проточной части насосов. Предложены теоретические и расчетно-экспериментальные способы определения коэффициентов этих уравнений. Разработаны гидродинамические модели кавитационных автоколебаний в системах питания ЖРД. Они позволяют проводить количественный анализ влияния конструктивных и режимных параметров системы на кавитационные автоколебания и прогнозировать амплитуды, частоты и формы колебаний. Достоверность гидродинамических моделей кавитационных автоколебаний подтверждена хорошей сходимостью теоретических и экспериментальных данных. В связи с этим они используются для решения широкого круга задач динамики ЖРД и продольной устойчивости жидкостных РН.

Линейная и нелинейная математические модели кавитирующих насосов ЖРД лежат в основе разработанных в ИТМ НАН Украины теоретических методик анализа продольной устойчивости жидкостных РН [9], которые позволяют проводить не только линейный анализ устойчивости системы «ЖРДУ—корпус РН», но и рассчитывать амплитуды продольных колебаний параметров системы в случае потери ее устойчивости.

ИССЛЕДУЕМЫЕ ЖИДКОСТНЫЕ РАКЕТЫ

Эффективность теоретических методик анализа продольной устойчивости жидкостных РН продемонстрируем на примере следующих жидкостных ракет:

- базовой двухступенчатой ракеты;
- космической РН, созданной путем дооснащения базовой ракеты третьей ступенью.

Для указанных ракет конструкции корпусов и ЖРДУ I и II ступеней практически не отличаются.

При летных испытаниях данных ракет было установлено, что они теряют продольную устойчивость на определенных временных интервалах активного участка траектории полета (при полете I ступени РН). Зарегистрированные величины амплитуд продольных колебаний, однако, не превышали допустимых для этих ракет уровней амплитуд продольных колебаний. На рис. 1 и 2 в зависимости от времени полета t представлены эксперименталь-

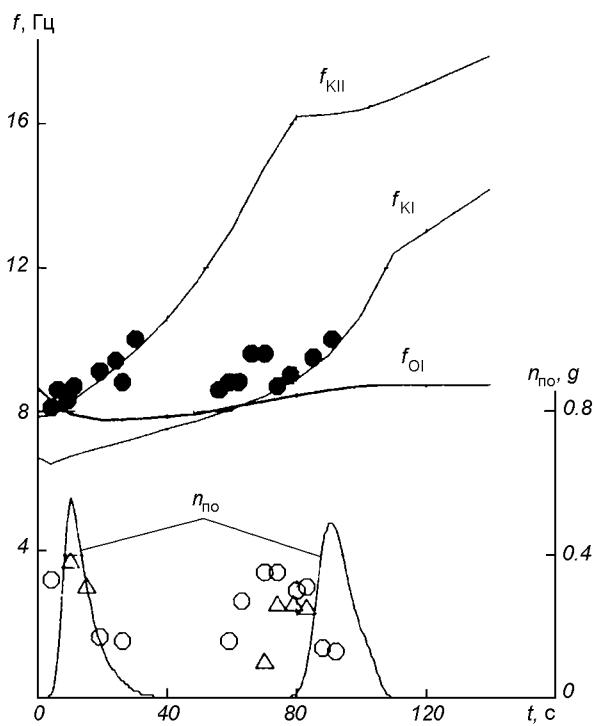


Рис. 1. Расчетные и экспериментальные амплитуды колебаний осевой перегрузки в районе приборного отсека (n_{no}), расчетные и экспериментальные частоты f колебаний ракетных подсистем для базовой двухступенчатой РН

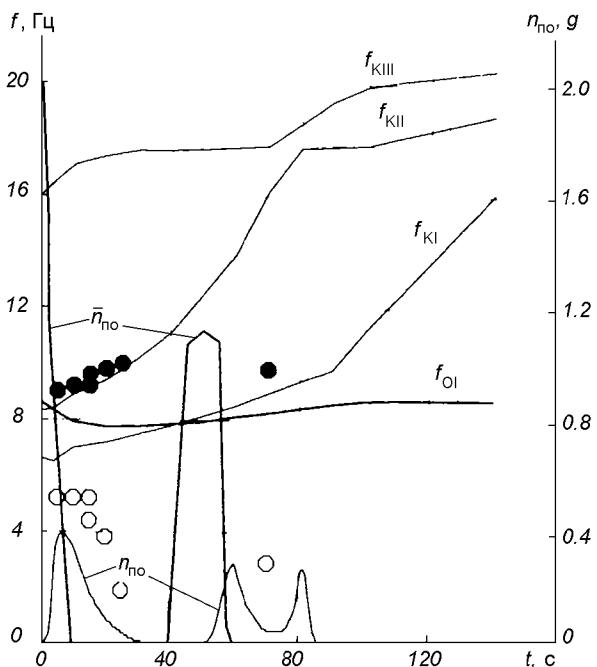


Рис. 2. Расчетные и экспериментальные амплитуды колебаний осевой перегрузки в районе приборного отсека (n_{no}), расчетные и экспериментальные частоты f колебаний ракетных подсистем для космической трехступенчатой РН

ные и расчетные амплитуды продольных перегрузок n_{no} , экспериментальные частоты продольных колебаний и расчетные собственные частоты продольных колебаний конструкции корпуса f_{KI} , f_{KII} , f_{KIII} , а также расчетная частота первого тона колебаний окислителя в питающем трубопроводе f_{OI} для исследуемых ракет-носителей. Видно, что базовая двухступенчатая ракета и космическая трехступенчатая РН теряют продольную устойчивость с 1-й по 30-ю с полета I ступени на частотах 8–10 Гц, близких к расчетным собственным частотам II тона колебаний конструкции РН, и с 60-й по 90-ю с полета I ступени на частотах 8–10 Гц, близких к расчетным собственным частотам I тона колебаний конструкции.

Максимальные величины зарегистрированных продольных виброускорений — амплитуд колебаний осевой перегрузки в районе приборного отсека составляют для базовой двухступенчатой ракеты и космической трехступенчатой РН соответственно $0.4g$ и $0.52g$ — на первом временном интервале потери устойчивости и $0.4g$ и $0.25g$ — на втором.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ДИНАМИКИ СИСТЕМЫ «ЖРДУ—КОРПУС РН»

При рассмотрении продольных колебаний в системе «ЖРДУ—корпус» ракеты обычно принимается, что корпус РН совершает совместно с двигательной установкой и топливными питающими магистралями колебания растяжения—сжатия. Основными звеньями этой системы являются корпус, двигатель и его питающие магистрали.

Поскольку конструкция корпуса ракеты представляет собой сложную механическую систему с весьма большим числом степеней свободы, уравнения, описывающие ее продольные колебания под действием внешних возмущающих сил, составляются для некоторой идеализированной модели. Созданию математических моделей механических колебаний обычно предшествует тщательный анализ упругих и инерционных характеристик силового корпуса, баков, заполненных жидкостью, различных переходных и силовых рам, полезной нагрузки и других элементов конструкции. Если разумная степень идеализации выбрана и обоснована, математическое описание продольных колебаний корпуса может быть представлено в виде некоторой системы обыкновенных дифференциальных уравнений второго порядка в полных производных, число которых равно числу учтенных степеней свободы.

Применительно к рассматриваемым ракетам уравнения динамики корпуса представляют собой

обыкновенные линейные неоднородные дифференциальные уравнения второго порядка с переменными по времени коэффициентами, для определения которых использовалась модель тонкостенного неоднородного стержня с присоединенными сосредоточенными осцилляторами [1]. Динамика корпуса ракет моделировалась механическим аналогом, состоящим из двух (или трех) низших тонов колебаний корпуса. В качестве внешней силы, вызывающей продольные колебания, будем рассматривать только силу тяги двигателя.

Тогда уравнения вынужденных упругих колебаний конструкции для i -го тона колебаний имеют вид

$$\ddot{Z}_i + \frac{\omega_i \delta}{\pi} \dot{Z}_i + \omega_i^2 Z_i = \frac{\beta_{\text{дв}} R_{\text{сум}} (P_K - \bar{P}_K)}{m_{\text{нр}} P_K},$$

где Z_i — продольное смещение; ω_i — циклическая частота колебаний конструкции корпуса; δ — демпфер колебаний конструкции; $\beta_{\text{дв}}$ — коэффициент формы колебаний конструкции в месте крепления двигательной установки; $R_{\text{сум}}$ — суммарная тяга ЖДУ I ступени; $m_{\text{нр}}$ — приведенная масса; P_K , \bar{P}_K — текущее и номинальное давления в камерах маршевого двигателя.

Динамика жидкости в питающих магистралях в общем случае определяется их конструктивными особенностями (конфигурация, способ и место крепления к корпусу, наличие сильфонов, коллекторов и других элементов), длиной и упругостью стенок, сжимаемостью и плотностью жидкости, граничными и начальными условиями.

Питающая магистраль окислителя представляет собой трубопровод протяженностью около 8 м (от бака окислителя до входа в маршевый двигатель). При этом длина ответвлений магистрали от коллектора на три маршевых двигателя и один рулевой двигатель составляет соответственно 1.3 м и 1.4 м. Питающая магистраль горючего представляет собой относительно короткий трубопровод длиной 0.7 м. Моделирование движения жидкости по магистралям окислителя было проведено импедансным методом с учетом распределенности параметров [5]. Переход от модели с распределенными параметрами к модели с сосредоточенными параметрами осуществлялся в соответствии с методикой [7]. При этом была обеспечена адекватность модели с распределенными параметрами и эквивалентной ей модели с сосредоточенными параметрами в частотном диапазоне от 0 до 40 Гц, охватывающем два тона собственных колебаний жидкости. Учет взаимодействия колебаний жидкости в питающей магистрали и колебаний корпуса был произведен путем ввода в уравнения движения компонентов топлива на каж-

дом j -м участке динамического перепада давления ΔP_j за счет динамического ускорения корпуса ракеты \ddot{Z}_i :

$$\Delta P_j = \gamma h_j \left(n_{\text{цм}} + \frac{1}{g} \sum_{i=1}^l \beta_i \ddot{Z}_i \right),$$

где γ — удельный вес компонента топлива; h_j — высота столба жидкости в баке; $n_{\text{цм}}$ — перегрузка центра масс ракеты; g — ускорение силы тяжести у поверхности Земли; β_i — коэффициент формы колебаний i -го тона корпуса на j -м участке трубы.

При потере продольной устойчивости жидкостных ракет-носителей ЖРД играет роль источника энергии колебаний. С точки зрения моделирования динамических процессов ЖРД является самой сложной частью динамической системы «ЖРД—корпус РН» [2].

Маршевый ЖРД I ступени рассматриваемых ракет выполнен по схеме без дожигания генераторного газа. Математическая модель низкочастотной динамики ЖРД включает в себя уравнения динамики всех элементов ЖРД: жидкостных и газовых магистралей, ТНА, газогенератора, камеры горения и т. д. Соответственно система дифференциальных уравнений, описывающих низкочастотную динамику двигателя, состоит из большого числа уравнений [2]. Динамика двигателя описана традиционным образом [2, 7] за исключением кавитирующих шнекоцентробежных насосов окислителя и горючего.

Напомним, что в публикациях, посвященных описанию наблюдавшихся случаев потери продольной устойчивости жидкостных РН, отмечалась существенная роль кавитационных явлений в насосах ЖРД [4].

Кавитационные разрывы сплошности жидкого компонента — кавитационные каверны — возникают на лопастях насосов ЖРД практически на всех режимах его работы, включая номинальный. Кавитационные каверны могут обладать сравнительно большой податливостью. В силу этого, не оказывая заметного влияния на статические характеристики насосов (напор, мощность, к. п. д.) они приводят к существенному качественному изменению динамических характеристик ЖРД и его питающих магистралей, что принципиально важно в проблеме продольной устойчивости. При определенных условиях кавитационные явления в насосах могут привести к самовозбуждению низкочастотных (до 50 Гц) так называемых кавитационных автоколебаний давления и расхода компонента топлива в системе питания ЖРД. Эти колебания затрудняют, а иногда делают невозможным нормальное функционирование насосной системы. Диапазон частот

кавитационных колебаний может пересекаться с диапазоном собственных частот колебаний упругого корпуса РН, и в этом случае появление дополнительных низкочастотных виброперегрузок в конструкции жидкостной РН практически неизбежно. Таким образом, учет кавитационных явлений в насосах в математических моделях динамики ЖРД и системы «ЖРДУ—корпус РН» имеет принципиальное значение для повышения достоверности теоретического анализа продольной устойчивости жидкостных РН.

В соответствии с теорией кавитационных автоколебаний в системе питания ЖРД [5] блок уравнений низкочастотной динамики кавитирующего шнекоцентробежного насоса включает в себя:

- уравнение динамики кавитационных каверн V_K , разрешенное относительно входного давления P_1 :

$$P_1 = P_{cp} + K^* \tilde{V}_K \varphi \frac{\rho W_1^2}{2} + B_1 T_K \frac{dV_K}{dt},$$

- уравнение баланса расходов в проточной части насоса:

$$\gamma \frac{dV_K}{dt} = G_2 - G_1,$$

- уравнение, определяющее давление на выходе из насоса:

$$P_2 = P_1 + P_h(n, G_2) \tilde{P}_h(K^*, q_1) - I_p \frac{dG_2}{dt} + D \frac{dn}{dt},$$

где P_{cp} — давление срыва; K^* , B_1 , T_K — число кавитации, кавитационная упругость и постоянная времени кавитационных каверн; \tilde{V}_K — отношение объема кавитационных каверн V_K к объему проточ-

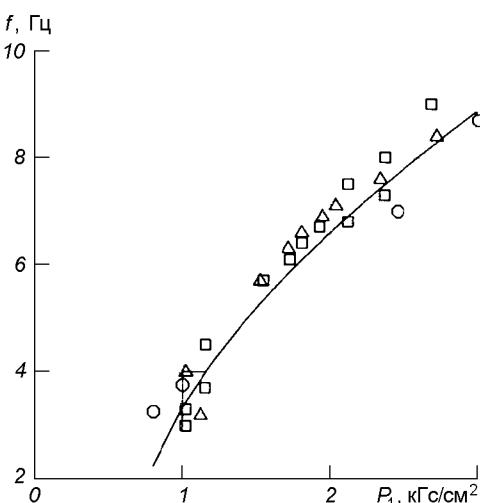


Рис. 3. Зависимость частоты кавитационных колебаний жидкости в системе питания насоса от давления на входе в насос

ной части шнека $V_{\text{ш}}$ перед кавитационным срывом; $\rho W_1^2/2$ — скоростной напор шнека; q_1 — параметр расхода, равный отношению входного расхода G_1 к расходу при нулевом угле атаки потока жидкости на лопасть шнека G_0 ; φ — коэффициент расхода, равный отношению параметра режима q_1 к параметру режима при возникновении обратных токов на входе в насос; $P_h(n, G_2)$ — зависимость напора насоса на его бескавитационном режиме работы от числа оборотов n и расхода на выходе из насоса G_2 ; $\tilde{P}_h(K^*, q_1)$ — кавитационная характеристика насоса; I_p , D — инерционные коэффициенты.

