

НАЦІОНАЛЬНЕ  
КОСМІЧНЕ АГЕНТСТВО  
УКРАЇНИ

НАЦІОНАЛЬНА  
АКАДЕМІЯ НАУК  
УКРАЇНИ

# КОСМІЧНА НАУКА І ТЕХНОЛОГІЯ

ІСТОРІЯ - АКТУАЛЬНІСТЬ

ДОСЛІДЖЕННЯ

а європейські та українські дослідження в космічній науці та технології

КИЇВ

ЕПО 4, ¶ 1, 1998

KYIV

## ЗМІСТ

Фроленко В. М. Оптимізація вибору спектрального діапазону дистанційного спостереження ландшафту

Федоренко А. К., Івченко В. М. Молекулярна емісія NO  $\lambda = 5.3 \text{ мкм}$  у верхній атмосфері Землі як можливий провісник землетрусів

Колобродов В. Г., Шустер Н. К. Вибір параметрів оптико-електронної системи косміческого інфрачервоного сканера

Балін Ю. С., Самойлова С. В., Тихомиров А. А. Лазерное зондирование Земли из космоса. III. Результаты космических экспериментов по зондированию подстилающей поверхности и облаков лидаром «Балкан»

Колобродов В. Г., Бородичук П. В., Мікітенко В. І. Оптические системы видеоспектрометров дистанционного зондирования Земли

Федоровський А. Д., Гріневецький В. Т., Костюченко Ю. В., Кувшинов А. Ю. Ландшафтологічний підхід при дешифризованні косміческих снимків

Шкуратов Ю. Г., Бондаренко Н. В., Качанов А. С. Задачі лунного полярного супутника після КА «Клементина»

## CONTENTS

- 3 Frolenko V. M. Monochromatic single-channel colour optimization of choosing a spectral zone for remote sensing of a landscape
- 9 Fedorenko A. K., Ivchenko V. N. Molecular NO emission at  $\lambda = 5.3 \mu\text{m}$  in the upper atmosphere as a possible earthquake precursor
- 17 Kolobrodov V. G. and Schuster N. Choosing the parameters of optical electronics system for an infrared scanner
- 22 Balin Yu. S., Samoilova S. V., Tikhomirov A. A. Remote laser sounding of the Earth from space. III. Some results of the sounding of the Earth surface and cloud fields by the lidar Balkan
- 29 Kolobrodov V. G., Borodichuk P. V., Mikitenko V. I. Optical systems of imaging spectrometers for the remote sensing of the Earth
- 39 Fedorovskiy A. D., Grinevetskiy V. T., Kostyuchenko Yu. V., Kuvshinov A. Yu. Landscape-investigation approach in decoding space images
- 46 Shkuratov Yu. G., Bondarenko N. V., Kachanov A. S. Objectives for a Lunar polar spacecraft after the «Clementine» mission

- Шкуратов Ю. Г., Креславский М. А., Овчаренко А. А., Муйненен К., Пииронен Й., Картуунен Х.** Диагностичность исследований оппозиционного эффекта по космическим изображениям
- Черняк Н. Г., Коваленко Т. В.** Проектирование акустоэлектронных тензопреобразователей для мембранных чувствительных элементов датчиков давления
- Айзенберг Я. Е., Батаев В. А., Кузьмин А. И.** Высокоточная система стабилизации ракеты-носителя асимметричной конфигурации с учетом возможности отказа одного двигателя
- Шабохин В. А.** Экспериментальные результаты определения аэродинамических характеристик спутников в свободномолекулярном потоке газа
- Карачун В. В., Петрик А. В.** О специфике работы наземных испытательных комплексов при определении акустической устойчивости конструкции КА
- Завражина Т. В., Завражина Н. М.** Исследование динамики быстродействующего упругого кинематически управляемого робота-манипулятора
- Делямуре В. П., Храмов Д. А.** Математическая модель динамики большой космической конструкции
- Иванова Г. А., Макарова А. С., Завелион В. И., Кострицын О. Ю.** Алгоритм глобального теплового расчета систем терморегулирования космических аппаратов
- Макарова А. С., Иванова Г. А., Завелион В. И.** Некоторые аспекты моделирования систем терmostатирования космических аппаратов
- Мазманишвили А. С., Рафалович О. Я.** Численные модели помехоустойчивости для украинских региональных сетей спутниковой связи
- Юхимук А. К., Федун В. Н., Юхимук В. А., Фалько О. Г.** Генерация электромагнитного излучения с помощью верхне-гибридной волны накачки в замагниченной плазме
- Юхимук А. К., Федун В. Н., Юхимук В. А., Ивченко В. Н.** Параметрическое возбуждение верхнегибридных и кинетических альвеновских волн в магнитоактивной плазме
- Гусынин В. П.** Авиационно-космическая система «Пегас». Обзор по материалам открытой зарубежной печати за 1988—1996 гг. I. Проект «Pegasus»
- Конюхов С. Н.** Гавранеку Борису Николаевичу — 60 лет
- НАШІ АВТОРИ**
- 54** *Shkuratov Yu. G., Kreslavskiy M. A., Ovcharenko A. A., Muinonen K., Piironen J., Karttunen H.* Opposition effect in the brightness of celestial bodies as a diagnostic factor
- 60** *Chernyak M. G., Kovalenko T. V.* Designing acoustic-electric strain-gauge converters for sensitive diaphragm elements
- 64** *Aizenberg Ya. Ye., Bataev V. A., Kuzmin A. I.* High accuracy stabilization system of launch vehicle with asymmetric configuration when one engine failure is possible
- 68** *Shabokhin V. A.* Experimental results of determining aerodynamic satellite characteristics in free-molecule gas flow
- 71** *Karachun V. V., Petrik A. V.* On some peculiarities in the operation of ground complexes when determining the acoustic stability of spacecraft construction
- 74** *Zavrazhina T. V., Zavrazhina N. M.* Studying the dynamics of high-speed elastic kinematically controlled robot-manipulator
- 83** *Delamoure V. P., Khramov D. A.* Mathematical model of the dynamics of a big space structure
- 87** *Ivanova G. A., Makarova A. S., Zavelion V. I., Kostritsyn O. Yu.* Algorithm for global thermal calculations of temperature control systems in space vehicles
- 90** *Makarova A. S., Ivanova G. A., Zavelion V. I.* Some aspects of the simulation of temperature control systems for space vehicles
- 92** *Mazmanishvili A. S., Rafalovich O. Ya.* Numerical noise-stability modeling of ukrainian regional satellite communication networks
- 102** *Yukhimuk A. K., Fedun V. N., Yukhimuk V. A., Falko O. G.* Generation of electromagnetic radiation by an upper hybrid pumping wave in a magnetized plasma
- 108** *Yukhimuk A. K., Fedun V. N., Yukhimuk V. A., Ivchenko V. N.* Parametric excitation of upper hybrid and kinetic alfvén waves in a magnetized plasma
- 113** *Gusynin V. P.* Aerospace system «Pegasus». Review based on foreign press materials for 1988—1996. I. Project «Pegasus»
- 120** *Konyukhov S. N.* 60th birthday of Gavranek Boris Nikolaevich
- 122** OUR AUTHORS

## ПІДГОТОВЛЕНО ДО ДРУКУ

### Додаток до журналу «Космічна наука і технологія» ТОМ 4 № 1

L. M. Kizyun, A. G. Kirichenko, S. P. Rudenko, M. I. Demchyk,  
V. U. Klimik, K. A. Kudak, G. M. Matso, O. E. Starodubtseva

### Catalogue GOCKU96 of positions and orbital elements of geosynchronous space objects observed in 1996

УДК 528.7:681.3

## Оптимізація вибору спектрального діапазону дистанційного спостереження ландшафту

В. М. Фроленко

Академія Збройних сил України, Київ

*Надійшла до редакції 12.05.97*

Розглянуто методику визначення оптимального щодо забезпечення найбільшої колірної відмінності між об'єктом та фоном спектрального діапазону роботи оптико-електронної апаратури дистанційного спостереження з урахуванням спектральних властивостей об'єктів ландшафту, оптичного приймального тракту тощо.

Дистанційні спостереження об'єктів ландшафту усе ширше впроваджуються та відіграють суттєву роль в картографії, геології, сільському господарстві та інших галузях науки і виробництва. Значна частина даних дистанційного спостереження (ДС) одержується в УФ-, видимому та ІЧ-діапазоні електромагнітного спектру, при тому, що переважна більшість сучасної оптико-електронної апаратури ДС аерокосмічного базування є багатозональною [5]. Така необхідність викликана досить складним характером спектральних властивостей об'єктів ДС, наслідком якого є неможливість отримання аерокосмічних знімків задовільної інформативності в будь-якому окремо взятому оптичному діапазоні для різноманітних комбінацій «об'єкт—фон». Емпіричним шляхом встановлено, що для вирішення широкого кола задач оптико-електронна апаратура ДС повинна мати 3—6 спектральних діапазонів реєстрації (див. табл. 1).

Однак у більшості випадків робочі спектральні діапазони в багатозональній апаратурі ДС є довільними і суттєво розрізняються за інформативністю. Виняток складають середній та далекий ІЧ-діапазони, розміщення зон реєстрації в яких детермінується оптичною прозорістю земної атмосфери. Оптимальний вибір спектральних діапазонів реєстрації оптико-електронної апаратури неможливий без урахування спектральних характеристик відбиван-

© В. М. ФРОЛЕНКО, 1998

ня (власного випромінювання) об'єктів ДС, спектрального пропускання середовища, де розміщено апаратуру ДС та спектральних характеристик її приймача (приймачів) оптичного випромінювання.