Зависимости параметров $K^*(\tilde{V}_K, \varphi)$, $B_1(K^*, \varphi)$, $T_K(K^*, \varphi)$ и $\tilde{P}_h(K^*, q_1)$, определенные расчетно-экспериментальным способом [5, 6], имеют вид

$$K^*(\tilde{V}_K, \varphi) = \frac{b(\varphi)}{a(\varphi)} \frac{1}{\left[1 + \frac{b(\varphi)}{a(\varphi)K_0} \right] \exp[b(\varphi)\tilde{V}_K] - 1},$$

$$B_1(K^*, \varphi) = - [a(\varphi)K^{*2} - b(\varphi)K^*] \frac{V_{\text{sym}}}{\rho W_1^2/2},$$

$$T_K = \tilde{T}_K(K^*, \varphi) \frac{60}{n},$$

$$\tilde{P}_h = \frac{X(K^*, q_1) - 1}{X(K^*, q_1) + 1},$$

где $a(\varphi)$, $b(\varphi)$ — функции коэффициента расхода φ ; K_0 — число кавитации, при котором в проточной части насоса возникают кавитационные каверны; $\tilde{T}_K(K^*, \varphi)$, $X(K^*, q_1)$ — некоторые функции K^* , q_1 и φ .

Отличительной особенностью этих уравнений является учет важнейших нелинейных характеристик кавитирующего насоса — зависимости объема кавитационных каверн V_K от давления P_1 и расхода компонента G_1 , (представленной в виде $K^*(\tilde{V}_K, \varphi)$) и зависимости напора насоса P_h от объема кавитационных каверн V_K .

О достоверности описанной модели динамики кавитирующих шнекоцентробежных насосов можно судить по удовлетворительному согласованию расчетных результатов с данными автономных испытаний на воде насоса окислителя маршевого двигателя в режиме кавитационных колебаний (рис. 3, 4).

На рис. 3 представлена зависимость частоты кавитационных колебаний жидкости в системе питания насоса от давления на входе в насос. Расчетные и экспериментальные границы областей устойчивости насосной системы окислителя в плоскости параметров давление на входе в насос и расход на входе в насос приведены на рис. 4.

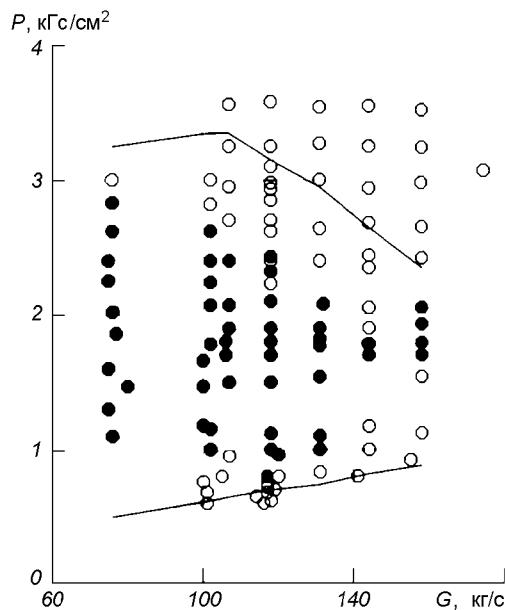


Рис. 4. Расчетные и экспериментальные границы областей устойчивости насосной системы окислителя в плоскости параметров давление на входе в насос и расход на входе в насос

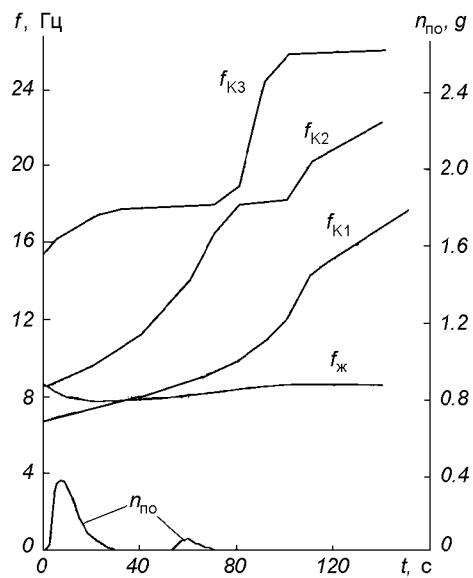


Рис. 5. Расчетные амплитуды колебаний осевой перегрузки в районе приборного отсека и расчетные частоты колебаний ракетных подсистем для модернизированной трехступенчатой РН

РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Из рис. 1 и 2 видно, что полученные теоретические результаты находятся в удовлетворительном соответствии с данными летних испытаний рассматриваемых ракет.

Максимальный уровень n_{no} амплитуд колебаний параметров системы «ЖРДУ—корпус РН» ввиду ее существенной нестационарности может значительно отличаться от уровня \bar{n}_{no} амплитуд колебаний автоколебательной системы «ЖРДУ—корпус ракеты», рассчитанного путем «замораживания» коэффициентов уравнений системы.

На рис. 2 приведены данные расчетов амплитуд колебаний нелинейной системы «ЖРДУ—корпус ракеты» с «замороженными» коэффициентами для ряда моментов времени t полета РН и для нестационарной системы «ЖРДУ—корпус ракеты». При $0 < t < 7$ с и $40 < t < 60$ с максимальные значения \bar{n}_{no} амплитуд колебаний нестационарной системы «ЖРДУ—корпус ракеты» могут быть в несколько раз меньше амплитуд колебаний автоколебательной (с «замороженными» коэффициентами) системы. В нестационарной системе «ЖРДУ—корпус ракеты» из-за изменения значений коэффициентов системы амплитуды колебаний продольной перегрузки корпуса «не успевают» развиться до значений амплитуд колебаний автоколебательной систе-

мы. Из этого следует, что значения n_{no} , полученные с использованием приближенных методов, могут существенно превышать значения амплитуд колебаний, определенные при исследовании нестационарной системы или летных испытаниях ракеты-носителя. Иными словами, если бы предельно допустимое значение n_{no} находилось на уровне 0.6 г, то точность методов, базирующихся на исследовании автоколебательной системы «ЖРДУ—корпус ракеты», была бы явно недостаточной.

Удовлетворительная сходимость расчетных амплитуд продольных колебаний базовой двухступенчатой ракеты и космической трехступенчатой РН и амплитуд колебаний, зарегистрированных при летных испытаниях этих ракет, позволила выполнить достаточно достоверный теоретический прогноз амплитуд колебаний осевой перегрузки в сечении космического аппарата для модернизированной космической трехступенчатой РН (рис. 5). Модификация космической трехступенчатой РН коснулась в основном габаритов и массы III ступени и полезной нагрузки.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изложен подход к математическому моделированию и анализу устойчивости системы «ЖРДУ—

корпус РН» по отношению к продольным колебаниям. Его отличительными особенностями являются наиболее полный количественный учет влияния кавитации в насосах ЖРД на динамику и устойчивость системы и возможность определения амплитуд продольных колебаний жидкостной РН.

Показана достоверность изложенного подхода, основывающаяся на удовлетворительной сходимости расчетных значений амплитуд продольных колебаний базовой двухступенчатой ракеты и космической трехступенчатой РН и значений амплитуд продольных колебаний, зарегистрированных при летных испытаниях этих ракет.

Разработанное научно-методическое обеспечение позволило впервые выполнить теоретический прогноз амплитуд продольных колебаний модернизируемой космической трехступенчатой ракеты-носителя.

1. Абгарян К. А., Рапопорт И. М. Динамика ракет. — М.: Машиностроение, 1969.—378 с.
2. Гликман Б. Ф. Автоматическое регулирование жидкостных ракетных двигателей. — М.: Машиностроение, 1989.—300 с.
3. Натализон М. С. Продольные автоколебания корпуса ракеты, сопровождающиеся разрывными колебаниями жидкости в трубопроводе // Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт.—1971.—№ 2.—С. 151—157.
4. Натализон М. С. Продольные автоколебания жидкостных ракет. — М.: Машиностроение, 1977.—205 с.
5. Пилипенко В. В. Кавитационные автоколебания. — Киев: Наук. думка, 1989.—316 с.
6. Пилипенко В. В., Задонцев В. А., Натализон М. С. Кавитационные автоколебания и динамика гидросистем. — М.: Машиностроение, 1977.—352 с.
7. Шевяков А. А., Калинин В. М., Науменкова Н. В., Дятлов В. Г. Теория автоматического управления ракетными двигателями / Под ред. А. А. Шевякова. — М.: Машиностроение, 1978.—288 с.
8. About G., Hauguel P., Hrisafovic N., Lemoine J. C. La

Prevention des Instabilités POGO sur Ariane 1 // J. Acta Astronomica.—1983.—10, N 4.—P. 179—188.

9. Pilipenko V. V. Providing the LPRE — Rocket structure dynamic compatibility // AIAA Paper.—1993.—N 2422.
10. Rubin S. «Analysis of POGO stability»: 23-th Inter. Astronautical Cong., Vienna, Oct., 1972.
11. Ryan R. S., Kiefling L. A., Buchanan H. J., Jarvinen W. A. Simulation of Saturn V S-II stage propellant feedline dynamics // J. Spacecraft and Rockets.—1970.—7, N 12.—P. 1407—1412.

THEORETICAL EVALUATION OF THE AMPLITUDES OF POGO VIBRATIONS IN LIQUID PROPELLANT LAUNCH VEHICLES

V. V. Pilipenko, N. I. Dovgot'ko, S. I. Dolgopolov, A. D. Nikolaev, V. A. Serenko, and N. V. Khoryak

Theoretical determination of the amplitudes of longitudinal vibrations in launcher structure is a most burning problem in providing POGO-stabilit of liquid propellant launchers. Development of a mathematical model of the nonlinear nonsteady-state structural and liquid-propulsion system holds central position in the solution of the above problem. The model provides a rather comprehensive description and a high degree of authenticity. The present paper gives approach to a mathematical simulation of the closed structural and liquid-propulsion system whose parameters vary with flight time. The distinctive feature of the given approach is allowance for dynamics of cavitation phenomena in inducer-type centrifugal pumps at the dynamic mathematical model of liquid propellant rocket engine which is of fundamental importance for increasing the authenticity of theoretical determination of the amplitudes of the longitudinal vibration of the launcher structure. Analytical description of dynamics is done on the basis of a hydrodynamic model cavitational self-excited oscillations in the LPRE feedline system developed by the authors. Nonlinearities that are due to cavitation in LPRE pumps and have a determining effect on restriction of longitudinal vibration amplitudes of the structure are described. Calculation results for determining amplitudes of the longitudinal vibrations of specific launchers are presented. Authenticity of theoretical results is validated by the flight test data for these launchers.

УДК 629.76.023

Использование гиперзвуковых технологий при создании перспективных транспортных космических систем

В. И. Тимошенко¹, В. П. Гусынин²

¹Інститут технічної механіки НАНУ–НКАУ, Дніпропетровськ

²Національне космічне агентство України, Київ

Надійшла до редакції 30.06.98

Розглянуто питання використання гіперзвукових технологій для створення перспективних транспортних космічних систем. Описується стан цього напрямку в Росії, США та в країнах Європи і Азії. Приведено опис стану проектних, теоретичних, експериментальних та технологічних досліджень в Україні та напрямки їх розвитку. Формулюються можливі напрямки участі України в міжнародному співробітництві.

МИРОВЫЕ ТЕНДЕНЦИИ РАЗВИТИЯ ТРАНСПОРТНЫХ КОСМИЧЕСКИХ СИСТЕМ

Области космической деятельности в коммерческих и правительственныех целях смогут значительно расшириться, если будут преодолены три тормозящих фактора: высокая стоимость выведения полезной нагрузки, низкая по сравнению с авиацией надежность запуска и длительное время подготовки полета [6]. Поиск путей снижения стоимости выведения полезной нагрузки на околоземные орбиты явился причиной разработки и создания средств доставки, в частности, ракет-носителей (РН), использующих гиперзвуковые технологии. Основными компонентами данных технологий являются прямоточные воздушно-реактивные двигатели (ПВРД), гиперзвуковые прямоточные воздушно-реактивные двигатели (ГПВРД), ракетно-прямоточные силовые установки (РПСУ), системы теплозашиты. Работы по гиперзвуковым технологиям ПВРД и ГПВРД начались в конце 1980-х гг. в

рамках национальных и международных программ по проектам: NASP в США [9, 12, 20], HOTOL в Англии*, HERMES во Франции [7, 13], SANGER в ФРГ [1, 14], R&D в Японии [8], космический самолет в Китае [2], одноступенчатый воздушно-космический самолет (АНТК им. А. Н. Туполева) и гиперзвуковая летающая лаборатория (ЦИАМ, ТМКБ «Союз») в России [11, 15]. В это же время в Украине проводились работы по проектированию ракет-носителей с ПВРД на одной из ступеней. Кроме того, Украина в составе СССР принимала участие в перечисленных проектах России.

В США в рамках проекта NASP ведутся работы по создание демонстратора перспективной технологии RLV (Reusable Launch Vehicle) [9]. Реализация этой программы позволит США иметь новое поколение транспортных космических систем (ТКС), способных доставлять на низкую околоземную орбиту полезную нагрузку массой до 18 т при стоимости 2000—4000 \$/кг. Еще более многообещающим является проект HRST (Highly Reusable Space

* Концепция проекта HOTOL заключалась в создании двухступенчатой АКС на основе украинского тяжелого дозвукового самолета-носителя «Ан-225» («Мрия») и орбитального самолета массой 250 т.

Transportation) — развитие концепции RLV. Его осуществление приведет к снижению стоимости запуска полезной нагрузки до 2000 \$/кг. Фирмы «Lockheed Martin», «McDonnell Douglas» и «Rockwell International» по контрактам с NASA осуществляют выбор концепции и начальную проработку проекта перспективного беспилотного одноступенчатого носителя многоразового использования RLV, призванного заменить транспортную космическую систему (ТКС) «Space Shuttle». В 1999 г. планируется первый полет X-33 — модели RLV в масштабе 0.5 без полезной нагрузки [3]. Рассматривается возможность начала эксплуатации многоразовой системы в 2008—2010 гг. [6].

Центр Маршалла приступил к работам по созданию комбинированной двигательной установки (ДУ) ARPTP (Advanced Reusable Propulsion Technology Program). Такая кислородно-водородная ДУ способна работать как в режиме ПВРД, так и по схеме традиционного двухкомпонентного жидкостного ракетного двигателя (ЖРД). Использование на отдельных участках полета кислорода атмосферы позволит существенно уменьшить массу и стоимость запуска ТКС. Разработка комбинированной ДУ будет проводиться до 2005 г. в четыре этапа. На первом этапе, заканчивающемся в 1999 г., предусматривается общая оценка реализуемости проекта.

Проект R&D выполняется японской Национальной аэрокосмической лабораторией под руководством общества японских авиакосмических компаний с целью экспериментальной отработки и создания комбинированной ДУ, включающей турбореактивный двигатель (ТРД) и ПВРД, для полета сверхзвукового самолета с маршевой скоростью $M = 5$.

В России, несмотря на трудности финансирования, проводится комплекс теоретических и экспериментальных исследований по гиперзвуковой технологии в ЦАГИ, ЦИАМ, ЦНИИМаш и других организациях. Отдельные работы проводятся по заказам и в кооперации с ФРГ, Францией, США. Разработана концепция одноступенчатого воздушно-космического самолета (ВКС) — проект АНТК им. А. Н. Туполева. Основные положения этой концепции: одноступенчатый ВКС с максимальной взлетной массой 70—90 т и величиной полезной нагрузки, выводимой на орбиту высотой 200 км, 8—10 т; силовая установка включает двигатели трех типов: ТРД для взлета и разгона, ПВРД и ЖРД. В проекте создания гиперзвуковой летающей лаборатории (ГЛЛ) ЦИАМ, ТМКБ «Союз», проведены первые летные испытания ГПВРД, работающего на водороде. Экспериментальный ГПВРД запускался в полете на тактической ракете «земля—воздух» СА-5 и работал в режимах ПВРД и ГПВРД

[15]. Эти запуски продемонстрировали техническую выполнимость летных испытаний с помощью ракет и возможность получить значительную информацию о работе ГПВРД. ЦАГИ в кооперации с организациями ФРГ проводят большой объем работ по отработке процессов горения в камерах сгорания ГПВРД. Аналогичные работы проводятся в ИПТМ СО РАН (Новосибирск).

Кроме тенденций разработки многоразовых ТКС, создание которых предусматривает разработку перспективных двигателей, работающих, в частности, по циклу ПВРД и ГПВРД, уделяется большое внимание и разработкам одноразовых ТКС. Анализ состояния рынка КА показывает, что в ближайшей перспективе потребуются дешевые малоразмерные носители для запуска на низкие околоземные орбиты небольших и средних по массе полезной нагрузки. Легкие носители с ПВРД способны занять существенную долю этого рынка. В пользу этого говорит и то, что стоимостная эффективность РН с ракетным двигателем (РД) снижается при уменьшении полезной нагрузки, тогда как стоимостная эффективность носителя с ПВРД остается примерно постоянной, что делает особенно выгодным применение ПВРД на легких РН [16]. Предполагается, что такие носители позволят устранить недостатки современных РН (низкая годовая интенсивность пусков, частые отсрочки запуска, ограниченные места старта) и снизить стоимость пуска. Кроме того, создание легких ракет-носителей позволит использовать стартовые позиции авиационного базирования, что особенно важно для Украины, не имеющей собственных стартовых сооружений, но обладающей мощными самолетами-носителями.

Принципы создания одноступенчатых многоразовых носителей, являющихся альтернативами для одноразовых РН, снабженных РД, главным критерием сравнения которых является стоимость выведения, рассмотрены в работе [19]. Одноступенчатый носитель должен использовать в своих двигателях в качестве окислителя на атмосферном участке полета кислород из воздуха, а далее — бортовые запасы. При этом возникает необходимость наличия на борту двух типов ДУ: РД и воздушно-ракетного двигателя (ВРД), что снижает выигрыш в использовании забортного кислорода. Показано, что наиболее эффективным для одноступенчатых носителей является создание комбинированной ДУ, включающей РД для работы на участке взлета и конце выведения, соответственно на скоростях, соответствующих числу Маха $M_\infty < 2.5$ и выше 25, и ПВРД переменной геометрии — для работы на атмосферном участке полета при скоростях $M_\infty = 2.5\ldots 20$. В то же время из литературных источни-

ков следует, что использование ПВРД и РПСУ в качестве ДУ для перспективных летательных аппаратов (ЛА) и РН при выведении на низкую околоземную орбиту малых полезных нагрузок позволит снизить стоимость выведения 1 кг ПН до 2000 долларов, а в перспективе — до 670 долларов.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА СОСТОЯНИЯ ПРОБЛЕМЫ В УКРАИНЕ

Комплексное решение проблемы создания перспективных гиперзвуковых летательных аппаратов (ГЛА), использующих ГПВРД в качестве силовой установки, требует рассмотрения ряда принципально-новых научных, технологических, проектных и производственных задач и является проблематичным для отдельной даже достаточно развитой страны. В тоже время в Украине имеется определенный потенциал для разработок отдельных элементов гиперзвуковых технологий. В частности, в течение последних 10—15 лет рядом научных и проектно-конструкторских организаций Украины (Институт технической механики НАН и НКА Украины, Институт проблем материаловедения, Институт газа НАН Украины, Государственное конструкторское бюро «Южное», Авиационный научно-технический комплекс им. О. К. Антонова и др.) проведен комплекс научных и проектных работ, связанных с разработкой математических моделей термогазодинамических процессов, сопровождающих функционирование ГПВРД, решением вопросов термохимической конверсии углеводородных горючих, подбора теплозащитных материалов, а также вопросов реализуемости технических решений как при создании перспективных ГЛА, так и двигательных установок, работающих по циклу ПВРД и ГПВРД. Эти работы проводились в сотрудничестве с российскими организациями (ЦИАМ, ЦАГИ, СКБ «Нева», НПО «Молния» и др.).

Вопросы разработки гиперзвуковых технологий, возникающие при создании ГЛА с ПВРД, были рассмотрены в теме «Гиперзвук», выполнявшейся в 1993—1996 гг. по заданию Национального космического агентства Украины в соответствии с Государственной космической программой Украины.

Работы проводились по следующим направлениям: концептуальное обоснование компоновочных схем ГЛА с ГПВРД (ракеты-носители, летающая лаборатория, экспериментальный гиперзвуковой самолет); концептуальные, научные и проектные исследования, направленные на создание комбинированной двигательной установки, работающей как в режиме ЖРД, так и ПВРД и ГПВРД; разработка

элементов экспериментальных установок и создание экспериментального стенда для отработки сверхзвукового горения в камерах сгорания ГПВРД; разработка методического и программного обеспечения и проведение численных исследований аэродинамики внешнего сверх- и гиперзвукового обтекания ЛА, процессов в воздухозаборниках и камерах сгорания ПВРД и ГПВРД, теплового состояния элементов поверхности ГЛА; анализ возможностей Украины в создании теплозащитных материалов; концептуальные исследования вопросов создания систем управления ГЛА.

Полученные к настоящему времени результаты сводятся к следующему.

КОСТРУКТОРСКАЯ ПРОРАБОТКА КОНЦЕПЦИЙ И ВАРИАНТОВ ГЛА

Рассмотрены три направления: разработка компоновочных схем и уточнение основных характеристик ракет-носителей с ГПВРД (ГКБ «Южное»); формулировка концепции летающей лаборатории АН-225/ЛАД и отработка компоновки и определение параметров экспериментального гиперзвукового крылатого летательного аппарата (АНТК им. О. К. Антонова).

При этом получены следующие результаты:

- предложена трехступенчатая РН воздушного базирования со следующими параметрами: при полезной нагрузке 50 кг масса РН — 5000 кг, скорость при старте — 330 м/с, высота старта 11000 м. На первой ступени ракеты устанавливается комбинированный многосекционный ракетно-прямоточный двигатель, на второй — твердотопливный двигатель, на апогейной ступени — ЖРД (рис. 1);
- предложены компоновки экспериментального гиперзвукового крылатого летательного аппарата (ЭГКЛА), предназначенного для проведения натурных исследований по гиперзвуковым тех-

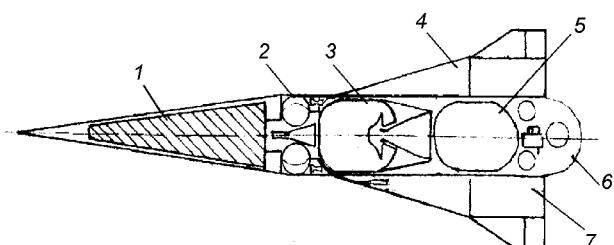


Рис. 1. Компоновочная схема ракеты-носителя: 1 — полезная нагрузка, 2 — двигательная установка апогейной ступени, 3 — РДТТ второй ступени, 4, 5 — топливные баки первой ступени, 6 — агрегатный отсек, 7 — ПВРД

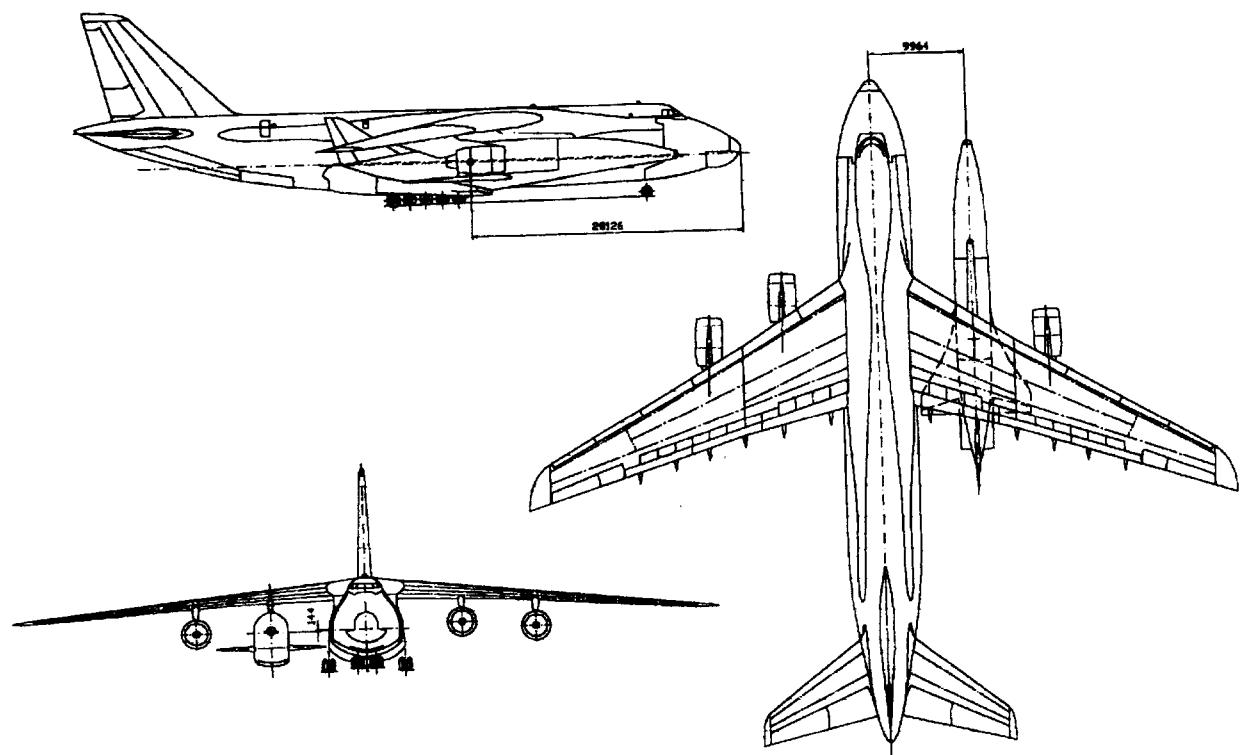


Рис. 2. Общий вид авиационно-космической системы

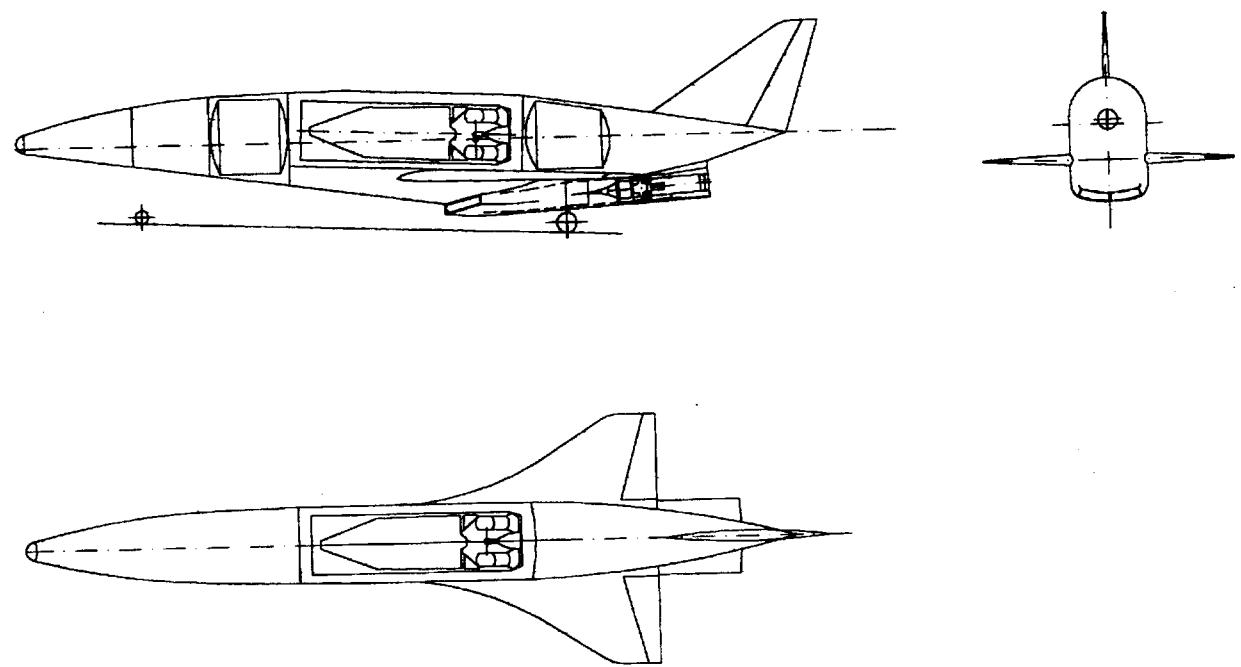


Рис. 3. Компоновка ВКС

нологиям: перспективный ЭГКЛА по схеме волнолета и ракетоплан компоновки типа «Шаттл» (ЛАД — летающий аппарат-демонстратор), основанный на элементах авиационно-космической системы (рис. 2, 3).