Нижче викладаються моделі, які дозволяють оптимізувати вибір спектрального діапазону реєстрації одноканальної апаратури ДС. Їхня відмінність від більшості існуючих методів спектральної оптимізації [1, 2] полягає в урахуванні колірних спроможностей зору оператора-інтерпретатора. При виконанні оптимізації зроблені такі основні обмеження і припущення:

- усі спектральні діапазони, що розглядаються, настільки вузькі, що усі спектральні величини в їх межах можна вважати постійними (припущення монохроматичності);
- існує деякий тривимірний афінний рівноконтрастний колірний простір  $\langle U, V, W \rangle$  (припущення колірної ознаки);
- енергетичні обмеження зонального сигналу в апаратурі ДС не розглядаються.

### ФОРМУВАННЯ КОЛІРНО-РІЗНИЦЕВОГО СИГНАЛУ В ОПТИЧНОМУ ПРОГЛЯДОВОМУ ПРИЛАДІ

Нехай зображення об'єкта і фону на зональному аерознімку описуються векторами  $G_o$  і  $G_\phi$  в рівно-

Таблиця 1. Спектральні діапазони реєстрації

Країна	Вид апаратури	Тип апаратури	Спектральні діапазони
США	Авіаційна скануюча	RS-18C	0.32—0.4 мкм 2.5—5.0 мкм 7.6—13.8 мкм
Росія	Авіаційна скануюча	Радуга—ОН	3—5 мкм 8—12.5 мкм
Росія, Україна	Авіаційна фотографічна	МКФ-6М	0.46—0.5 мкм 0.52—0.56 мкм 0.58—0.62 мкм 0.64—0.68 мкм 0.70—0.74 мкм 0.76—0.86 мкм
США, ЄС	Космічна цифрова	Quick Bird	0.5—0.6 мкм 0.6—0.7 мкм 0.7—0.8 мкм 0.8—0.9 мкм
Росія	Космічна скануюча	MOS-M	0.449—0.511 мкм 0.532—0.576 мкм 0.645—0.677 мкм 0.772—0.815 мкм
Росія, Україна	Космічна оптико-електронна	МСУ-Э	0.525—0.60 мкм 0.60—0.71 мкм 0.72—0.80 мкм 0.82—0.995 мкм
Росія, Україна	Космічна скануюча	МСУ-С	0.55—0.70 мкм 0.85—1.10 мкм

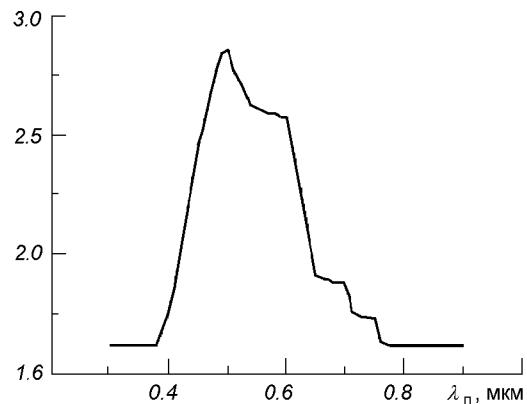


Рис. 1. Функція спектральної колірної ефективності

де  $\Phi_n(\lambda_n)$  — спектральний розподіл оптичного потоку джерела підсвітки,  $\Delta\tau(\lambda_p) = \tau_\phi(\lambda_p) - \tau_o(\lambda_p)$  — варіація спектрального оптичного коефіцієнта пропускання сполучення «об'єкт—фон»,  $\bar{x}(\lambda_n)$ ,  $\bar{y}(\lambda_n)$ ,  $\bar{z}(\lambda_n)$  — стандартні спектральні криві додавання колориметричної системи CIE XYZ 1931. Тоді колірна відмінність  $\Delta E$  об'єкта від фону на зонально-му аерокосмічному знімку з урахуванням (2), (3) та згідно з властивостями рівноконтрастного колірного простору становитиме

$$\Delta E(\lambda_p, \Delta\lambda_n) = \sqrt{|\Delta G(\lambda_p, \Delta\lambda_n)|^2} = \Delta\tau(\lambda_p)\sqrt{\mathbf{f}^T(\Delta\lambda_n) \times \mathbf{A} \times \mathbf{f}(\Delta\lambda_n)}, \quad (4)$$

де

$$\mathbf{f}^T(\Delta\lambda_n) = \begin{pmatrix} \int \Phi_n(\lambda_n) \bar{x}(\lambda_n) d\lambda_n & \int \Phi_n(\lambda_n) \bar{x}(\lambda_n) d\lambda_n \\ \int \Phi_n(\lambda_n) \bar{y}(\lambda_n) d\lambda_n & \int \Phi_n(\lambda_n) \bar{y}(\lambda_n) d\lambda_n \\ \int \Phi_n(\lambda_n) \bar{z}(\lambda_n) d\lambda_n & \int \Phi_n(\lambda_n) \bar{z}(\lambda_n) d\lambda_n \end{pmatrix}$$

— вектор колірних ефективностей підсвітки. На рис. 1 показано типовий розподіл функції колірної ефективності  $\sqrt{\mathbf{f}^T(\Delta\lambda_n) \times \mathbf{A} \times \mathbf{f}(\Delta\lambda_n)}$  при  $|\Delta\lambda_n| = \text{const}$  для найпростішого рівноконтрастного колірного простору [4] з матрицею

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} 4 & 0 & 0 \\ 0 & 9 & 0 \\ -3 & 6 & 3 \end{pmatrix}. \quad (5)$$

Умови визначення оптимального спектрального діапазону реєстрації оптико-електронної апаратури ДС можна знайти шляхом аналітичного дослідження співвідношення (4) на екстремум:

$$\frac{\partial \Delta E(\lambda_p, \Delta\lambda_n)}{\partial \lambda_p} = 0, \quad \frac{\partial \Delta E(\lambda_p, \Delta\lambda_n)}{\partial \lambda_n} = 0. \quad (6)$$

контрастному колірному просторі, де  $\mathbf{G}^T = (U, V, W)$ . При цьому рівноконтрастний простір пов'язано зі стандартним колориметричним простором  $\mathbf{F}^T = (X, Y, Z)$  CIE XYZ 1931 афінним перетворенням з матрицею  $\mathbf{A}$ :

$$\mathbf{G} = \mathbf{A} \times \mathbf{F}. \quad (1)$$

Тоді колірно-різницевий сигнал  $\Delta \mathbf{G} = \mathbf{G}_o - \mathbf{G}_\phi$  складає

$$\Delta \mathbf{G} = \mathbf{A} \times \Delta \mathbf{F}. \quad (2)$$

Якщо реєстрація здійснюється на довжині хвилі  $\lambda_p$ , а прогляд зонального аерознімка — на спектральному інтервалі  $\Delta\lambda_n$ , то компоненти вектора  $\Delta \mathbf{F}(\Delta\lambda_n)$  згідно з відомими колориметричними формулами [4] складуть

$$\Delta X(\Delta\lambda_n) = \frac{\int \Phi_n(\lambda_n) \Delta\tau(\lambda_p) \bar{x}(\lambda_n) d\lambda_n}{\int \Phi_n(\lambda_n) \bar{y}(\lambda_n) d\lambda_n},$$

$$\Delta Y(\Delta\lambda_n) = \Delta\tau(\lambda_p), \quad (3)$$

$$\Delta Z(\Delta\lambda_n) = \frac{\int \Phi_n(\lambda_n) \Delta\tau(\lambda_p) \bar{z}(\lambda_n) d\lambda_n}{\int \Phi_n(\lambda_n) \bar{y}(\lambda_n) d\lambda_n},$$

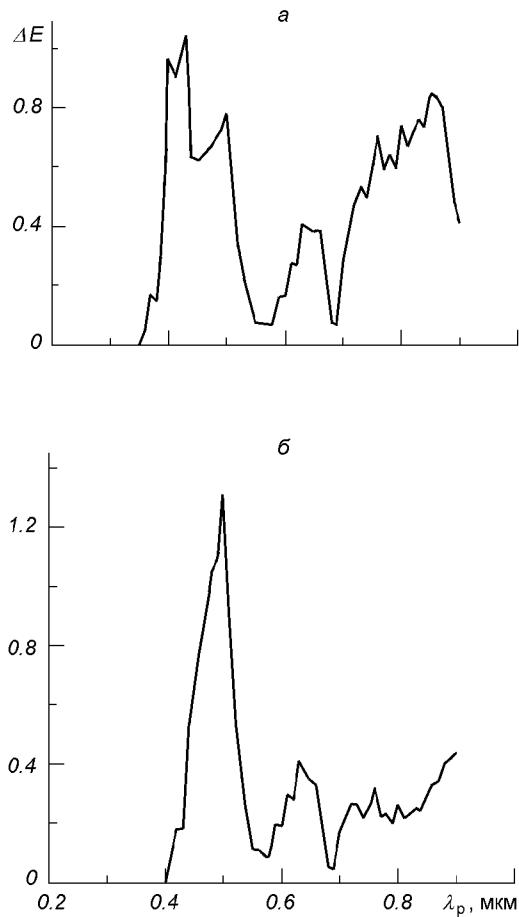


Рис. 2. Максимальна колірна відмінність комбінації «різноварієтство рослин/такир» на зональному аерознімку оптико-електронної апаратури ДС: *а* — фоторезистор CdS, *б* — фотодіод GaAs

На рис. 2 наведено приклад спектрального розподілу кількості порогів максимальної колірної відмінності об'єкта від фону на зональних аерознімках, одержаних за допомогою різних приймачів випромінювання.