ПРОЕКТНАЯ ПРОРАБОТКА ВАРИАНТОВ СИЛОВОЙ УСТАНОВКИ ДЛЯ ГЛА

Потребности создания высокоеффективных разгонных и разгонно-маршевых аппаратов различного назначения определяет необходимость разработки силовой установки, предназначеннной для полета в диапазоне больших изменений скоростей (от $M = 0$ до 15 и более). Решение этой задачи возможно с помощью комбинированной силовой установки (КСУ). В ряде исследований показано, что первой составной частью такой силовой установки может быть газотурбинный или ракетно-прямоточный двигатель (РПД), работающий в диапазоне чисел Маха $M = 0...5$. Второй составной частью могут быть прямоточные двигателей с дозвуковой скоростью в камере сгорания, гиперзвуковой прямоточный двигатель со сверхзвуковой скоростью в камере сгорания или их комбинация — двухрежимный гиперзвуковой прямоточный воздушно-реактивный двигатель (ДГПВРД).

В ГКБ «Южное» разработана концепция использования продуктов неполного сгорания топлива в ЖРД и создание на ее базе ГПВРД, интегрированного с ГЛА.

Учитывая большой опыт по разработке, производству и эксплуатации ДУ на топливных парах АТ+НДМГ и жидкий кислород + керосин, целесообразно рассмотреть применение указанных топлив в КСУ.

Комбинированная силовая установка ГЛА может быть выполнена на базе узлов и агрегатов ранее разработанных жидкостных ракетных двигателей различного назначения. В состав КСУ входят следующие агрегаты и системы: камеры ЖРД, турбонасосный агрегат, газогенератор, бустерный насосный агрегат окислителя, система захолаживания, система запуска и выключения, система зажигания, система регулирования, система продувки, система наддува бака горючего. Каждая камера является первым контуром в одной секции ракетно-прямоточного двигателя (РПД), который состоит из нескольких одинаковых секций. Принципиальная схема одной из секций представлена на рис. 4.

Выбор керосина в качестве топлива определяется как имеющимся в ГКБ «Южное» опытом его использования для ЖРД, так и его более предпочтительными по сравнению с жидким водородом массовыми характеристиками, что существенно для создания более рациональной компоновки ГЛА. Однако значительно худшая по сравнению с водородом способность к воспламенению и горению ставит серьезные проблемы, связанные с ограничениями на длину камеры сгорания ПВРД, и тем более ГПВРД. Поэтому разрабатывается направление, связанное с использованием газогенератора ЖРД, являющегося составной частью комбинированного ракетно-прямоточного двигателя, для термической газификации топлива и получения топливной смеси состоящей из CO, H₂ и других газовых компонентов, которая имеет хорошие воспламенительные свойства, а также поддержание процесса горения с помощью высокотемпературных струй.

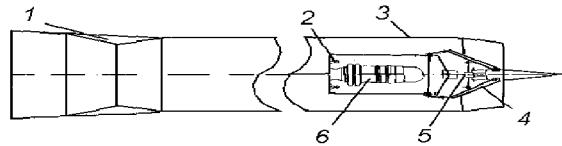


Рис. 4. Конструктивная схема модельного двигателя: 1 — выходное сопло двигателя, 2 — сопло вдува, 3 — корпус, 4 — регулируемый воздухозаборник, 5 — гидропровод, 6 — камера ЖРД

тельными по сравнению с жидким водородом массовыми характеристиками, что существенно для создания более рациональной компоновки ГЛА. Однако значительно худшая по сравнению с водородом способность к воспламенению и горению ставит серьезные проблемы, связанные с ограничениями на длину камеры сгорания ПВРД, и тем более ГПВРД. Поэтому разрабатывается направление, связанное с использованием газогенератора ЖРД, являющегося составной частью комбинированного ракетно-прямоточного двигателя, для термической газификации топлива и получения топливной смеси состоящей из CO, H₂ и других газовых компонентов, которая имеет хорошие воспламенительные свойства, а также поддержание процесса горения с помощью высокотемпературных струй.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Проведен анализ основных аэромагнитогазодинамических процессов и схем их взаимодействия при функционировании ГЛА, интегрированного с ДУ, на основе чего сформулирована обобщающая комплексная математическая модель. Основные элементы этой модели представлены в таблице. Рассмотрены термогазодинамические процессы, сопровождающие внешнее сверх- и гиперзвуковое обтекание ГЛА, интегрированного с ДУ, работу ДУ (воздухозаборник, камера сгорания, сопло) и сформулированы их математические модели. Разработаны элементы программного обеспечения для численного моделирования внешнего обтекания, отдельных процессов в камере сгорания, воздухозаборниках и соплах.

С использованием разработанного методического и программного обеспечения выяснены основные термогазодинамические особенности функционирования ГЛА и его элементов.

Комплексная математическая модель аэромагазодинамики ГЛА, интегрированного с ДУ

Перечень процессов и их математических моделей	Получаемые результаты	Перечень процессов, для моделирования которых используются результаты в качестве входных данных
1. Внешнее обтекание ГЛА: уравнения газовой динамики (невязкое приближение); уравнения пограничного слоя (ламинарный, турбулентный); физико-химическая кинетика (равновесная, неравновесная); вязко-невязкое взаимодействие	Распределенные и суммарные силы — давление, трение; тепловые потоки; параметры на входе в воздухозаборник — давление, расход, термодинамические параметры (температура, химический состав газа)	Течение в воздухозаборнике; истечение газа из камеры сгорания, течение через сопло; процессы в системе тепловой защиты и теплообменниках; нетрадиционные технологии
2. Течение в воздухозаборнике: уравнения газовой динамики (невязкое приближение); уравнения пограничного слоя (ламинарный, турбулентный); физико-химическая кинетика (равновесная, не равновесная); вязко-невязкое взаимодействие	Давление, трение, тепловые потоки; параметры на входе в камеру сгорания — поля давления и скоростей, температура, химический состав газа, потери полного давления	Процессы в камере сгорания и ДУ; процессы в системе тепловой защиты и теплообменниках; нетрадиционные технологии
3. Процессы в камере сгорания и составных элементах ДУ: среднеобъемные балансовые термодинамические модели (реактор идеального смешения), квазиодномерные газодинамические и кинетические модели, уравнения пространственной газовой динамики, смешение струй, диффузионное и кинетическое горение, уравнения двухфазной газовой динамики с учетом испарения и горения	Оценка полноты смешения и сгорания топлива и эффективности работы составных элементов ДУ; давление, трение, тепловые потоки; параметры на входе в сопло: поля давления и скоростей, температура, химический состав газа, потери полного давления	Истечение газа из камеры сгорания, течение через сопло; процессы в системе тепловой защиты и теплообменниках; нетрадиционные технологии
4. Истечение газа из камеры сгорания, течение через сопло: уравнения газовой динамики (невязкое приближение); уравнения пограничного слоя (ламинарный, турбулентный); физико-химическая кинетика (равновесное, неравновесное, замороженное истечение)	Давление, трение, тепловые потоки на задней нижней поверхности ЛА; вклад в суммарную подъемную силу и тягу	Внешнее обтекание ГЛА (формирование подъемной силы и тяги); процессы в системе тепловой защиты и теплообменниках; нетрадиционные технологии
5. Процессы в системе тепловой защиты и теплообменниками: уравнения стационарной и нестационарной теплопередачи в элементах конструкции ЛА и ДУ; квазиодномерные гидрогазодинамические модели; термодинамика и кинетика физических и химических процессов в хладоагенте (фазовые превращения, термохимическая конверсия)	Температура элементов поверхности ЛА и ДУ; гидравлические потери в теплообменниках, расход хладоагента, его температура, химический состав, теплотворная способность на выходе из теплообменника; оценки повышения эффективности сгорания продуктов конверсии топлива	Внешнее обтекание ГЛА (теплообменные процессы в пограничном слое, трение); течение в воздухозаборнике; процессы в камере сгорания и элементах ДУ; истечение газа из камеры сгорания, течение через сопло; нетрадиционные технологии

Для изучения общих закономерностей влияния различных газодинамических процессов на тяговые характеристики ГПВРД сформулирована предельно упрощенная математическая модель камеры сгорания (КС), позволяющая проводить расчет с использованием конечных формул. В рамках этой модели проведены параметрические оценочные расчеты зависимости тяги идеализированного ГПВРД от числа M полета, степени сжатия потока перед воздухозаборником и в воздухозаборнике, количества подводимого тепла в КС (другими словами, от удельного расхода топлива и его вида) и др.

Проведены оценки параметров ПВРД и ГПВРД при использовании различных топлив: керосин, метан, водород и смесь водорода с ацетиленом, которая получается при термическом разложении метана. Для изучения общих закономерностей влияния различных газодинамических процессов на тяговые характеристики ГЛА с ГПВРД сформули-

рована предельно упрощенная математическая модель КС. Это дало возможность исследовать параметрическую зависимость тяги идеализированного ГПВРД от скорости полета, степени сжатия потока перед воздухозаборником и в воздухозаборнике, количества подводимого тепла в КС (другими словами, от удельного расхода топлива и его вида) и др. На рис. 5, *a* приведена зависимость удельной тяги двигателя P_v от числа Маха полета M_e (P_v отнесено к скорости звука в набегающем потоке). Степень сжатия потока в диффузоре определяется параметром $K_d = M_k/M_d$ — отношением чисел Маха на входе в камеру сгорания и на входе в диффузор. Линии 1—5 соответствуют случаям почти полного торможения потока в диффузоре $K_d = 0.01$ и значениям $K_d = 0.5, 0.75, 0.9$ и 1. Сжатие в диффузоре считается изоэнтропическим, сжатие потока перед входом в диффузор осуществляется в системе косых скачков уплотнения, образованных

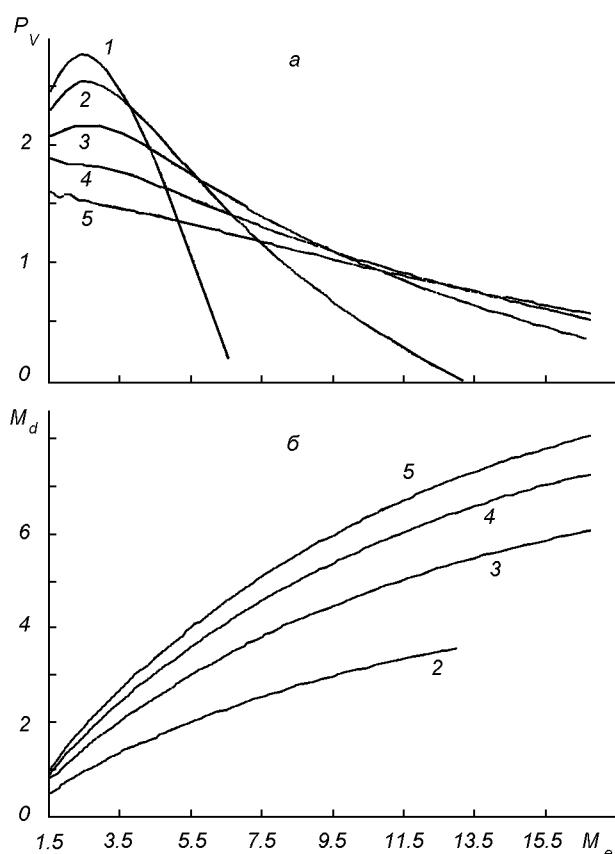


Рис. 5. Зависимость удельной тяги ПВРД (а) и числа Маха в камере сгорания (б) от скорости ГЛА

при обтекании трехсоставного клина при $\theta_0 = 5^\circ$ и $\Delta\theta_i = 5^\circ$. При малом числе в камере сгорания зависимость P_v от M_e имеет немонотонный характер. Вначале P_v увеличивается, что связано с повышением степени сжатия потока на входе в камеру сгорания при увеличении P_v , затем уменьшается, что связано с преобладающим влиянием уменьшения подводимого тепла. При $M_e = 6$ давление $P_v \rightarrow 0$, потому что статическая температура на входе в камеру сгорания достигла предельно допустимого значения T_k (в расчетах принималось $T_k = 3000$ К) и подвод тепла прекращается. С увеличением чисел Маха в камере сгорания ($K_d = 0.5, 0.75, 0.9$ и 1) уменьшается степень сжатия потока, что приводит к снижению максимальных значений P_v , но растягивается диапазон P_v , в котором тяга двигателя не равна нулю. На рис. 5, б показан характер изменения числа Маха на входе в камеру сгорания. Данные, приведенные на рис. 5, являются

модельными и характеризуют ориентировочные уровни параметров. Но уже из анализа этих данных следует, что при больших сверхзвуковых скоростях полета скорость воздуха в камере сгорания будет большой, что влечет за собой повышенные требования к скорости воспламенения и сгорания горючего.

На основе численного конечно-разностного решения уравнений газовой динамики проведены исследования влияния на тягово-аэродинамические характеристики таких процессов, как обтекание нижней поверхности ГЛА и его влияние на степень сжатия и термодинамическое состояние потока перед входом в воздухозаборник, силовое и тепловое воздействия струи ДУ на внешнюю поверхность ГЛА, вклад этого воздействия в тягу и подъемную силу.

Сформулирована математическая модель для оценок параметров системы охлаждения поверхностей ГЛА путем прокачки под его обшивкой хладагента, создано программное обеспечение; построены nomogramмы, которые дают возможность проводить предварительные оценки эффективности систем охлаждения для теплонапряженных элементов поверхности ГЛА в широком диапазоне параметров (расхода охладителя, его термодинамических характеристик, теплофизических характеристик материалов обшивки, коэффициентов теплоотдачи и др.). Проведены исследования влияния условий полета и охлаждения на тепловое состояние поверхности ГЛА стилизированной формы.

Проведены численные исследования распределения тепловых потоков и равновесной температуры вдоль элементов поверхности ГЛА. Оценено влияние геометрических и теплофизических параметров на уровень тепловых потоков в наиболее теплонагруженных местах поверхности ГЛА.