#### ФОРМУВАННЯ ЗОНАЛЬНОГО ОПТИЧНОГО СИГНАЛУ В АПАРАТУРІ ДИСТАНЦІЙНОГО СПОСТЕРЕЖЕННЯ

Основою оптимізації вибору спектрального діапазону ДС об'єктів аероландшафту є розподіл варіації оптичного коефіцієнта пропускання зонального аерознімка за довжиною хвилі реєстрації. Вона може бути визначена з використанням відомого співвідношення [6]:

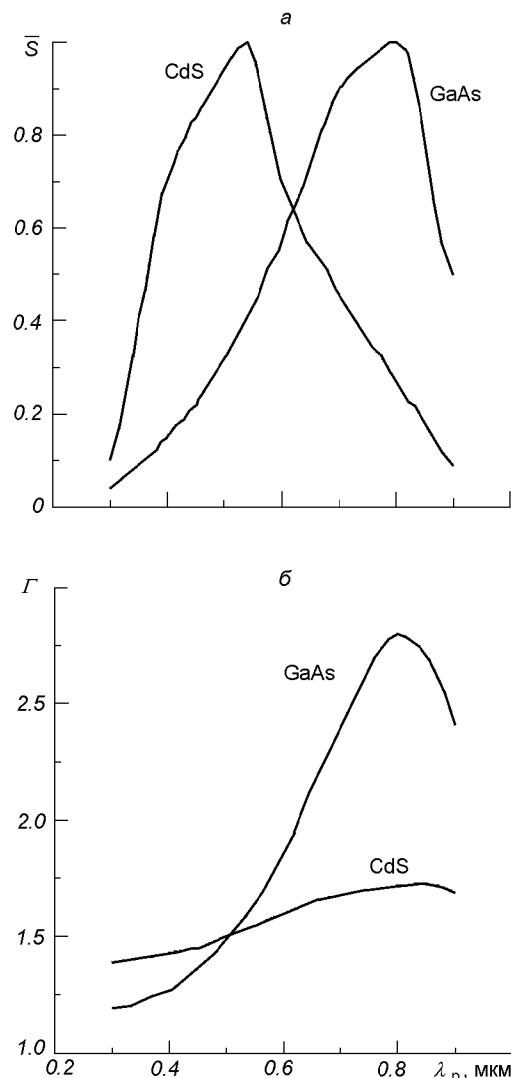


Рис. 3. Спектральні характеристики (*а* — відносна світлочутливість, *б* — показник передавання) напівпровідникових приймачів оптичного випромінювання

$$\frac{\tau_\phi(\lambda_p)}{\tau_o(\lambda_p)} = \left[ \frac{\rho_o(\lambda_p)}{\rho_\phi(\lambda_p)} \right]^{\Gamma(\lambda_p)}, \quad (7)$$

де  $\rho_o(\lambda_p)$  і  $\rho_\phi(\lambda_p)$  — спектральні коефіцієнти відбиття елементів ландшафту,  $\Gamma(\lambda_p)$  — показник передавання оптичного сигналу в оптико-електронній системі ДС. Із (7) випливає, що

$$\Delta\tau(\lambda_p) = \tau_o(\lambda_p) \left\{ \left[ \frac{\rho_o(\lambda_p)}{\rho_\phi(\lambda_p)} \right]^{\Gamma(\lambda_p)} - 1 \right\}. \quad (8)$$

Пропускання зонального аерознімка, крім спектрального відбиття об'єкта, залежить від спектру

Таблиця 2. Оптимальні діапазони реєстрації оптико-електронної апаратури з приймачем оптичного випромінювання на базі фоторезистора CdS та фотодіода GaAs

Об'єкт	Фон: колірна відмінність (спектральний діапазон реєстрації, мкм)
<b>CdS</b>	
Грунти чорноземні (ГЧ)	ГС: 1.07—1.10 (0.72—0.74), ГП: 1.04—1.53 (0.40—0.79)
Грунти опідзолені і суглинисті (ГС)	ГП: 0.45 (0.58), ГВ: 0.91 (0.39), Такир: 0.61 (0.85)
Пісок та гірничі породи (ГП)	Такир: 0.75 (0.85)
Вапняк, глина (ГВ)	ГП: 0.68 (0.36), Такир: 1.02—1.13 (0.83—0.87)
Водна поверхня	ГС: 1.01—1.27 (0.67—0.79), ГП: 1.04—1.55 (0.59—0.79), ГВ: 1.02—1.76 (0.51—0.87), Такир: 1.04—1.10 (0.67—0.69), ХР: 1.08—1.22 (0.67—0.79), ЛР: 1.00—1.38 (0.67—0.85), ТР: 1.18—1.40 (0.40—0.43), НК: 1.03—1.26 (0.67—0.79), ВК: 1.09—1.64 (0.63—0.79)
Нафта	ГС: 0.81 (0.82), ГП: 0.93 (0.82), ГВ: 1.06—1.25 (0.80—0.87), Вода: 1.00—1.19 (0.63—0.70), Такир: 0.52 (0.36), ХР: 0.89 (0.82), ЛР: 1.00—1.14 (0.80—0.85), ТР: 1.18—1.33 (0.40—0.43)
Хвойні породи рослин (ХР)	ГС: 0.44 (0.40), ГП: 0.80 (0.48), ЛР: 0.47 (0.90), ТР: 0.61 (0.43)
Листяні породи рослин (ЛР)	ГС: 0.56 (0.90), ГП: 0.63 (0.48), ТР: 0.64 (0.50)
Різnotравне співтовариство рослин (ТР)	ГЧ: 1.05—1.22 (0.72—0.81), ГС: 0.97 (0.43), ГП: 1.04—1.27 (0.40—0.43), ГВ: 1.11—1.65 (0.39—0.51), Такир: 1.04 (0.43)
Незрілі польові культури (НК)	ГЧ: 1.05—1.19 (0.47—0.50), ГС: 0.15 (0.58), ХР: 0.45 (0.48), ЛР: 0.56 (0.90), ТР: 0.97 (0.43)
Зрілі польові культури (ДК)	ГЧ: 1.01—1.38 (0.56—0.85), ГС: 0.58 (0.90), ХР: 0.55 (0.61), ЛР: 0.50 (0.65), ТР: 1.02 (0.50), НК: 0.58 (0.90)
Виноградник (ВК)	ГС: 0.43 (0.64), ГП: 0.55 (0.39), ЛР: 0.50 (0.65), ТР: 1.02 (0.50), НК: 0.50 (0.65), ДК: 0.47 (0.89)
<b>GaAs</b>	
Грунти чорноземні (ГЧ)	ГС: 1.02—1.24 (0.49—0.62), ГП: 1.10—1.88 (0.45—0.66)
Грунти опідзолені і суглинисті (ГС)	ГП: 0.74 (0.48), ГВ: 1.04—1.29 (0.41—0.52), Такир: 0.29 (0.90)
Пісок та гірничі породи (ГП)	Такир: 0.66 (0.49)
Вапняк, глина (ГВ)	ГП: 0.73 (0.43), Такир: 1.02—1.23 (0.42—0.52)
Водна поверхня	ГС: 1.30—1.71 (0.67—0.90), ГП: 1.06—1.77 (0.55—0.90), ГВ: 1.07—1.85 (0.48—0.90), Такир: 1.03—1.55 (0.67—0.90), ХР: 1.16—1.72 (0.67—0.90), ЛР: 1.27—1.78 (0.67—0.90), ТР: 1.12—1.77 (0.68—0.90), НК: 1.24—1.72 (0.67—0.90), ВК: 1.14—1.80 (0.63—0.90)
Нафта	ГС: 0.79 (0.90), ГП: 0.86 (0.90), ГВ: 1.04 (0.90), Вода: 1.06—1.55 (0.67—0.85), Такир: 0.53 (0.43), ХР: 1.01—1.30 (0.47—0.49), ЛР: 1.01—1.02 (0.47—0.48), ТР: 1.17—1.67 (0.45—0.51)
Хвойні породи рослин (ХР)	ГС: 0.65 (0.48), ГП: 1.18—1.38 (0.47—0.50), ЛР: 0.38 (0.50), ТР: 0.69 (0.50)
Листяні породи рослин (ЛР)	ГС: 0.37 (0.48), ГП: 1.05—1.11 (0.47—0.48), ТР: 1.06 (0.50)
Різnotравне співтовариство рослин (ТР)	ГЧ: 1.01—1.03 (0.57—0.58), ГС: 1.10—1.20 (0.49—0.50), ГП: 1.17—1.88 (0.45—0.52), ГВ: 1.02—2.40 (0.41—0.63), Такир: 1.04—1.31 (0.48—0.50)
Незрілі польові культури (НК)	ГЧ: 1.02—1.34 (0.48—0.62), ГС: 0.20 (0.57), ХР: 0.78 (0.48), ЛР: 0.50 (0.48), ТР: 1.04—1.31 (0.48—0.50)
Зрілі польові культури (ДК)	ГЧ: 1.04—1.57 (0.49—0.66), ГС: 0.43 (0.58), ХР: 0.65 (0.48), ЛР: 0.37 (0.60), ТР: 1.05—1.32 (0.49—0.51), НК: 0.31 (0.60)
Виноградник (ВК)	ГС: 0.63 (0.52), ГП: 0.58 (0.44), ЛР: 0.78 (0.48), ТР: 1.11—1.72 (0.47—0.52), НК: 0.40 (0.51), ДК: 0.43 (0.49)

Примітка. Колірна відмінність подається в порогах рівноконтрастної системи CIE UVW 1964

прозорості атмосфери  $\tau_a(\lambda_p)$ , спектрального розподілу освітлювання ландшафту  $\Phi_o(\lambda_p)$  та зведеної спектральної світлоочутливості приймального пристрою  $S(\lambda_p)$ :

$$\tau_o(\lambda_p) = [\Phi_o(\lambda_p)\rho_o(\lambda_p)\tau_a(\lambda_p)S(\lambda_p)]^{-\Gamma(\lambda_p)}. \quad (9)$$

Підстановка (9) у (8) дозволяє одержати

$$\Delta\tau(\lambda_p) = [\Phi_o(\lambda_p)\tau_a(\lambda_p)S(\lambda_p)]^{-\Gamma(\lambda_p)} \times \times [\rho_\phi(\lambda_p)^{-\Gamma(\lambda_p)} - \rho_o(\lambda_p)^{-\Gamma(\lambda_p)}]. \quad (10)$$