Результаты теоретических исследований дают основание для формулировки основных проблемных вопросов, возникающих при создании ГПВРД и ГЛА. Эти вопросы связаны с обеспечением условий для сгорания горючего в пределах камеры сгорания и тепловой защитой теплонапряженных элементов камеры сгорания и ГЛА.

Эти проблемы определили направления экспериментальных и технологических исследований.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ И ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Особую важность для организации эффективной работы прямоточного воздушно-реактивного двигателя имеют процессы приготовления смеси жидкого

углеводородного топлива и его сжигания в до- и сверхзвуковом потоке воздуха.

Для экспериментальных исследований процессов подготовки топлива и его сжигания в сверхзвуковом потоке в ИТМ с использованием камеры сгорания воздушно-реактивного авиационного двигателя созданы элементы экспериментальной установки. Они предназначены для отработки вопросов термической газификации авиационного керосина в потоке воздуха с целью получения хорошо воспламеняющейся в сверхзвуковом потоке воздуха топливовоздушной смеси. Основными конструктивными элементами установки являются: трубчатая камера сгорания серийного авиационного двигателя; система топливоподачи, включающая топливный бак, насос с электродвигателем, подводящие трубопроводы; система воздухоснабжения, состоящая из компрессора с мерным коллектором и шиберной заслонкой, система поджига горючей смеси в камере сгорания; пульт управления с регуляторами запуска, останова и контроля режимов работы камеры сгорания, камера конверсии с форсункой для подвода керосина, выходного патрубка с заслонкой (рис. 6). В результате проведенной отладки и пробных экспериментов определены диапазоны рабочих режимов установки: расход воздуха через камеру сгорания составляет 40—120 г/с; давление воздуха на входе в КС — до 0.2 мПа; давление топлива на линии подачи — до 5 мПа. Массовый расход топлива через форсунку КС 4—10 г/с. Массовый расход топлива через форсунку КК 2—10 г/с; температура продуктов сгорания на выходе

из КС 500—1000 °C; давление (статическое) в КК 0.11—0.12 мПа; температура конверсии — 600—1000 °C.

Качественным способом (при помощи поджига газов, истекающих из отводящего патрубка камеры конверсии) определено наличие горючих компонентов в выходных газах КС и КК. Для определения количественного состава смеси использовался хроматограф «Поиск-4». Разработана схема установки для исследования горения продуктов конверсии керосина в сносящем потоке (рис. 7). Предложена компоновка системы создания сверхзвукового потока. При этом максимально учтена конструктивная схема узла подготовки горючей смеси. Рабочая часть установки для создания сверхзвукового потока должна обеспечить исследование процессов горения продуктов конверсии керосина при числах Маха спутного потока порядка 1.2—1.5. Расчетным путем с использованием эмпирических зависимостей для водородно-воздушной смеси найдена ориентировочная длина сверхзвукового участка рабочей части установки. Она должна быть не менее 1000—1500 мм.

В Институте газа НАНУ экспериментальным путем в лабораторных условиях найдены особые условия, обеспечивающие конверсию горючего без отложения сажи на примере реактивного топлива Т-1. Решение проблемы состоит в комплексном использовании ряда факторов, таких как подбор катализатора, дозирование окислителя, оптимизация гидродинамического режима проведения процесса; предложено аппаратное оформление исполь-

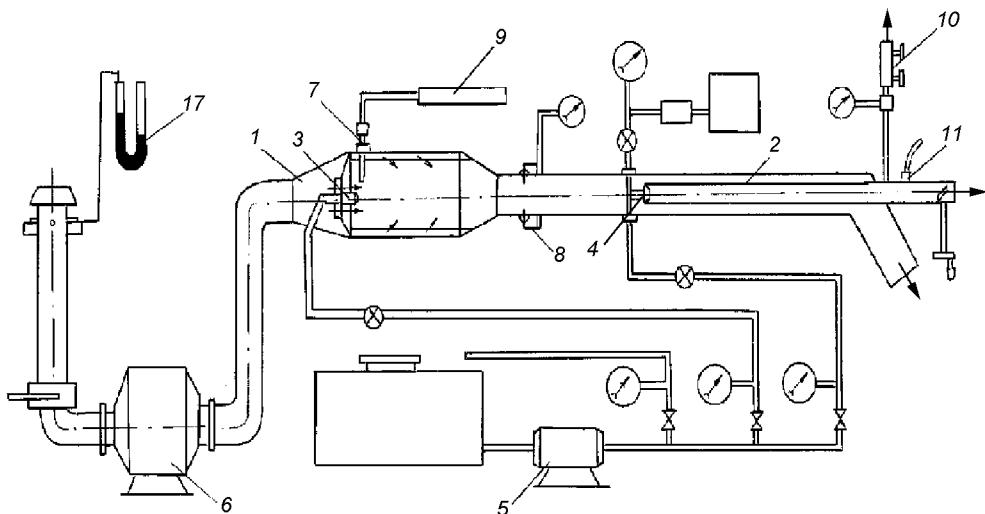


Рис. 6. Состав установки для исследования конверсии керосина: 1 — камера сгорания ВРД(КС); 2 — камера конверсии (КК); 3 — форсунка КС; 4 — форсунка КК; 5 — насос для керосина; 6 — компрессор; 7 — свеча поджига; 8 — датчик температуры; 9 — насос для ментола (воды); 10 — пробоотборное устройство; 11 — термопара

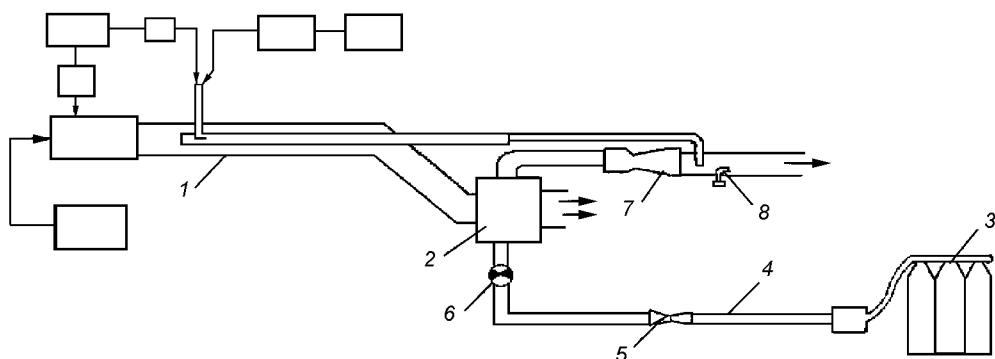


Рис. 7. Схема установки для исследования горения продуктов конверсии керосина в сносящем потоке: 1 — установка для конверсии керосина; 2 — теплообменник; 3 — баллонная батарея; 4 — мерный участок; 5 — расходомерное устройство; 6 — шаровый кран; 7 — сверхзвуковое воздушное сопло; 8 — дежурный факел

зования горючего совместно с продуктами частичной конверсии и воздухом в реальных условиях на ГПВРД.

С целью объединения усилий разных исполнителей на поиск оптимальных вариантов конструктивного исполнения ГПВРД разработана концепция создания экспериментальной установки для разработки и экспериментальной проверки эффективных методов смесеобразования жидких углеводородных топлив; определения рациональной структуры, оптимальных конструктивных и режимных параметров системы смесеобразования и зоны горения их в сверхзвуковом потоке. Эта установка представляет собой стенд, объединяющий показанные на рис. 6, 7 системы создания сверхзвукового потока и подготовки хорошо воспламеняющихся углеводородных топливовоздушных смесей. Горение при этом может быть организовано разными способами.

Совместное использование разработанного программно-методического обеспечения и экспериментальных установок позволяет получить критерии пересчета экспериментальных данных на натурные условия и разработать рекомендации по выбору проектных параметров ГПВРД, интегрированного с летательным аппаратом.

В Институте проблем материаловедения в результате аналитического обзора теплозащитных материалов и конструкций, используемых в аэрокосмической технике, подобраны классы материалов для защиты теплонапряженных элементов ГЛА. Кромки с малыми радиусами затупления, нагревающиеся до температуры 3500—3700°C, должны защищаться путем принудительного охлаждения, выпаривания либо использования абсорбирующих материалов. Радиационные теплозащитные материалы типа «углерод—углерод» надежно работают в диапазоне температур 1260—1650°C. В диапазоне

800—1260 °C может использоваться высокотемпературная плиточная теплозащита. Низкотемпературная теплозащита используется при температурах 370—800 °C, это может быть гибкий теплозащитный материал. Проанализированы возможности Украины в создании теплозащитных материалов для ГЛА. Установлено, что практически для всех теплонапряженных зон ГЛА необходимые материалы могут быть сделаны в Украине.

Сформулированы проблемные вопросы разработки системы управления ГЛА с позиций требований, которые предъявляются к аэротермодинамике ГЛА. Разработан алгоритм, в соответствии с которым выполняется коррекция конфигурации ГЛА как объекта управления.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполненные исследования дают основание заключить, что имеется методологический задел (проектные проработки, математические модели, алгоритмическое и программное обеспечение, элементы экспериментального оборудования) достаточный для проведения концептуальных и проектных исследований по проблеме создания в Украине гиперзвуковых технологий, в частности гиперзвукового прямоточного воздушно-реактивного двигателя.

Ближайшие цели исследований следующие.

1. Завершение создания стенд для изучения термохимической конверсии горения жидких углеводородных топлив в сверхзвуковом потоке и проведения экспериментальных и теоретических исследований в направлении обоснования проектных параметров ГПВРД.

2. Экспериментальные и теоретические исследования по обоснованию и дальнейшей доработке

предложенных технологий: охлаждения теплонапряженных элементов поверхностей ГЛА и создание смесей и сжигание топливно-воздушных смесей в сверхзвуковом потоке воздуха.

3. Дальнейшая доработка комплексной математической модели аэротермогазодинамики ГЛА и его систем и оптимизация проектных параметров ГЛА, ракет-носителей, их основных узлов и систем, особенно гиперзвукового ПВРД.

4. Углубленная проработка отдельных предложений по формулированию гиперзвуковых программ в Украине — ракеты-носителя с ГПВРД, летающей лаборатории «АН-225/ЛАД» и ЭГКЛА.

5. Работа по установлению межгосударственных контактов.

Конкурентоспособность разработок, касающихся создания РПСУ, определяется большим опытом ГКБ «Южное» в создании и отработке как РД, так и РН различного назначения, наличием экспериментальной базы (ГКБ «Южное», Институт технической механики НАН и НКАУ) для практической отработки технологических процессов, разработкой научных основ и техническими предложениями на использование термохимической конверсии жидкого углеводородного горючего (Институт газа НАНУ) и опытом создания теплозащитных материалов для КС ДУ и теплонапряженных участков поверхности ЛА (Институт проблем материаловедения НАНУ). Украина имеет все основания получить приоритет в создании РН с ГПВРД, предназначенных для выведения малогабаритных космических аппаратов. Это, с одной стороны, необходимо для создания перспективных конкурентоспособных на мировом рынке РН, а с другой — является необходимым этапом отработки комбинированных ДУ, работающих по циклу РПСУ с до- и сверхзвуковым горением. Выбор такой стратегии позволит Украине принять участие в международных кооперациях и решить отдельные вопросы укрепления своих позиций как космической державы. Одним из таких вопросов является разработка транспортных космических систем, запускаемых со своей территории — систем авиационного базирования. Немаловажное значение при этом имеет повышение эффективности транспортных систем в смысле снижения стоимости выведения полезной нагрузки на орбиту, повышения надежности и конкурентоспособности.

Полученные к настоящему времени результаты [4, 5, 10, 17, 18] и планы на будущее дают основание для формулировки предложений по участию Украины в международной кооперации по созданию комбинированной РПСУ как в части теоретической и экспериментальной отработки процессов сжигания жидких углеводородных горючих, так и в части проектной проработки РПСУ.

В этом направлении уже проведена определенная работа. Имеются контакты с подразделениями ЦИАМ, ЦАГИ (Москва), Институтом прикладной и теоретической механики СО РАН (Новосибирск), занимающимися разработкой ГПВРД. На XIII конференции ISOABE* сделан обзорный доклад «Научные и проектные исследования прямоточных воздушно-реактивных двигателей и гиперзвуковых технологий на Украине» [17] и установлены прямые контакты со специалистами из США и ФРГ. Украина получила представительство в исполнительном комитете ISOABE, что дает дополнительные возможности установления международных контактов и вступления в кооперацию по созданию комбинированной силовой установки.

1. Развитие исследований воздушно-космических систем и их силовых установок в странах Западной Европы в 1990—1991 гг. // Новости зарубеж. науки и техн. Сер. Двигатели для авиац. и космонавтики / ЦАГИ.—1992.—№ 3.—С. 1—25.
2. Струков Ю. П. Мировое самолетостроение // Итоги науки и техники. ВИНТИ. Сер. Авиастроение.—1991.—12.—С. 1—282.
3. Тимаков С., Шинькович О. США. Испытания Х-33 отложены // Новости космонавтики.—1997.—7, № 24.—С. 52—55.
4. Тимошенко В. И., Белоцерковец И. С., Галинский В. П. Обобщенная математическая модель тепломассообменных процессов гиперзвукового летательного аппарата, интегрированного с гиперзвуковым воздушно-реактивным двигателем // Тепломассообмен. Вычислительный эксперимент в задачах тепломассообмена и теплопередачи: Тр. III Минского междунар. форума. — Минск, 1996.—Т. 9.—С. 64—68.
5. Тимошенко В. И., Галинский В. П., Белоцерковец И. С. Численное моделирование процессов аэротермодинамики гиперзвукового летательного аппарата и трактов двигателей // Научно-технические проблемы космонавтики и ракетостроения: Тез. и аннот. докл. междунар. конф., 23—25 апреля 1996. — М.: ЦНИИмаш, 1996.—С. 127—128.
6. Bekey I. Access to space // Acta astronaut.—1996.—39, № 7.—Р. 537—552.
7. Euro-Hermespace Industrial Mobilization // Rev. aerospac.—

* ISOABE-International society for airbreathing engines (Международное общество по воздушно-реактивным двигателям). ISOABE является неправительственной организацией, организованной более 25 лет тому назад под юрисдикцией США и Бельгии. Задачами этого общества является обеспечение свободного обмена на международном уровне знаниями в области воздушно-реактивных двигателей для ЛА. Организационные вопросы решаются ежегодно на заседаниях Исполнительного комитета этого Общества, в который входят представители более 30 стран Европы, Азии, Америки. В обеспечение решения основных своих задач ISOABE регулярно, с периодичностью раз в два года проводит международные конференции, издает труды этих конференций и распространяет их среди организаций и стран-членов ISOABE.