Таблиця 3. Оптимальні діапазони реєстрації класів об'єктів для оптико-електронної апаратури з приймачем оптичного випромінювання на базі фоторезистора CdS та фотодіода GaAs

Клас об'єктів ДС	Діапазон реєстрації
CdS	
Грунти, вода	0.72—0.78 мкм
Гірничі породи, нафта	0.83—0.87 мкм
Рослини	0.41—0.49 мкм 0.85—0.90 мкм
GaAs	
Грунти, гірничі породи	0.48—0.62 мкм
Вода, нафта	0.67—0.85 мкм
Рослини	0.45—0.51 мкм 0.57—0.62 мкм

### ОПТИМІЗАЦІЯ ВИБОРУ СПЕКТРАЛЬНОГО ДІАПАЗОНУ РЕЄСТРАЦІЇ В АПАРАТУРІ ДИСТАНЦІЙНОГО СПОСТЕРЕЖЕННЯ

Необхідні спектральні характеристики приймачів оптичного випромінювання, що розглядалися в [3], пояснюються рис. 3. Методика визначення оптимального діапазону реєстрації оптико-електронної апаратури ДС містить такі кроки:

а) розрахунок спектральної варіації коефіцієнта пропускання  $\Delta\tau(\lambda_p)$  реєструючого середовища з використанням співвідношення (10);

б) розрахунок колірної відмінності  $\Delta E(\lambda_p, \Delta\lambda_p)$  між об'єктом та фоном на проглядовому пристрой згідно з (4);

в) визначення максимальної колірної відмінності за (6);

г) пошук допустимого спектрального діапазону реєстрації, в якому поріг колірної відмінності перевищує одиницю.

Вихідними даними методики є спектральні поділи, які характеризують зовнішнє середовище —  $\Phi_o(\lambda_p)$ ,  $\tau_a(\lambda_p)$ , об'єкти та фони —  $\rho_o(\lambda_p)$ ,  $\rho_\phi(\lambda_p)$ , реєструючу апаратуру —  $S(\lambda_p)$ ,  $\Gamma(\lambda_p)$  та функція спектральної колірної ефективності рівноконтрастного простору.

Результати розрахунків оптимальних спектральних діапазонів реєстрації для оптико-електронної апаратури ДС зведені у табл. 2. Аналіз цих даних показує, що інформативність різних ділянок оптичного спектру неоднакова і залежить від виду об'єктів.

За таким показником усі об'єкти ДС можуть бути поділені на класи виявлення з різними значеннями оптимальних спектральних діапазонів реєстрації (табл. 3).

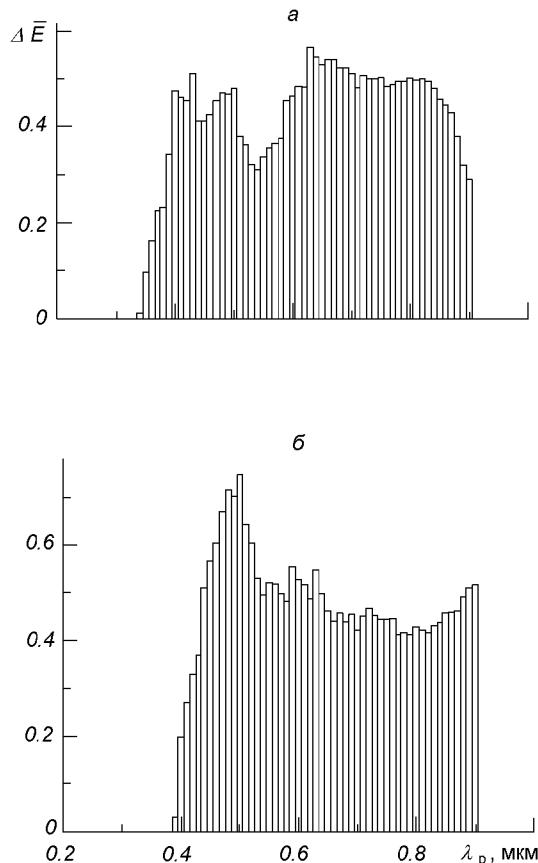


Рис. 4. Середня колірна відмінність комбінації «об'єкт—фон», яку забезпечує оптико-електронна апаратура ДС: а — фоторезистор CdS, б — фотодіод GaAs

Рис. 4 описує середню за усіма розглянутими в табл. 2 комбінаціями «об'єкт—фон» кількість порогів колірної відмінності між ними, яка забезпечується відповідною оптико-електронною апаратурою ДС. Вона може бути показником ефективності спектральних діапазонів реєстрації цієї апаратури.

### ВИСНОВКИ ТА РЕКОМЕНДАЦІЇ

Проведені дослідження свідчать про те, що перспективна видова оптико-електронна апаратура ДС повинна бути оптимізована за спектральним діапазоном реєстрації, що досягається шляхом урахування спектральної відбивальної здатності об'єктів аероландшафту. Технічно варто надати перевагу адаптивно-зональній апаратурі ДС, яка, наприклад, може бути сконструйована [7] згідно зі спектрометричними принципами. Однак навіть оптимальне визначення спектрального діапазону реє-

страції не дозволяє однозональній апаратурі ДС забезпечити впевнене виявлення близько 40 відсотків сполучень «об'єкт—фон» (див. табл. 2). Вихід полягає у використанні багатозональної апаратури ДС, кількість та розташування спектральних каналів якої детермінується складом класів об'єктів, які планується спостерігати. Повна реалізація можливостей такої апаратури забезпечується засобом одночасного колірного синтезування комплекту отриманих зональних аерокосмічних знімків.

1. Алмазов И. В., Стеценко А. Ф., Севастьянова М. Н. Оценка информативного качества многоゾональных аэрофотоизображений // Изв. вузов. Геодезия и аэрофотосъемка.—1995.—№ 3.—С. 101—106.
2. Балабанов В. В., Гогохия В. В., Доброзраков А. Д. К выбору оптимальных спектральных интервалов приборов дистанционного зондирования для различения природных объектов по их спектральным характеристикам // Исслед. Земли из космоса.—1981.—№ 2.—С. 57—61.
3. Ишанин Г. Г. Приемники излучения оптических и оптико-электронных приборов. — Л.: Машиностроение, 1986.—176 с.

4. Кривошеев М. И., Кустарев А. И. Цветовые измерения. — М.: Энергоатомиздат, 1990.—240 с.
5. Мухамедяров Р. Д. Приборы для дистанционного зондирования Земли в оптическом диапазоне длин волн // Оптический журн.—1993.—№ 9.—С. 6—8.
6. Порфириев Л. Ф. Основы теории преобразования сигналов в оптико-электронных системах. — Л.: Машиностроение, 1986.—388 с.
7. Смирнов А. Я., Меньшиков Г. Г. Сканирующие приборы. — Л.: Машиностроение, 1986.—145 с.

---

#### MONOCHROMATIC SINGLE-CHANNEL COLOUR OPTIMIZATION OF CHOOSING A SPECTRAL ZONE FOR REMOTE SENSING OF A LANDSCAPE

V. M. Frolenko

We discuss a technique for finding a spectral zone which provides the greatest colour distinction between the object and background when remote sensing is made with imagery optoelectronic equipment. The technique takes into account the spectral properties of landscape features, optical reception channel, etc.

УДК 551.520.32

Молекулярна емісія NO  $\lambda = 5.3$  мкм  
у верхній атмосфері Землі  
як можливий провісник землетрусів

**А. К. Федоренко, В. М. Івченко**

Київський університет імені Тараса Шевченка

*Надійшла до редакції 25.06.97*

В статті обґрунтovується перспективність використання емісійної смуги NO  $\lambda = 5.3$  мкм як індикатора збурення іоносфери напередодні землетрусів. Енергія електричних полів і заряджених частинок, що висипаються, може ефективно трансформуватись в енергію ІЧ-випромінювання верхньої атмосфери через збудження коливань N<sub>2</sub> розігрітими в полях електронами з наступною передачею коливальної енергії до NO. Під час збурень іоносфери, які супроводжуються розігрівом нейтралів, молекула NO відіграє роль стабілізатора температури в атмосфері. Тобто, основна емісійна смуга NO чутливо реагує на прояви різноманітних збурень в іоносфері.

Одним із завдань проекту «Попередження» [21] є пошук можливих проявів сейсмічної активності в ІЧ-діапазоні випромінювання верхньої атмосфери Землі. ІЧ-діапазон (1—20 мкм) до цього часу не використовувався для пошуку попередників землетрусів, проте є підстави сподіватись, що окрім молекулярні смуги в цьому діапазоні можуть виявитись чутливими індикаторами збурень іоносфери. В зв'язку з цим було узагальнено результати ряду космічних експериментів по дослідженням ІЧ-емісій верхньої атмосфери [27]. Серед ряду емісійних молекулярних смуг (CO<sub>2</sub>(v<sub>2</sub>)  $\lambda = 15$  мкм, O<sub>3</sub>(v<sub>3</sub>)  $\lambda = 9.6$  мкм, NO(1-0)  $\lambda = 5.3$  мкм, CO<sub>2</sub>(v<sub>3</sub>)  $\lambda = 4.3$  мкм та ін.), які спостерігались в ході експериментів [29, 30, 32, 39] особливу увагу привертає смуга NO  $\lambda = 5.3$  мкм.

По-перше, смуга NO  $\lambda = 5.3$  мкм є найбільш інтенсивною смugoю емісії в ІЧ-діапазоні вище 120 км [40]. По-друге, молекула оксиду азоту є чутливим індикатором зміни умов в атмосфері. Зокрема, концентрація NO і особливо інтенсивність смуги NO  $\lambda = 5.3$  мкм виявляються дуже чутливими

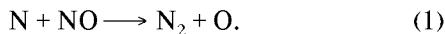
до змін електричного поля [14], потоків високоенергійних заряджених частинок [5], змін температури [13]. Зміни цих іоносферних параметрів (варіації електричного поля, збурення температури іоносферної плазми, появи та зміни потоків геоактивних частинок) належать до основних типів іоносферних збурень, які згідно із сучасними уявленнями передують землетрусам та їх супроводжують [22].