- 1992.—N 86.—P. 20—23.
8. Hamano M., Sono H., Murashima K. Overview of the Japanese National Project «Super/Hyper-Sonic Transport Propulsion System» // Pap. 13th Int. Symp. on Air Breathing Engines ISOABE, Chatanooga, Tennessee, USA, 7-12 Sept., 1997. — Chatanooga, 1997.—Vol. 1.—P. 43—50.
 9. Johnson-Preese J., Handberg R. NASP as an american orphan bureaucratic politics and the development of hypersonic flight // Space flight.—1991.—33, N 4.—P. 134—137.
 10. Legeza V. S., Polujan N. V., Timoshenko V. I., et al. Conceptual statement of creation of rocket-ramjet engine with hydrocarbonic fuel // Proc. of Fourth Ukraine-Russia-China Symp. on Space Science and Technology. — Kiev, 1996.—Vol. I.—P. 352—353.
 11. Leuchsner V. Russen testen Scramjet // Flug. Rev.—1992.—N 9.—P. 78—79.
 12. Mankins J. C. Highly reusable space transportation: approaches to the problem // AIAA Paper.—1995.—N 4085.—P. 1—16.
 13. Marguet R., Cazin P., Falempin F., Petit B. Review and Comments on Ramjet Research in France // Pap. 13th Int. Symp. on Air Breathing Engines ISOABE, Chatanooga, Tennessee, USA, 7-12 Sept., 1997. — Chatanooga, 1997.—Vol. 1.—P. 3—13.
 14. Project Sanger // Aviat Week and Space Technol.—1991.—134, N 16.—26 p.
 15. Roudakov A. Some problems of scramjet propulsion for aerospace planes: Part 2. Scramjet: development and test problems // AGARD Lecture Series 194.—1994.—26 p.
 16. Stalker R. J. Scaling laws and the launch vehicle market [Pap.] 7th Nat. Space Eng. Symp. and short course spacecraft Eng. «Int. Co-op.-Reg. Space Opportun.», Canberra, 21-25 Sept., 1992 // Nat. Conf. Publ. / Instr. Eng., Austral.—1992.—N 92/9.—P. 119—123.
 17. Timoshenko V. I., Gusynin V. P. The scientific and design investigation on ramjet engines and hypersonic technologies in Ukraine // Proc. of 13th Inter. symp. on Air Breathing Engines ISOABE, Chatanooga, Tennessee, USA, 7-12 Sept., 1997. — Chatanooga, 1997.—Vol. 2.—P. 1473—1481.
 18. Timoshenko V. I., Urussky O. S., Gusynin V. P. Main directions of development of scientific bases for hypersonic technologies in Ukraine // Proc. of Fourth Ukraine-Russia-China Symp. on Space Science and Technology. — Kiev, 1996.—Vol. 1.—P. 272—274.
 19. van den Driesen J. Scramjets and single stage to orbit flight // News Bull / Astronaut. Soc. West. Austral.—1993.—19, N 1.—P. 8—10.
 20. Wawick G. The X-files // Flight Int.—1995.—147, N 4472.—P. 40—41.

USE OF HYPERSONIC TECHNOLOGIES IN CREATING PROMISING TRANSPORT SPACE SYSTEMS

V. I. Timoshenko and V. P. Gusynin

We discuss the use of hypersonic technologies in creating promising transport space systems. The state of research in this field in Russia, USA, and in countries of Europe and Asia as well as in Ukraine is described. Possible participation of Ukraine in the international cooperation is discussed.

УДК 629.782.05

Условия безопасности разделения ступеней авиационно-космических систем

А. П. Панов¹, В. П. Гусынин², И. И. Сердюк³, А. С. Карпов³

¹Інститут космічних досліджень НАНУ–НКАУ, Київ

²Національне космічне агентство України, Київ

³Авіаційний науково-технічний комплекс ім. О. К. Антонова, Київ

Надійшла до редакції 25.05.98

Формулюються умови безпечноого розділення ступенів авіаційно-космічних систем горизонтального старту. Контроль виконання цих умов в польоті дозволить забезпечити безударне розходження ступенів, що розділяються, та уникнення небезпечноного теплового та акустичного впливу ракетних двигунів верхнього ступеня на літак-носій.

В настоящее время во многих странах мира (США, Япония, Англия, Германия, Россия, Украина и др.) ведутся исследования по разработке перспективных средств выведения космических аппаратов — авиационно-космических систем (АКС), активно использующих аэродинамические силы в плотных слоях атмосферы. Особое внимание уделяется двухступенчатым АКС, использующим в качестве первой ступени дозвуковые самолеты-носители (СН) для обеспечения необходимых параметров полета, при которых стартующая с самолета-носителя вторая ступень АКС выводит на орбиту требуемую полезную нагрузку [3].

В качестве одного из вариантов самолета-носителя рассматривается сверхтяжелый самолет «Ан-225», созданный на Киевском авиационном научно-техническом комплексе им. О. К. Антонова [1]. На базе самолета «Ан-225» разработаны проекты различных авиационно-космических систем, такие как «Свитязь» (главной разработчик — ГКБ «Южное», Украина), МАКС (главной разработчик — НПО «Молния», Россия), «Интерим-Хотол» (главной разработчик — фирма «Бритиш Эйрспейс», Англия) и др. Общие виды АКС «Свитязь», МАКС и «Интерим-Хотол» показаны на рис. 1. В качестве

второй ступени (ВС) АКС могут быть использованы ракеты-носители, орбитальные самолеты, грузовые блоки выведения.

Создание двухступенчатых АКС требует решения ряда специальных задач, одной из которых является безопасное разделение ступеней [2]. При этом необходимо реализовать такое относительное движение ступеней АКС, при котором обеспечивается их безударное расхождение и гарантируется прохождение факела работающих ракетных двигателей отделяемой второй ступени на расстоянии от поверхности СН, безопасном по тепловому и акустическому воздействию.

Отделение размещаемой на фюзеляже СН второй ступени АКС производится при отрицательных значениях нормальной перегрузки под действием инерционных сил. Для создания отрицательной нормальной перегрузки самолетом-носителем выполняется динамический маневр процесса разделения.

Конец этапа разделения ВС и СН или начало этапа их активного разведения определим моментом времени включения маршевых двигателей ВС. При этом время разделения (ориентировочно несколько секунд) определяется прежде всего услови-

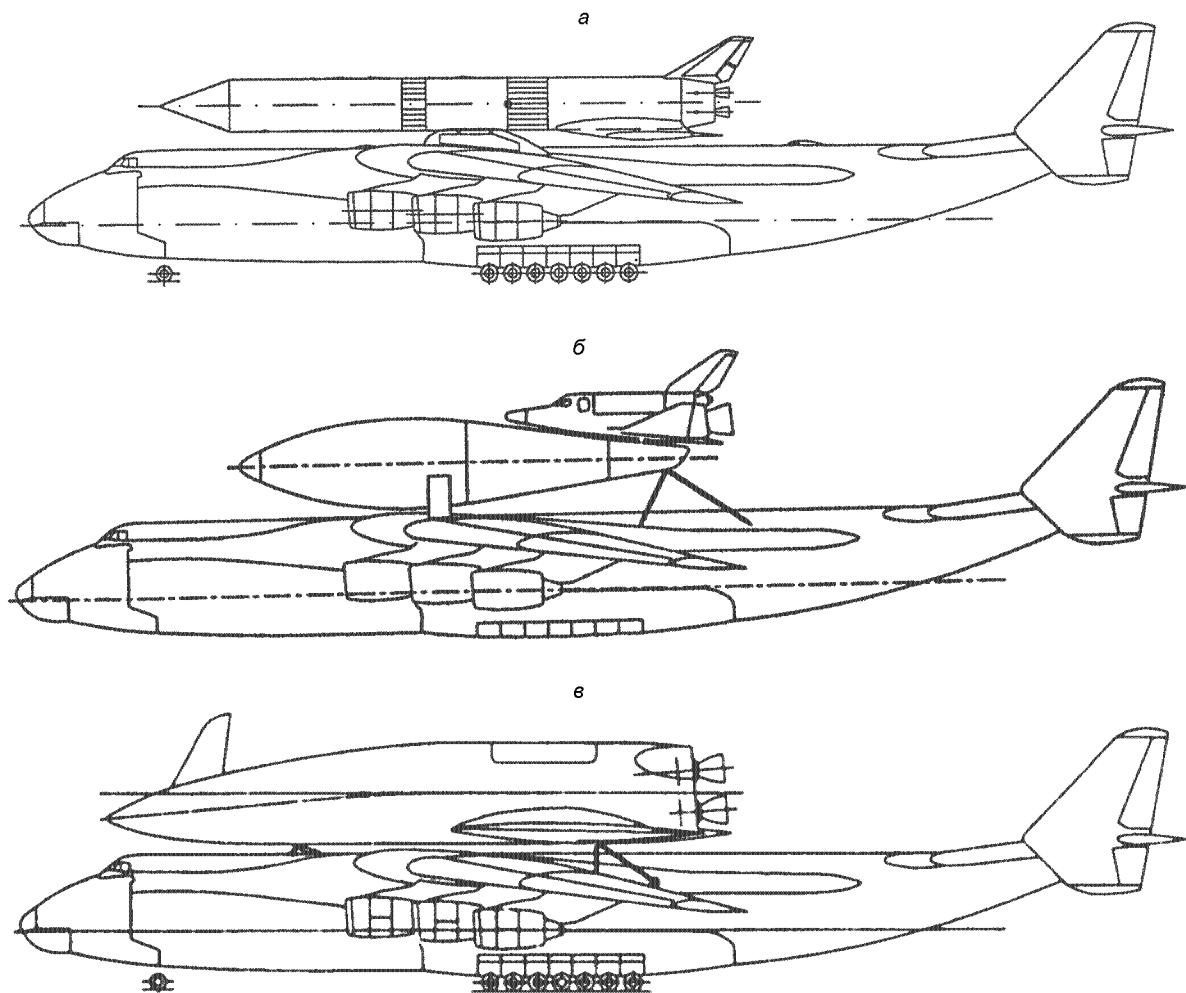


Рис. 1. Авиационно-космические системы: а — «Святая», б — «МАКС», в — «Интерим-Хотол»

ями безопасного пространственного разделения СН относительно ВС и факела ее двигателей. На этапе разделения должна осуществляться автоматическая стабилизация углового положения ВС относительно СН по углам тангажа, крена и рыскания, а на этапе разведения ВС и СН должно быть обеспечено соответствующее автоматическое управление движением центров масс ВС и СН. В связи с этим требуется автономно решать на борту ВС и на борту СН в реальном масштабе времени задачи определения пространственного относительного положения ВС и СН. Это положение можно оценивать, например, по расстояниям между их некоторыми характерными точками [5]. При этом необходимо обеспечить достаточно высокую точность определения таких расстояний (от долей метра — на этапе разделения, и до нескольких метров — на этапе разведения). Специфика этих задач требует

учета конечных размеров ВС и СН.

Предполагаем, что относительное положение любых выбранных характерных точек ВС и СН, а также углы их ориентации (углы тангажа, крена и рыскания) могут быть определены с требуемой точностью инерциальными методами [6] с применением, например, бесплатформенных инерциальных навигационных систем (БИНС) на ВС и СН [4]. При этом необходимо обеспечить работу БИНС в специальных «стартовых» режимах и осуществлять на этапах разделения и разведения обмен вычисляемой информацией между БИНС ВС и БИНС СН. Эта информация должна содержать значения координат характерных точек ВС и СН в некотором «стартовом» инерциальном ортогональном координатном базисе I (с ортами i_k , $k = 1, 2, 3$), а также значения углов ориентации связанных с ВС и СН базисов J^R (с ортами j_k^R), J^S (с ортами j_k^S)

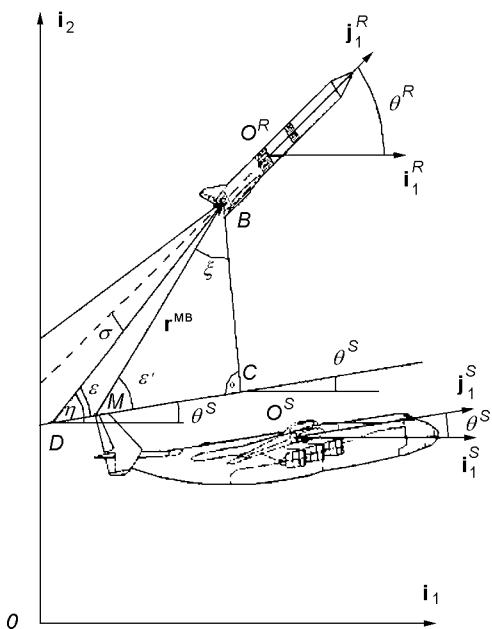


Рис. 2. Отделение ВС от СН авиационно-космической системы «Свityзъ»

относительно соответствующих им опорных базисов I^R , I^S с ортами i_k^R и i_k^S , коллинеарными ортам i_k . Начала базисов J^S , I^S расположены в точке O^S . Начало O базиса I совпадает с точкой O^S в начальный момент времени отделения ВС от СН. Орт i_1 лежит в горизонтальной плоскости, а орт i_2 направлен по вертикали вверх.

На основе этой информации может быть поставлена и решена в БИНС ВС и СН задача определения специальных углов, характеризующих в достаточно простом и наглядном обобщенном виде взаимное расположение ВС, факела ее двигателей и СН на этапах их разделения и разведения. Рассмотрим решение этой задачи в «плоской» постановке, т. е. когда вертикальные плоскости симметрии ВС и СН совпадают.

В качестве характерных точек выберем на ВС точку B , расположенную на оси симметрии ВС и совпадающую с вершиной кругового прямого конуса, в который вписывается факел маршевых двигателей ВС; на СН — точку M на середине отрезка, соединяющего две симметричные точки на верхних или «задних» кромках шайб хвостового оперения СН (рис. 2). Разности координат точек B , M по осям (ортам) i_1 , i_2 обозначим соответственно через x_{BM} и y_{BM} , а расстояние между точками определим модулем r_{MB} вектора r_{MB} , соединяющего эти точки. Для представляющего наибольший интерес случая $x_{BM} > 0$, $y_{BM} > 0$ построим прямоугольные треуголь-

ники ΔDBC и ΔMBC , в которых точки D , M , C лежат на прямой, параллельной орту j_1^S связанного с СН базиса J^S . Положение точки на этой прямой определяется углом σ , равным половине заданного угла раствора конуса факела ВС. Угол ξ в треугольнике ΔMBC представим суммой углов:

$$\xi = \xi + \theta^S,$$

где θ^S — угол тангажа СН, ξ — угол, определяемый тригонометрическими функциями:

$$\sin \xi = x_{MB} / r_{MB}, \quad \cos \xi = y_{MB} / r_{MB}.$$

Тогда угол ε' в треугольнике ΔMBC определяется следующим образом: $\varepsilon' = (\pi/2) - \xi - \theta^S$. В треугольнике ΔDBC угол ε определяется, как следует из рис. 2, соотношением $\varepsilon = \eta - \theta^S$ или, учитывая, что $\eta = \theta^R + \sigma$, где θ^R — угол тангажа ВС, соотношением

$$\varepsilon = \theta^R - \theta^S + \sigma.$$

Углы ε и ε' можно рассматривать как обобщенные угловые параметры-критерии соответственно действительного и предельно допустимого положений в вертикальной плоскости конуса факела ВС относительно СН.

Угол ε — угол наклона нижней образующей линии конуса факела ВС к орту j_1^S базиса J^S . Этот угол условно назовем углом наклона факела. Угол ε' — предельно допустимый угол, при котором конус факела касается точки M . Этот угол условно назовем углом касания факела.

Используя углы ε и ε' , можно записать основное условие возможности включения маршевых двигателей ВС (после ее отделения от СН) в виде неравенства $\varepsilon < \varepsilon'$, причем при $\varepsilon \approx \varepsilon'$ необходимо, чтобы выполнялось неравенство производных этих углов по времени:

$$d\varepsilon/dt < d\varepsilon'/dt.$$

Соотношения значений углов тангажа ВС и СН определяют дополнительное условие:

$$\theta^S < \theta^R < (\pi/2) - \xi - \sigma = \varepsilon' + \theta^S - \sigma.$$

При $\varepsilon \approx \varepsilon'$ должны выполняться также условия, налагаемые на скорости движения центров масс ВС и СН: $v_1^R < v_1^S$, $v_2^R < v_2^S$, где v_1^R , v_2^R и v_1^S , v_2^S соответственно координаты векторов скорости V^R ВС и скорости V^S СН в базисе I , которые должны вычисляться в БИНС ВС и СН. Аналогичные условия формируются для случая $x_{BM} \leq 0$, $y_{BM} > 0$. Тогда $\theta^S < \theta^R < (\pi/2) - \sigma$.

При выполнении всех этих условий (что должно проверяться в БИНС ВС и СН с требуемой мини-

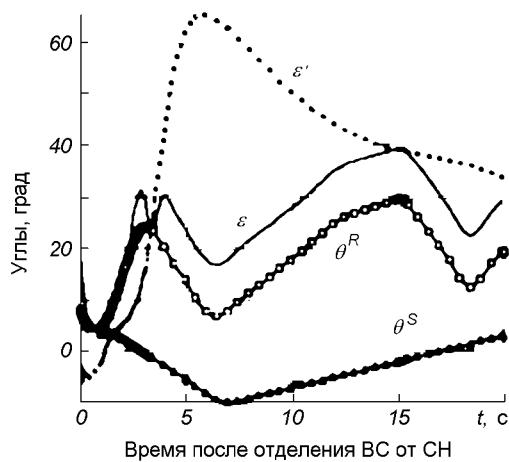


Рис. 3. Изменение углов наклона ε' и касания факела ε , углов тангажа θ^R ВС и θ^S СН при разделении ступеней АКС «Святая»

мальной дискретностью по времени) автоматически и автономно определяется и фиксируется на борту ВС и СН минимальное время этапа разделения или время включения маршевых двигателей ВС. Перечисленные условия должны выполняться и после включения двигателей ВС на протяжении всего этапа автоматического разведения ВС и СН на безопасное расстояние (например, превышающее длину факела ВС).

Контроль этих условий, осуществляемый с помощью навигационных средств ВС и СН, обеспечивает безударное расхождение разделяющихся ступеней и предотвращение опасного теплового и акустического воздействия факела ракетных двигателей ВС на СН.

На примере авиационно-космической системы «Святая» была рассмотрена задача определения условий включения управляющих и маршевых двигателей ВС после ее отделения от самолета-носителя «Ан-225».

Характерная точка В на ВС располагалась в нижней части среза сопла ближнего к поверхности фюзеляжа работающего в рассматриваемый момент двигателя ВС и перемещалась в вертикальной плоскости вместе с соплом двигателя при его поворотах.

При математическом моделировании движение каждого летательного аппарата описывалось системой нелинейных дифференциальных уравнений с переменными коэффициентами, численное интегрирование которых проводилось методом Рунге—Кутта четвертого порядка при шаге интегрирования 0.01 с.

Результаты моделирования приведены на рис. 3, 4. Запуск двигателей ВС осуществлялся через 3.4 с после ее отделения от СН. При этом выполнялись

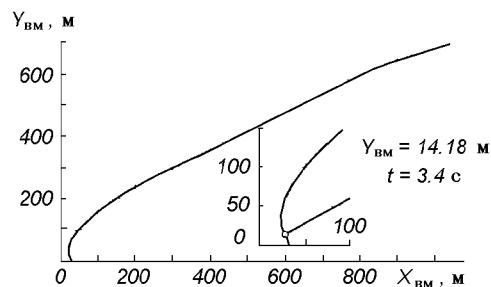


Рис. 4. Траектория относительного движения характерных точек ВС и СН при разделении ступеней АКС «Святая»

приведенные выше условия безопасности разделения и факел работающих двигателей ВС проходил выше характерных точек СН. Следует отметить, что момент запуска двигателей ВС из условия обеспечения безопасности варьируется в зависимости от параметров движения в момент разрыва связей между ВС и СН.

- Богданов О. К., Вовнянко А. Г., Карпов А. С., Сердюк И. И. Исследование влияния аэродинамического качества системы «самолет-носитель—космический аппарат» и момента запуска силовой установки КА на параметры траектории и выводимую на орбиту КА массу // Тр. первой междунар. авиакосмич. конф. «Человек—Земля—Космос». — М., 1995.—Том 3. Аэродинамика, динамика полета и управление авиакосмических систем.—С. 115—122.
- Гусынин В. П. Особенности разделения ступеней авиационно-космических систем горизонтального старта // Техническая механика.—1998.—№ 7.—С. 160—165.
- Лозино-Лозинский Г. Е., Дудар Э. Н. Сравнительный анализ многоразовых космических транспортных систем // Пробл. механики и надежности машин.—1995.—№ 4.—С. 3—12.
- Панов А. П. Математические основы теории инерциальной ориентации. — Киев: Наук. думка, 1995.—279 с.
- Панов А. П., Сердюк И. И., Карпов А. С., Гусынин В. П. Кинематические условия безопасности разделения объектов авиационно-космических систем с дозвуковым самолетом-носителем // Авиакосмическая техника и технология.—1997.—№ 3.—С. 35—39.
- Panov A. P., Karpachev Y. A., Urusky O. S., Serdjuk I. I. Inertial method for determination of conditions and time of propulsion start-up under air launch from the carrier aircraft // Proc. Forth Ukraine-Russia-China Symp. on Spaces and Technology. — Kiev, 1996.—Vol. 1.—P. 466—468.

SAFETY CONDITIONS FOR THE SEPARATION OF AEROSPACE SYSTEM STAGES

A. P. Panov, V. P. Gusynin, I. I. Serdyuk, and A. S. Kargov

Safety conditions are formulated for the separation of the stages of aerospace systems in the horizontal take-off. Control over the fulfillment of these conditions during the flight permits shock-free separation of the stages and prevention of a dangerous thermal and acoustic influence of top-stage rocket engines on the carrier plane.

УДК 550:531

Температурний режим на борту КА «Інтербол-1»

В. Є. Корепанов¹, Є. Д. Михайлова¹, М. М. Ноздрачов²

¹Львівський центр Інституту космічних досліджень НАНУ-НКАУ, Львів

²Інститут космічних досліджень РАН, Москва (Росія)

Надійшла до редакції 14.09.98

Досліджені температурні режими наукової апаратури та давачів на борту КА «Інтербол-1» під час експерименту 1995—1997 рр.

Довготривала робота наукової апаратури на борту КА «Інтербол-1» (хвостовий) протягом майже трох років дає змогу проаналізувати надійність та витривалість її окремих вузлів. У вимірювальній техніці найбільш впливовим зовнішнім фактором, який визначає надійність роботи та похибку вимірювань, є зміна температури навколошнього середовища. Компенсація цього впливу є досить коштовною, особливо при космічних вимірюваннях, але забезпечення необхідних (за метрологічними та фізико-хімічними і міцнісними вимогами) температурних режимів дає гарантію часової витривалості роботи апаратури і відповідно достовірності отриманих за її допомогою наукових результатів.

За проектом «Інтербол» моніторинг температурних режимів роботи вимірювальної апаратури за- безпечується спеціально розробленою термосистемою, що контролює температуру в кожній окремій ділянці апаратурного об'єму, а в окремих відповідальних вузлах здійснює її автоматичне регулювання.

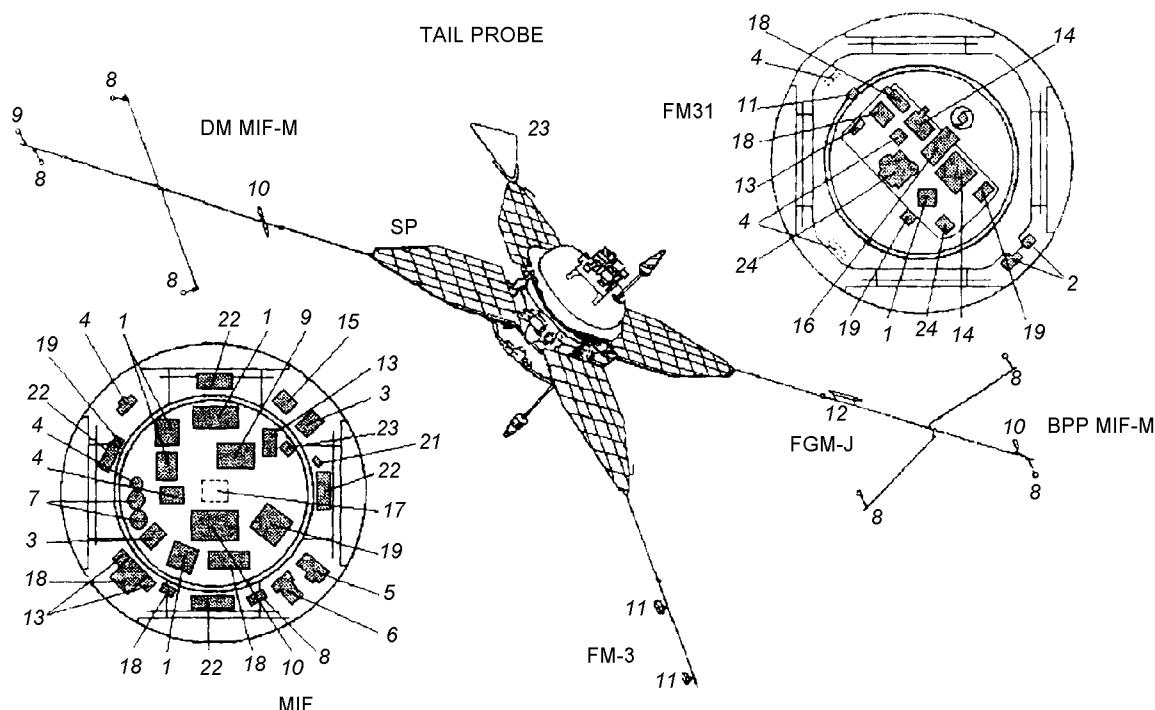
Об'єм, де розташована вимірювальна апаратура, є досить значним за розмірами і відрізняється вимогами до температурного режиму в окремих його ділянках.

Як правило, давачі (первинні перетворювачі), що реагують на зміни електромагнітних полів або інших параметрів, менш вибагливі до температурних режимів за рахунок використання для їх виготовлення спеціальних термостабільних матеріалів. В той же час вторинні електронні перетворювачі

виявляються більш чутливими до температурних умов роботи і вимагають необхідного захисту від дії навколошнього середовища (температурного, радіаційного, світлового випромінювання).

Особливо руйнівними виявляються значні циклічні перепади температури з різкими межами від T_{\min} до T_{\max} . Виходячи з вищесказаного і враховуючи температурні вимоги до різних видів приладів, розміщення вимірювальної апаратури на КА «Інтербол-Тайл Пробе» було здійснене як у гермоконтеїнері, так і поза ним [2]. При цьому частина апаратури, розміщуваної зовні, була встановлена на зовнішніх конструкціях корпусу гермоконтеїнера, що відігравали роль теплових радіаторів, а частина апаратури (в основному давачі) встановлювалась на спеціальних виносних штангах, щоб уникнути впливу випромінювання і заряду КА на результати вимірювань. Розміщення наукової апаратури на КА подано на рис. 1, де цифрами позначені прилади, які здійснювали відповідні дослідження:

- | | |
|---------------|--|
| 1 — SKA-1 | — розподіл іонів за енергіями; |
| 2 — PROMICS-3 | — розподіл енергії іонів; |
| 3 — AMEI-2 | — енергетичні спектри; |
| 4 — VDP | — потоки іонів і електронів; |
| 5 — ELECTRON | — електронні компоненти; |
| 6 — CORALL | — розподіл кут/енергія іонів; |
| 7 — ALPHA-3 | — потоки іонів теплової плазми; |
| 8 — OPERA | — електричні флуктуації; |
| 9 — BD-7-ADS | — спектральний аналіз
флуктуацій просторового струму; |



вимірювальних температур від -31°C до $+96^{\circ}\text{C}$, а давачів на сонячних батареях і штангах — від -165°C до $+70^{\circ}\text{C}$.

Частина тепла зсередини гермоконтейнера передається через теплопровідність до радіаторів-охолоджувачів, роль яких виконує лицева поверхня гермоконтейнера. Освітлюваний сонцем спеціальний термодемпфер на гермоконтейнері зменшує температурні варіації радіатора-охолоджувача. Середній ступінь почорніння зовнішньої поверхні радіатора забезпечує усереднену температуру $15-10^{\circ}\text{C}$ при номінальній тепловій потужності розсіяння вимірювальних приладів. Хімічна обробка поверхні радіаторів і демпфера та їх покриття відповідними фарбами забезпечує необхідні оптичні коефіцієнти: для радіатора $A_s \leq 0.25$, $\epsilon \geq 0.9$; для демпфера $A_s \leq 0.3$, $\epsilon \geq 0.8$, де A_s — поглинальна властивість тіла, що стабілізує температурний режим.