Таким чином, є підстави більш детально розглянути поведінку емісійної смуги NO  $\lambda = 5.3$  мкм.

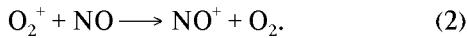
**УТВОРЕННЯ NO У ВЕРХНІЙ АТМОСФЕРИ  
ТА МЕХАНІЗМИ ЗБУДЖЕННЯ ЕМІСІЇ NO  $\lambda = 5.3$  мкм**

Основний вклад в ІЧ-випромінювання верхньої атмосфери Землі ( $h > 120$  км) вносить молекула оксиду азоту (смуга з центром близько  $\lambda = 5.3$  мкм). Класична фотохімічна схема утворення NO в атмосфері така [18]: спочатку в результаті іонізації та дисоціації молекул N<sub>2</sub> і рекомбінації

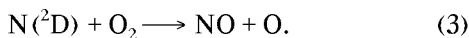
іонів  $\text{NO}^+$  і  $\text{N}_2^+$  утворюються атоми  $\text{N}({}^4\text{S})$  і  $\text{N}({}^2\text{D})$ , які при активній взаємодії з молекулами  $\text{O}_2$  утворюють  $\text{NO}$ . В нижній частині термосфери ( $h < 130$  км), де концентрація молекул  $\text{O}_2$  велика ( $\sim 10^9 \text{ см}^{-3}$  на 130 км), атомарний азот швидко перетворюється в  $\text{NO}$ . На більших висотах концентрація  $\text{NO}$  зменшується, а атомів  $\text{N}$  — навпаки — збільшується. Прискорює падіння концентрації оксиду азоту з висотою реакція взаємного «знищення»  $\text{N}$  і  $\text{NO}$  [5]:



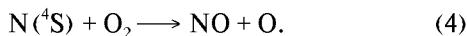
Реакція (1) є основним механізмом, який обумовлює зменшення концентрації  $\text{NO}$  на висотах  $h > 100$  км. Лише в області  $h \approx 90$  км важливу роль відіграють фотодисоціація і фотоіонізація  $\text{NO}$  (вдень), а також процес



В роботі [14] розраховано висотні профілі концентрації  $\text{NO}$  для різних атмосферних умов. Домінуючим механізмом утворення  $\text{NO}$  на всіх висотах є реакція



Вважалося, що лише на висотах  $h > 180$  км помітний вклад в утворення  $\text{NO}$  починає давати процес:



Проте останнім часом в зв'язку з результатами експерименту CIRRIS 1A [30] переглядається роль реакції (4). В експерименті CIRRIS 1A було зафіковано обертельне збудження молекул  $\text{NO}$  високого ступеня, яке неможливо пояснити лише за допомогою процесу (3). З іншого боку, саме в реакції (4) продукується  $\text{NO}$  з високим ступенем як коливального, так і обертельного збудження. Тому можливо, що вклад процесу (4) в утворення  $\text{NO}$  недооцінюється. Розрахунки показують [36], що в умовах мінімуму сонячної активності для екваторіальних широт цей додатковий механізм може давати від 6 до 30 % продукції  $\text{NO}$  в нижній термосфері.

Основна емісійна смуга молекули  $\text{NO}$  — це смуга з центром на  $\lambda = 5.3$  мкм. Виникає вона внаслідок коливально-обертельних переходів у молекулі  $\text{NO}$ . Інтенсивність смуги визначається швидкістю збудження та дезактивації коливально-обертельних рівнів. Тому інтенсивність смуги  $\text{NO}$  ( $\lambda = 5.3$  мкм) залежить не тільки від концентрації молекул оксиду азоту в основному стані, а й від концентрацій різних складових, що впливають на швидкості збудження і дезактивації першого коливального рівня.

Теоретичні розрахунки для інтенсивності смуги  $\lambda = 5.3$  мкм представлено в роботі [14]. Протягом розглядування також основні механізми збудження  $\text{NO}$  на різних висотах. На нижчих висотах ( $h = 90—100$  км) основним механізмом збудження  $\text{NO}$  є оптична накачка резонансним ІЧ-випромінюванням від нижчих шарів атмосфери і від Сонця. В області  $h = 100—120$  км основним механізмом збудження  $\text{NO}$  є хімічна реакція (3). На висотах  $h > 120$  км домінуючим стає теплове збудження в зіткненнях  $\text{NO} + \text{O}$ . Таким є основний вклад в коливальне збудження  $\text{NO}$  різних процесів на вказані висотних інтервалах. Дезактивація ж коливального збудження молекул  $\text{NO}$  на висотах  $h = 90—110$  км обумовлена зіткненнями з атомами кисню, а при  $h = 120$  км — спонтанним радіаційним розпадом.

#### МОЛЕКУЛА $\text{NO}$ І СОНЯЧНА АКТИВНІСТЬ

Вимірювання на супутнику Solar Mesosphere Explorer (SME) [34] показали, що концентрація  $\text{NO}$  на низьких широтах на висоті  $h = 110$  км зменшилась приблизно від  $3 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$  до  $4 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$  за період з січня 1982 р. по квітень 1985 р. Цьому проміжку часу відповідає низхідна фаза сонячного циклу, на протязі якого середньомісячна відносна кількість сонячних плям зменшилась приблизно від 150 до 25.

Крім цього, на SME було зареєстровано зміну концентрації  $\text{NO}$  у два рази на протязі 27-денного періоду обертання Сонця (для високої сонячної активності). Як уже згадувалось, основне джерело утворення  $\text{NO}$  у нижній термосфері — це реакція  $\text{N}({}^2\text{D})$  атомів з молекулами кисню (реакція (3)). Атоми  $\text{N}({}^2\text{D})$  утворюються в результаті ряду реакцій іон-нейтрал і прямої дисоціації молекул  $\text{N}_2$  фотонами і фотоелектронами. Виникнення піку концентрації  $\text{NO}$  на висоті близько 115 км є наслідком іонізації і дисоціації молекул  $\text{N}_2$  фотоелектронами, які продукуються сонячним випромінюванням з  $\lambda < 30$  нм (жорсткий ультрафіолет). Розрахунки показують [34], що варіації  $[\text{NO}]$  на протязі циклу сонячної активності (на низьких широтах в нижній термосфері) можуть бути обумовлені змінами потоку сонячного випромінювання з  $\lambda < 30.0$  нм. Варіації концентрації  $\text{NO}$  на протязі періоду обертання Сонця добре кореляють із змінами потоку м'якого рентгенівського випромінювання в діапазоні  $\lambda = 1.8—5.0$  нм [31, 34, 37]. Зміна потоку від Сонця в діапазоні 1.8—5.0 нм в три рази на протязі одного оберту призводить до зміни концентрації  $\text{NO}$  в області піку приблизно в два рази, що

узгоджується із спостереженнями на супутнику.

Як уже згадувалось вище, основне джерело продукції NO в Е-області іоносфери — це реакція N(<sup>2</sup>D) з O<sub>2</sub> (3). Процес (4) на цих висотах є другорядним. Значення коефіцієнта швидкості реакції N(<sup>4</sup>S) + O<sub>2</sub> складає

$$k = 1.5 \cdot 10^{-11} \exp(-3600/T) \text{ см}^3/\text{с}$$

[38]. Завдяки температурній залежності  $k$  при значному збільшенні температури механізм (4) утворення NO може стати домінуючим. Так, у верхній термосфері при переході від сонячного мінімуму до максимуму температура збільшується приблизно від 800 до 1130 К на висоті 200 км згідно з моделлю MSIS-86 [35]. Згідно з розрахунками [38] в Е-шарі іоносфери, де значення  $k$  мале, концентрація NO визначається атомами N(<sup>2</sup>D). На більших висотах  $k$  збільшується з підвищеннем температури, і вклад N(<sup>4</sup>S) в продукцію NO зростає. Однак, для умов мінімуму сонячної активності N(<sup>2</sup>D) + O<sub>2</sub> залишається основним джерелом NO і на більших висотах. В період максимуму активності механізм (4) починає переважати вже при  $h = 130$  км. Така різниця обумовлена відмінністю висотних профілів температури термосфери для умов мінімуму і максимуму сонячної активності. На висоті  $h = 200$  км N(<sup>4</sup>S) + O<sub>2</sub> механізм дає близько 80 % загальної продукції NO в максимумі активності [38] і близько 40 % при середній активності Сонця [14].

Інтенсивність же ІЧ-випромінювання в смузі  $\lambda = 5.3$  мкм збільшується не тільки за рахунок збільшення концентрації NO, а і за рахунок збільшення швидкості теплової накачки рівня  $V = 1$  в зіткненнях NO — O (при переході від мінімуму до максимуму сонячної активності). Таким чином, залежність інтенсивності смуги  $\lambda = 5.3$  мкм від сонячної активності повинна бути більш різкою, ніж залежність концентрації NO.

#### ВАРИАЦІЇ ТЕМПЕРАТУРИ АТМОСФЕРИ В ПЕРІОД ПІДГОТОВКИ ЗЕМЛЕТРУСУ ТА ПОВ'ЯЗАНІ З ЦИМ МОЖЛИВІ ЗМІНИ ІНТЕНСИВНОСТІ ЕМІСІЇ NO $\lambda = 5.3$ мкм

В спостереженнях емісії атомарного кисню  $\lambda = 630$  нм за декілька десятків хвилин перед початком Іранського землетрусу (20—21 червня 1990 р.,  $M = 7.5$ ) було зареєстровано підвищення температури F<sub>2</sub>-шару іоносфери на 350 К [1]. В Абастумані за спостереженнями цієї ж емісії [O I]  $\lambda = 630$  нм перед Румунським землетрусом (31 серпня 1986 року,  $M = 6.7$ ) зафіксовано збільшення температури атмосфери приблизно на 200 К (дані приведено

до висоти 300 км) [26].

Таким чином, експериментально зареєстровано явище розігрівання верхньої атмосфери в період підготовки сильних землетрусів. Механізм підвищення температури незрозумілий. Привертає увагу гіпотеза розігрівання F<sub>2</sub>-області іоносфери за допомогою акусто-гравітаційних хвиль [2, 23].

В роботі [23] розглядається наступний механізм підвищення температури. За декілька діб до початку землетрусу відбувається інтенсифікація нестационарного виходу літосферних газів в атмосферу [6]. Це може привести до генерації атмосферних гравітаційних хвиль з характерними періодами 1—2 год і горизонтальними розмірами порядку декількох сотень кілометрів. Поширюючись на висоти іоносфери, ці хвилі створюють початкові збурення плазми, достатні для розвитку плазмової нестійкості Релея-Тейлора. В результаті останньої формуються так звані плазмові кулі (області зниженої концентрації плазми). В плазмових кулях виникає значне поляризаційне електричне поле, поперечне до магнітного, яке ефективно нагріває іони, а останні в результаті зіткнень нагрівають нейтральний компонент атмосфери.

Проаналізуємо, як зростання температури атмосфери може вплинути на інтенсивність емісії NO  $\lambda = 5.3$  мкм. Для смуги емісії  $\lambda = 5.3$  мкм на висотах  $h > 120$  км домінуючим механізмом збудження є теплове збудження в зіткненнях NO — O:



Для константи швидкості теплового збудження в процесі (5) діється значення

$$\alpha = 3.6 \cdot 10^{-11} \exp(-2700/T)$$

[14]. Тому з підвищенням температури  $\alpha$  збільшується за рахунок експоненційного множника. Гордіец, Марков [13] приводять результати розрахунків інтенсивності ІЧ-випромінювання в смузі  $\lambda = 5.3$  мкм для різних значень температури екзосфери.

При зміні температури екзосфери, наприклад від 1000 до 1350 К, інтенсивність випромінювання в смузі NO  $\lambda = 5.3$  мкм збільшується приблизно від  $6 \cdot 10^3$  ерг·см<sup>-2</sup>с<sup>-1</sup> до  $1.1 \cdot 10^4$  ерг·см<sup>-2</sup>с<sup>-1</sup> (розглядаються вертикальні потоки енергії в смузі вище 90 км).

Таким чином, експериментально зареєстроване підвищення температури в F<sub>2</sub>-шарі іоносфери на 350 К призведе до відчутного збільшення інтенсивності смуги емісії NO  $\lambda = 5.3$  мкм. Слід наголосити, що розрахунки в [13] проводились для вертикальних потоків енергії. Спектральні ж вимірювання в ході експерименту «Попередження» передбачається

проводити методом сканування лімбу атмосфери. Потоки по дотичних напрямках перевищуватимуть вертикальні потоки енергії на порядок і більше за рахунок геометрії лімбових спостережень.

### ІЧ-АНОМАЛІЙ ПОТОКУ ВИСХІДНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ ЗЕМЛІ ТА ЇХНІЙ МОЖЛИВИЙ ВПЛИВ НА ІНТЕНСИВНІТЬ СМУГИ ЕМІСІЇ $\lambda = 5.3$ мкм В Е-ОБЛАСТІ ЮНОСФЕРИ

Аналіз теплових космічних знімків поверхні Землі в діапазоні випромінювання 10.5—11.3 мкм дав можливість зареєструвати так звані додатні теплові аномалії потоку в деяких сейсмоактивних регіонах Середньої Азії [15]. Під додатніми тепловими аномаліями розуміють стійкі в часі області, від яких потік ІЧ-випромінювання від ділянки Землі більший в порівнянні з сусідніми областями. Інтенсивність висхідного ІЧ-випромінювання і його розподіл у часі і в просторі визначаються в першу чергу температурою поверхні Землі. Температура поверхні залежить від нагрівання Сонцем, метеорологічних умов, процесів в земній корі. Саме процеси, що протікають в земній корі, важливі з точки зору пошуку ефектів, що передують землетрусам та їх супроводжують. Зручним районом для дослідження зв'язку ІЧ-випромінювання від Землі з сейсмічною активністю є Середньоазіатський регіон, де стабільні метеорологічні умови (велика кількість безхмарних днів та низька вологість) і відносно висока сейсмічна активність. Щоб звести до мінімуму вплив сонячного нагріву на формування потоку висхідного ІЧ-випромінювання Землі, зйомки проводились перед світанком [25].

За декілька діб до початку Газлійського землетрусу 19 березня 1984 р. була зареєстрована додатня аномалія висхідного ІЧ-випромінювання на південні Тамди-Токрауського і Талассо-Ферганського розломів (площа порядку 100 тис. км<sup>2</sup>). Слабкіші землетруси в цій же зоні теж попереджалися появою додатної аномалії. Аналогічні позитивні аномалії висхідного ІЧ-випромінювання спостерігались в іншому сейсмоактивному регіоні — Східному Середземномор'ї (в прибережній зоні до 300 км довжиною на границі Лівії та Єгипту). Основні загальні характеристики аномалій: велика площа (тисячі км<sup>2</sup> і більше), інтенсивність порядку декількох градусів, висока швидкість формування. Згідно з однією гіпотезою [15] поява цих аномалій пов'язана із зміною складу і концентрації газових домішок в приземних шарах атмосфери над активними розломами. Відомо, що через розломи кори в сейсмоактивних регіонах відбувається вихід на по-

верхню таких газів, як H<sub>2</sub>, CO, CO<sub>2</sub>, CH<sub>4</sub>, Rn та ін. [6]. Зміна складу приземної атмосфери може обумовити парниковий ефект [20].

Наприклад, збільшення на порядок концентрації CO<sub>2</sub> в приземному шарі атмосфери висотою 2 км приведе до підвищення температури поверхні Землі на декілька градусів [15], що узгоджується з інтенсивністю спостережуваних аномалій.

В області висот 90—100 км основним механізмом збудження емісії NO  $\lambda = 5.3$  мкм є оптична накачка резонансним ІЧ-випромінюванням від нижчих шарів атмосфери і від Сонця. Ймовірність накачки випромінюванням, що надходить з нижньої атмосфери, досить різко залежить від ефективної температури цього випромінювання. В роботі [14] ця ймовірність задається формулою

$$W_{10}^3 = 0.5A_{10}/[\exp(E_{10}/kT_3)-1],$$

де  $E_{10}$  — енергія переходу,  $A_{10}$  — ймовірність спонтанного радіаційного розпаду,  $T_3$  — ефективна температура нижньої атмосфери Землі для випромінювання з розглядуваною довжиною хвилі,  $k$  — стала Больцмана, 0.5 — фактор дилюції. Як видно з формули, залежність від ефективної температури випромінювання досить різка. При зміні T<sub>3</sub> всього на декілька градусів (наприклад від 240 до 243 К) ймовірність збудження зросте приблизно на 25 %. Якщо в період підготовки землетрусу температура поверхні Землі зросте на декілька градусів, ймовірність збудження рівня  $V = 1$  молекули NO і відповідно інтенсивність емісії  $\lambda = 5.3$  мкм збільшиться. Над областю підготовки землетрусу утворяться локальні зони з підвищеною інтенсивністю емісії  $\lambda = 5.3$  мкм.

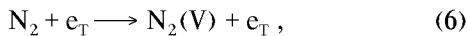
### МОЛЕКУЛА NO В ЕЛЕКТРИЧНИХ ПОЛЯХ

Природа механізму формування сейсмоіоносферних провісників землетрусів на сьогоднішній день ще недостатньо вивчена. Проте багато вчених віддають перевагу електромагнітній природі цих явищ (виникнення аномальних електрических полів в іоносфері перед землетрусами). Згідно з однією з гіпотез [17] джерелом електрических полів на поверхні Землі перед землетрусами можуть бути великомасштабні струмові системи. Напруженість електричного поля від таких струмових систем може досягати на поверхні Землі 10<sup>3</sup>—10<sup>4</sup> В/м в частотному діапазоні 1—10<sup>3</sup> Гц. Ці поля можуть проникати на висоти іоносфери, послаблюючись при цьому на 5-6 порядків величини. Тобто, поля в нижній іоносфері можуть складати 10—100 мВ/м [16]. Значне послаблення поля при проникненні

його на висоти іоносфери, є найбільш вразливим місцем електромагнітної гіпотези механізму формування провісників землетрусів. Задача про проникнення в іоносферу вертикального електростатичного поля, локалізованого в області епіцентру майбутнього землетрусу на поверхні Землі розглядається в роботі [19]. Отримано, що ефективність проникнення поля вночі значно вища, ніж днем. Напруженість електростатичного поля на іоносферних висотах має помітне значення 0.3—0.7 мВ/м лише для великомасштабних сейсмічних джерел (характерний розмір області локалізації поля 100 км і більше), якщо величина поля в області епіцентру на поверхні Землі становить 1000 В/м.