Вентилятор-фен під час сеансу телевіз'язку працює постійно, а між сеансами — в залежності від температури газового середовища у контейнері, що контролюється термодавачами. Коли температура знижується до $T_1 = 10 \pm 3^{\circ}\text{C}$, термодавачі подають сигнал на вимкнення фена; коли газова температура стає $T_2 = 20 \pm 3^{\circ}\text{C}$ — фен вмикається і працює у постійному режимі.

Терморежими приладів, що розташовані зовні гермоконтейнера, залежать від їх розміщення і орієнтації відносно Сонця, а також площині, внутрішньої потужності розсіяння, маси, закріплення. Ці режими визначаються траєкторією польоту КА і кутом, під яким сонячні промені освітлюють поверхню давачів чи приладів, що розташовані на гермоконтейнері, а також затіненням приладів одним. Кут нахилу осі КА до Сонця постійно контролюється і регулюється. Крім того, навіть незначні виділення тепла за рахунок розсіяння у електронних компонентах блоків попередніх підсилювачів, що розташовані разом з давачами на виносних штангах і не мають спеціального додаткового підігріву, є суттєвими, оскільки давачі, як правило, захищені спеціальними захисними чохлами та папером з вуглецевим напиленням, які затримують тепловипромінювання і тим самим стабілізують температуру біля давачів.

Щоб забезпечити режим виживання, коли КА знаходиться у тіні Землі більше як 1 год, вмикаються на підігрів теплові резистивні елементи, що мають сумарну потужність 150 Вт. В цей час термодавачі вимикаються, фени працюють постійно. Коли тінь закінчується, термодавачі вмикаються знову і керують тепловим режимом.

За проектом «Інтербол-1» при відхиленнях осі КА

Температурні режими за проектом КА «Інтербол-1»

Місце	$T_{\min}, ^{\circ}\text{C}$	$T_{\max}, ^{\circ}\text{C}$
Газ всередині приладного гермоконтейнера	0	+40
Сонячні панелі	-150	+80
Місця закріплення приладів:		
а) прилад увімкнено		
— на контейнері, верхній площаці, циліндричний опорі;	-20	+50
— на кінцях сонячних панелей, на штанзі	-50	+50
б) прилад вимкнено		
— на контейнері, верхній площаці, циліндричний опорі, на кінцях сонячних панелей, на штанзі	-150	+70

від Сонця не більш як $\pm 10^{\circ}$ і часі затінення не більше одної години температурні режими повинні відповісти поданим у таблиці.

Реальні температурні режими, як виявилось з отриманих від температурних давачів даних, дещо відрізняються від запроектованих.

На рис. 2, а подано поєднані за 1996 та 1997 рр. розподіли температури на виносних конструкціях (штангах), а на рис. 2, б — зовні гермоконтейнера КА «Інтербол», що рухається по еліптичній орбіті з періодом обертання 91 год з віддаленням 370 км у

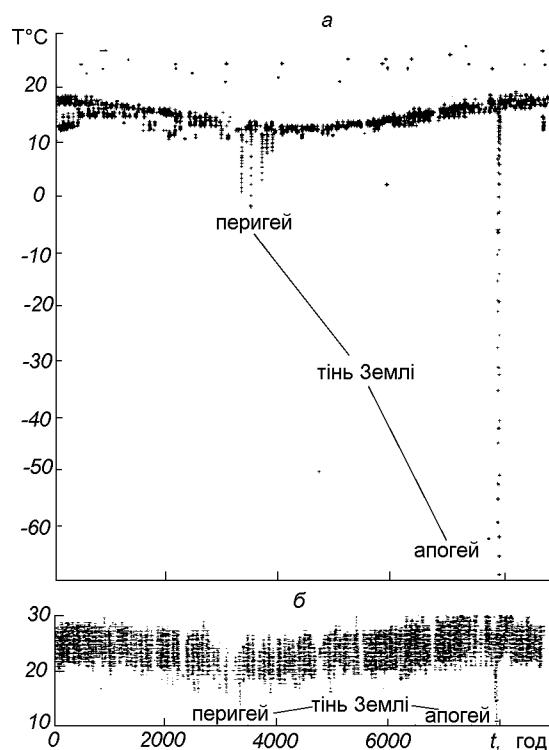


Рис. 2. Об'єднані дані за 1996 та 1997 рр. про розподіл температури: а — на штанзі; б — зовні гермоконтейнера КА

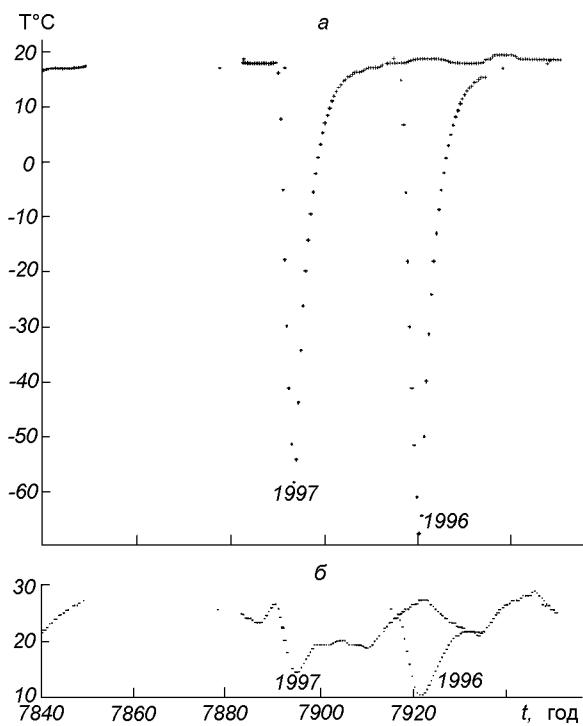


Рис. 3. Характер зміни температури при проходженні апогейної тіні Землі: *а* — на штанзі; *б* — зовні гермоконтеїнера КА

перигеї та 193000 км ($\approx 30R_E$) у апогеї. Аналіз показує, що річний розподіл температури КА має коливний характер, який залежить від пори року, тобто віддалення КА від Сонця, та від параметрів терморегулюючої системи. Перепад температур ΔT , обумовлений порами року, становить $5\text{--}10$ °C. Перепад температур, обумовлений зоною регулювання термосистеми (рис. 2, *б*), становить в середньому близько 10 °C. Крім того, коли орбіта КА проходить через тінь Землі, спостерігається різке зменшення температури (рис. 2, *а*) в апогеї до $-60\text{...}-70$ °C, що триває $3\text{--}5$ год (точка відліку $t \approx 8000$ год), та до 0 °C у перигеї ($t \approx 3500$ год).

Найбільш важким температурним режимом в орбітальному польоті є режим, що утворюється при проходженні КА тіні Землі в апогеї. Це трапляється для КА «Інтербол-1» щорічно наприкінці листопада. За час проведення експерименту від його початку 03.08.95 р. КА тричі проходив через цю тінь Землі:

- 1) з 00 год 28.11.95 до 05 год 28.11.95 (всього 5 год)
- 2) з 21 год 25.11.96 до 02 год 26.11.96 (5 год)
- 3) з 19 год 24.11.97 до 22.30 год 24.11.9 (3.5 год).

Під час проходження в апогеї тіні Землі йде інтенсивне охолодження КА (термоудар) і розташованої на ньому апаратури, що вимагає додаткових

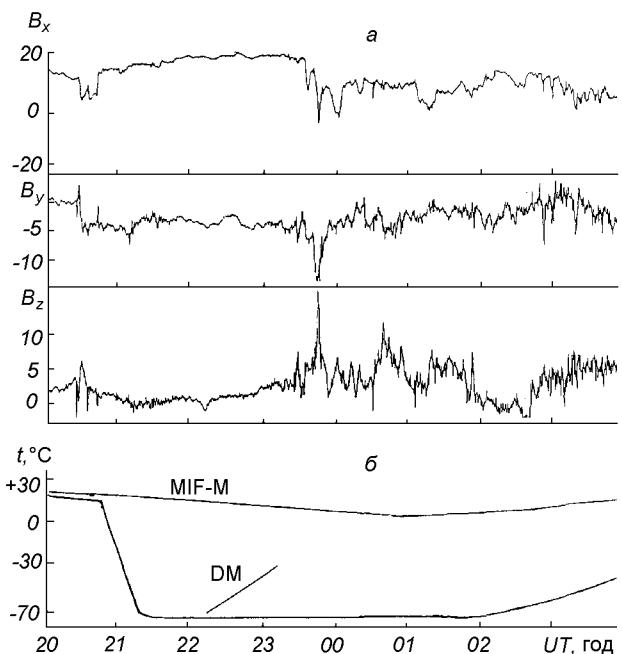


Рис. 4. Широкосмугові вимірювання приладом MIF-M під час апогейної тіні 1996 р.: *а* — компоненти магнітного поля у плазмошарі; *б* — характер зміни температури

енергетичних витрат на підігрівання апаратури для забезпечення її життєздатності після виходу з тіні. Необхідність економії енергетичних ресурсів КА вимагає вимкнення апаратури під час проходження тіні Землі, оскільки значне охолодження ввімкнутої апаратури може привести до її пошкодження або до зміни метрологічних параметрів вимірювальних блоків, а вплив мінусових температур на вимкнену апаратуру врахований вимогами до її виготовлення.

Під час першого (1995 р.) і третього (1997 р.) проходження КА апогейної тіні Землі вимірювальна наукова апаратура вимикалась. Під час другого проходження тіні Землі у 1996 р. частина вимірювальної апаратури залишалась увімкненою. Контроль температури в деяких точках КА здійснювався температурними давачами, які були встановлені на сонячних батареях, в місцях розташування зовні гермоконтеїнера блоків електроніки MIF-M, IFPE, DEP, SOSNA-3 та біля приладів FGM-I, FM-3 на штангах. Дані про ці температури можна використати для визначення температурних режимів вказаних наукових приладів у реальних умовах космічного простору.

Під час входження КА в тінь Землі відбувається різке зменшення температури з порівняно повільним збільшенням при виході з тіні. Характер зміни температури при проходженні тіні у 1996 та

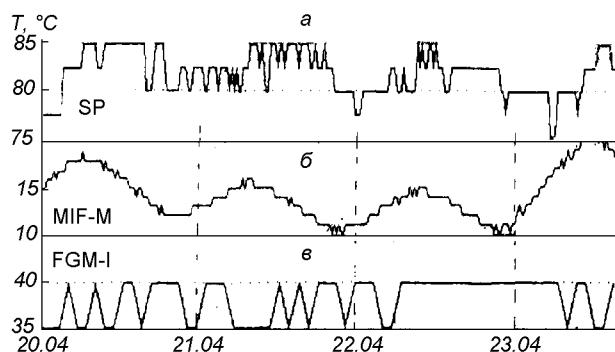


Рис. 5. Приклад звичайних коливань температури з 04.20.97 до 04.24.97 на прикладах КА: а — SP, б — MIF-M, в — FGM-I (DM)

1997 рр. подано на рис. 3. Як бачимо, температура на штанзі при вході в тінь різко знизилась від +15 °C до -60 °C (1997 р.) та до -70 °C (1996 р.), а зовні гермоконтеїнера на блоці електроніки MIF-M відповідно лише до +15 °C та до +10 °C (рис. 3, б). Тінь 1997 р. була коротша (3.5 год) і дала менше загальне зниження температури. Але сам характер температурної кривої має ті ж властивості, що й у 1996 р.: більш стрімке зниження температури при вході в тінь і повільніше збільшення при виході з тіні.

Як ми вже вказували, при другому проходженні тіні Землі, що відбулось 25—26 листопада 1996 р., вимірювальні блоки не вимикалися і фіксували вимірювальні сигнали. Найбільше зацікавлення авторів викликала робота в цих умовах багатокомпонентного вимірювача магнітних флуктуацій MIF-M з давачами ВРР та DM, які спроектовані та виготовлені в Україні. На рис. 4 подано запис вимірювань за допомогою MIF-M компонентів постійного магнітного поля B_x , B_y , B_z під час проходження тіні у 1996 р. і перетину плазмошару. Запис свідчить про нормальнє функціонування вимірювальних каналів MIF-M без помітного температурного впливу, який могли би дати давачі на штангах, що зазнали термоудару (перепад температури від +15 °C до -70 °C протягом 5 год).

Типові зміни температури при стандартному сонячному освітленні подано на рис. 5. Вимірювання проведені: а) на сонячних панелях SP; б) в місцях встановлення електронного блоку MIF-M; в) на штанзі в місці встановлення давача DM.

Коливний характер температури на графіку (рис. 5, в) пояснюється періодичним відхиленням положення осі КА відносно Сонця, що впливає на освітлення пристріїв і їхній температурний режим.

Таким чином, можна констатувати, що температурні режими вимірювальних пристріїв на КА не виходять за межі запроектованих (див. таблицю) і є досить комфорктними. Нормальна робота вимірювальної апаратури MIF-M на орбіті КА (при регуляції терморежиму в місці встановлення) з давачами DM та ВРР (без регуляції температури в місці встановлення) після триразового проходження апогейної тіні та при постійній циклічній дії навколошніх температур свідчить про її надійність і придатність до роботи у жорстких режимах космічного простору (температурному, радіаційному, сонячному освітлення).

Практична реалізація температурного режиму при вимірюванні магнітного поля у відкритому космосі може бути врахована при оцінці реальної похибки вимірювань під час фізичної інтерпретації результатів досліджень магнітного поля в експерименті «Інтербол».

1. Космонавтика: Енциклопедия. — М.: Сов. енциклопедия, 1985.—528 с.
2. Kremnev R. S., Smirnov A. J., Gorkin S. S. Brief description of the PROGNOZ-M2 spacecraft in the INTERBALL Project. Interball mission and payload. — Moscow: IKI, 1994.—P. 76—85.

TEMPERATURE CONDITION ABOARD THE INTERBOL-1 SPACECRAFT

V. Ye. Kogepanov, Ye. D. Mykhailova, and M. M. Nozdrachov

We investigated the temperature condition of the scientific equipment and data transmitters aboard the Interbol-1 spacecraft during the 1996—1997 experiment.