Існування аномальних електричних полів в іоносфері над областю підготовки землетрусу було підтверджено експериментально. Результати експерименту по вивченю квазісталіх електричних полів над районами землетрусів, проведеного з борту ШСЗ «Інтеркосмос—Болгарія 1300», представлено в роботі [28]. Дані отримано 21.01.82 на орбіті, яка проходила над районом землетрусу (координати епіцентру:  $\varphi = 3.39^{\circ}$  S,  $\lambda = 177.43^{\circ}$  E, глибина  $d = 33$  км, час початку землетрусу  $t = 17^{\text{h}}50^{\text{m}}26.2^{\text{s}}$  UT). На розглядуваному відрізку орбіти горизонтальні компоненти електричного поля не перевищували 1 мВ/м (роздільна здатність приладу). В двох зонах: в  $17^{\text{h}}38^{\text{m}}$  над епіцентром землетрусу (в проекції по магнітних силових лініях з нижньої іоносфери на висоту ШСЗ) і в магнітоспряженій точці (в  $17^{\text{h}}35^{\text{m}}15^{\text{s}}$ ) були зафіковані величини поля 3—7 мВ/м. Розміри зон  $1—1.5^{\circ}$  по широті. Слід вказати, що над епіцентром і в магнітоспряженій точці спостерігались електричні поля, протилежні за знаком. Тобто, приблизно за 15 хв до головного поштовху в іоносфері над областю підготовки землетрусу збуджувались квазісталі електричні поля.

В роботі [14] розглядається механізм перетворення енергії електричних полів в енергію утворення NO і N. Суть механізму в тому, що в електричних полях відбувається розігрів теплових електронів, які коливально збуджують молекулу N<sub>2</sub>:



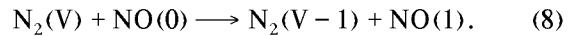
потім відбувається дисипація коливальної енергії N<sub>2</sub> в реакції:



Розрахунки показують [14], що реакція (7) стає ефективною при наявності електричних полів, де електрони розігриваються до  $T_e \sim 4000$  K. На висоті  $h = 110$  км така температура досягається при  $E_{\perp} \approx 3 \cdot 10^{-3}$  В/м (електричне поле паралельне до геомагнітного поля). Із збільшенням висоти величина

електричного поля, необхідного для розігріву електронів, зменшується і при  $h = 160$  км становить  $3 \cdot 10^{-4}$  В/м. Теоретично величини електричних полів сейсмічного походження можуть досягати значень, необхідних для запуску реакції (7). Тобто, механізм, який розглядався в [14] для пояснення аномально високих концентрацій NO на авроральних широтах, можна застосувати при розгляді сейсмоіоносферних ефектів для середніх широт.

Таким чином, в присутності досить сильних  $E_{\perp}$  інтенсивність ІЧ-випромінювання в смузі NO  $\lambda = 5.3$  мкм може різко збільшитись за рахунок збільшення концентрації NO в реакції (7). Крім цього, в сильних електрических полях  $E_{\perp}$  через ріст [NO] і  $T_{N_2}$  важливим механізмом збудження емісії  $\lambda = 5.3$  мкм (окрім реакції N(<sup>2</sup>D) з O<sub>2</sub> і теплових зіткнень NO — O) може стати збудження в реакції міжмолекулярного коливального обміну [11]:



У випадку полів  $E_{\perp}$  (перпендикулярних до геомагнітного) додаткове збудження NO може відбуватись за рахунок розігрівання іонів, які коливально збуджують N<sub>2</sub> в зіткненнях. Однак виявляється, що навіть у випадку ефективного збудження N<sub>2</sub> нагріті іони не можуть забезпечити режим, коли процес (7) стає відчутним для утворення NO [14]. Проте розігріті іони в результаті зіткнень ефективно підвищують температуру нейтралів, що призведе до збільшення швидкості теплової накачки в зіткненнях NO — O і, відповідно, інтенсивності емісії  $\lambda = 5.3$  мкм. Таким чином, енергія електрических полів може з високою ефективністю трансформуватись в енергію ІЧ-випромінювання NO. Підсилення інтенсивності емісії NO  $\lambda = 5.3$  мкм особливо відчутне в полях, паралельних до геомагнітного. Якщо перед землетрусами в іоносфері виникають аномальні електричні поля порядку декількох мВ/м, ці поля повинні спричинити відчутне підсилення інтенсивності емісії  $\lambda = 5.3$  мкм.

#### ТРАНСФОРМАЦІЯ ЕНЕРГІЇ ГЕОАКТИВНИХ ЧАСТИНОК В ЕНЕРГІЮ ІЧ-ВИПРОМІНЮВАННЯ В СМУЗІ $\lambda = 5.3$ мкм В ПЕРІОД ПІДГОТОВКИ ЗЕМЛЕТРУСУ

Останнім часом в ряді робіт розглядається кореляція потоків геоактивних частинок з сейсмічною активністю [3, 8, 9]. Вперше на можливий зв'язок потоків високоенергійних заряджених частинок в радіаційному поясі Землі з сейсмічністю було вказано в роботі [7], де проаналізовано результати експерименту «Марія» на орбітальній станції «Са-

лют-7» в 1985 р. В ході експерименту було зареєстровано три різких збільшення швидкості лічби (до 100 разів) заряджених частинок в області Бразильської магнітної аномалії, які неможливо було пояснити ні магнітними збуреннями, ні впливом сонячних спалахів. Аналіз збільшень потоку частинок показав, що особливість в розподілі високочастотних електронів і протонів реєструвалась за 2.5–3 год до початку активної фази землетрусів в цьому регіоні [3]. Для детального вивчення ефекту проведено статистично-кореляційний аналіз варіацій потоків захоплених частинок з сейсмічною активністю за період з 16 червня по 16 липня 1990 р. [10, 24]. Встановлено, що дійсно існує просторово-часова кореляція сильних літосферних землетрусів і варіацій потоку частинок внутрішнього радіаційного поясу. Запропоновано наступний механізм зв'язку флюктуацій заряджених частинок з сейсмічною активністю. Основну частку серед захоплених частинок внутрішнього радіаційного поясу складають протони з енергіями порядку 30 MeV і більше [3]. Захоплені геомагнітним полем, протони таких енергій можуть резонансно взаємодіяти з УНЧ-випромінюванням, бо частоти коливань цих частинок між дзеркальними точками знаходяться в межах 1–10 Гц. Така взаємодія може призводити до висипання частинок з радіаційного поясу Землі. Значне зростання інтенсивності УНЧ та КНЧ-випромінювання перед землетрусами реєструвалось як на поверхні Землі поблизу епіцентра [33], так і в іоносфері над областю підготовки землетрусу [4].

Енергійні частинки (протони, електрони) можуть вносити значний вклад у формування складу атмосфери і енергетики ІЧ-випромінювання. В роботі [12] проведено теоретичний аналіз механізму трансформації енергії частинок, які висипаються, в енергію ІЧ-випромінювання. Енергія частинок затрачається в основному на іонізацію основних нейтральних складових атмосфери O, O<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, а також дисоціацію молекул. В результаті дисоціативної рекомбінації утворюються атоми N(<sup>4</sup>S) і N(<sup>2</sup>D), які при активній взаємодії з молекулами кисню продукують NO. Основним механізмом збудження коливань NO є реакція N(<sup>2</sup>D) + O<sub>2</sub> (3). Приблизно 2.3 % енергії електронів, що висипаються, безпосередньо трансформується в ІЧ-випромінювання в смузі NO  $\lambda = 5.3 \text{ мкм}$  в результаті хімічної реакції (3). На нагрів газу і теплових електронів іде близько 60 % від повної енергії частинок. Ця енергія за рахунок теплового збудження коливань, переходитиме в енергію ІЧ-випромінювання в таких основних смугах: NO  $\lambda = 5.3 \text{ мкм}$  (коливальне збудження в зіткненнях NO — O вище 120 км),

CO<sub>2</sub>  $\lambda = 15 \text{ мкм}$  (коливальне збудження в зіткненнях CO<sub>2</sub> — O при  $h < 120 \text{ км}$ ) [12]. Інший механізм утворення NO в результаті взаємодії пучка електронів, що висипаються, не з нейтральною складовою, а з іоносферною плазмою, розглянули в роботі [5]. Показано, що при досить потужних висипаннях в іоносфері (потік енергії електронів  $\sim 10^{-4} \text{ Дж/см}^2$ ) на висотах 120–130 км може розвинутись пучкова нестійкість, в результаті якої теплові електрони отримають енергію порядку декількох eV. Такі електрони ефективно збуджують коливальні ступені свободи N<sub>2</sub>, а це може привести до появи нового каналу утворення NO в реакції (7).

Таким чином, висипання заряджених частинок повинні супроводжуватись підсиленням інтенсивності емісії  $\lambda = 5.3 \text{ мкм}$  як за рахунок нагріву газу, так і за рахунок збільшення концентрації NO.

## Висновки

На основі розглянутого вище розділа можна зробити висновок, що емісія NO  $\lambda = 5.3 \text{ мкм}$  є найважливішим каналом трансформації енергії електричних полів і захоплених енергійних частинок в енергію ІЧ-випромінювання атмосфери. При сильних збуреннях атмосфери, наприклад під час геомагнітних бурь, які супроводжуються розігрівом газу, тепlopровідність відіграє другорядну роль у відтоку енергії, і він забезпечується в основному ІЧ-випромінюванням [12], тобто молекула NO відіграє роль стабілізатора температури середовища. Згідно із сучасними уявленнями, в іоносфері над областю підготовки землетрусу відбувається розігрів газу, виникають аномальні електричні поля, збільшуються потоки геоактивних частинок внутрішнього радіаційного поясу, тобто іоносфера є збуреною. Підходи і механізми, які розроблено для пояснення аномально високих концентрацій NO та інтенсивності емісії  $\lambda = 5.3 \text{ мкм}$  під час геомагнітних бурь [13], можна до певної міри застосувати і при вивчені ефектів попередження землетрусів.

Узагальнивши вплив окремих відомих на сьогоднішній день ефектів попередження на інтенсивність смуги  $\lambda = 5.3 \text{ мкм}$ , можна зробити висновок, що в атмосфері над зоною підготовки землетрусу повинні утворюватись локальні області з відчутно підвищеною інтенсивністю ІЧ-випромінювання молекули NO. Говорити конкретно про розміри цих областей досить важко. Можна лише зробити деякі припущення. Якщо прийняти електромагнітну гіпотезу взаємодії іоносфера—літосфера, то характерні розміри області з підвищеною інтенсивністю емісії  $\lambda = 5.3 \text{ мкм}$  в E-області мають

бути того ж масштабу, що й лінійні розміри області підготовки землетрусу на поверхні Землі. Якщо ж віддати перевагу механізму передачі взаємодії за допомогою акусто-гравітаційних хвиль, то характерні розміри області будуть більш розмитими.

Таким чином, емісія NO  $\lambda = 5.3$  мкм може виявитись чутливим індикатором збудження іоносфери напередодні землетрусів.

1. Акмамедов Х. Интерферометрические измерения температуры в F-2 области ионосферы в период Иранского землетрясения 20.06.1990 г. // Геомагнетизм и аэрономия.—1993.—33, № 1.—С. 163—165.
2. Акмамедов Х., Перцев Н. Н., Романова Н. Н. и др. Возможный механизм увеличения температуры F-2 области ионсферы в период Иранского землетрясения 20 июня 1990 года // Геомагнетизм и аэрономия.—1996.—36, № 2.—С. 119—123.
3. Алешина М. Е., Воронов С. А., Гальпер А. Н., и др. О взаимосвязи положений очагов землетрясений и областей высapsulation высокоенергичных частиц из радиационного пояса // Космич. исследования.—1992.—30, вып. 1.—С. 79—83.
4. Биличенко С. В., Ингиг А. С., Ким Э. Ф. и др. УНЧ-отклики ионосферы на процессы подготовки землетрясений // Докл. АН СССР.—1990.—311, № 5.—С. 1077—1081.
5. Власов М. Н., Мишин Е. В., Телегин В. А. О механизме образования высоких концентраций окиси азота в полярной ионосфере // Геомагнетизм и аэрономия.—1980.—20, № 1.—С. 57—61.
6. Войтов Г. И., Добропольский И. П. Химические и изотопно-углеродные нестабильности потоков природных газов в сейсмически активных областях // Изв. АН СССР. Физ. Земли.—1994.—3.—С. 20.
7. Воронов С. А., Гальпер А. М., Кириллов-Угрюмов В. Г. Регистрация возрастания потоков высокоенергичных частиц в районе Бразильской магнитной аномалии 10 сентября 1985 года. — М.: МИФИ, 1988.—48 с.—(Препринт 006-88).
8. Гальпер А. М., Дмитренко В. В., Никитина Н. В. и др. О возможности предсказания землетрясений по изменению потоков высокоенергичных заряженных частиц в околосземном космическом пространстве. — М., 1988.—16 с.—(Препринт / МИФИ; № 069-88).
9. Гальпер А. М., Дмитренко В. В., Никитина Н. В. и др. Взаимосвязь потоков высокоенергичных заряженных частиц в радиационном поясе с сейсмичностью Земли // Космич. исследования.—1989.—27, № 5.—С. 789—792.
10. Гинзбург А. Е., Малышев А. Б., Прошкина И. П., Пустоветов В. П. Корреляция землетрясений и вариаций потока высокоенергичных частиц во внутреннем радиационном поясе // Геомагнетизм и аэрономия.—1994.—34, № 3.—С. 60—66.
11. Гордиец Б. Ф. Колебательная релаксация ангармонических молекул N<sub>2</sub> и концентрация окиси азота в возмущенной термосфере // Геомагнетизм и аэрономия.—1977.—17, № 5.—С. 871—878.
12. Гордиец Б. Ф., Марков М. Н. Инфракрасное излучение в энергетическом балансе верхней атмосферы // Космич. исследования.—1977.—15, вып. 5.—С. 725—735.
13. Гордиец Б. Ф., Марков М. Н. ИК-излучение и концентрация NO в существенно разогретой верхней атмосфере // Геомагнетизм и аэрономия.—1983.—23, № 3.—С. 446—450.
14. Гордиец Б. Ф., Марков М. Н., Шелепин Л. А. Теория инфракрасного излучения околосземного космического пространства // Тр. Физ. ин-та АН СССР.—1978.—105.—С. 7—71.
15. Горный В. И., Сальман А. Г., Тронин А. А., Шилин Б. В. Уходящее инфракрасное излучение Земли — индикатор сейсмической активности // Докл. АН СССР.—1988.—301, № 1.—С. 67—69.
16. Гохберг М. Б., Гершезон Н. И., Гуфельд И. Л. и др. О возможных эффектах воздействия электрических полей сейсмического происхождения на ионосферу // Геомагнетизм и аэрономия.—1984.—24, № 2.—С. 217—222.
17. Гохберг М. Б., Гуфельд И. Л. Источники электромагнитных предвестников землетрясений // Докл. АН СССР.—1980.—250, № 2.—С. 323.
18. Данилов А. Д., Власов М. Н. Фотохимия ионизированных и возбужденных частиц в нижней ионосфере. — Л.: Гидрометеоиздат, 1973.—200 с.
19. Ким В. П., Хегай В. В., Иллич-Свityч П. В. О возможном ионосферном предвестнике землетрясений // Изв. АН СССР. Физ. Земли.—1994.—3.—С. 37—40.
20. Кондратьев К. Я., Москаленко Н. И. Парниковый эффект атмосферы и климат. — Л.: Гидрометеоиздат, 1984.—212 с.
21. Коцаренко М. Я., Корепанов В. Е., Івченко В. М. Дослідження іоносферних провісників землетрусів (експеримент «Попередження») // Косміч. наука і технологія.—1995.—1, № 1.—С. 96—99.
22. Липеровский В. И., Похотовов О. А., Шалимов С. А. Ионосферные предвестники землетрясений. — М.: Наука, 1992.—305 с.
23. Перцев Н. Н., Шалимов С. Л. Генерация атмосферных гравитационных волн в сейсмически активном регионе и их влияние на ионосферу // Геомагнетизм и аэрономия.—1996.—36, № 2.—С. 111—118.
24. Пустоветов В. П., Малышев А. Б. Пространственно-временная корреляция землетрясений и вариаций потока высокоенергичных частиц во внутреннем радиационном поясе // Космич. исследования.—1993.—31, вып. 5.—С. 84.
25. Сальман А. Г., Тронин А. А. Космическая тепловая съемка — новый метод дистанционного изучения сейсмоактивных регионов // Сов. геология.—1989.—№ 10.—С. 90—93.
26. Торошлідзе Т. И. О возмущениях в верхней атмосфере Земли, предшествующих землетрясениям // Сооб. АН ГрССР.—1987.—126, № 1.—С. 77—80.
27. Федоренко А. К., Івченко В. М. Дослідження інфрачервоних молекулярних емісій від лімбу верхньої атмосфери Землі в рамках проекту «Попередження» (огляд) // Косміч. наука і технологія.—1996.—2, № 5—6.—С. 89—96.
28. Чмырев В. М., Ісаев Н. В., Биличенко С. В. и др. Электрические поля и гидромагнитные волны в ионосфере над очагом землетрясения // Геомагнетизм и аэрономия.—1986.—26, № 6.—С. 1020—1022.
29. Adler-Golden S. M., Mattew M. W., Smith D. R. Upper atmospheric infrared radiance from CO<sub>2</sub> and NO: observed during the SPIRIT 1 rocket experiment // J. Geophys. Res.—1991.—96A, N 7.—P. 11319—11329.
30. Ahmadjian M., Nadile R. M., Wise J. O., Bartschi B. CIRRIS-1A space shuttle experiment // J. Spacecraft and rockets.—1990.—27, N 6.—P. 669.
31. Barth C. A., Tobiska D. E., Siskind D. E., Cleary D. D. Solar-terrestrial coupling: low-latitude thermospheric nitric oxide // Geophys. Res. Lett.—1988.—N 15.—P. 92—94.
32. Caledonia G. E., Green B. D., Nadile R. M. The analysis of SPIRE measurements of atmospheric limb CO<sub>2</sub> ( $\nu_2$ ) fluorescence // J. Geophys. Res.—1985.—90A, N 10.—P. 9783—9788.
33. Fraser-Smith A. C., Bernard A., McGill P. R. Low-frequency

- magnetic field measurements near the epicenter of the Ms 7.1 Loma Prieto earthquake // Geophys. Res. Lett.—1990.—17, N 9.—P. 1465—1468.
34. Fuller-Rowell T. J. Modeling the Solar cycle change in nitric oxide in the thermosphere and upper mesosphere // J. Geophys. Res.—1993.—98A, N 2.—P. 1559—1570.
35. Hedin A. E. MSIS-86 thermospheric model // J. Geophys. Res.—1987.—92.—P. 4649—4662.
36. Sharma R. D., Sun Y., Dalgarno A. Highly rotationally excited nitric oxide in the terrestrial thermosphere // Geophys. Res. Lett.—1993.—20, N 19.—P. 2043—2045.
37. Siskind D. E., Barth C. A., Cleary D. D. The possible effect of solar soft X rays on thermospheric nitric oxide // J. Geophys. Res.—1990.—95.—P. 4311—4317.
38. Siskind D. E., Rusch D. W. Nitric oxide in the middle to upper thermosphere // J. Geophys. Res.—1992.—97A, N 3.—P. 3209—3217.
39. Stair A. T., Pritchard J., Coleman J., et al. Rocketborne cryogenic (10K) high resolution interferometer spectrometer flight HIRIS: auroral and atmospheric IR emission spectra // Appl. Optics.—1983.—27, N 7.—P. 1056—1069.
40. Stair A. T., Sharma R. D., Nadile R. H., et al. Observation of limb radiance with cryogenic spectral infrared rocket experiment // J. Geophys. Res.—1985.—90A, N 10.—P. 9763—9775.

**MOLECULAR NO EMISSION AT  $\lambda = 5.3 \mu\text{m}$   
IN THE UPPER ATMOSPHERE  
AS A POSSIBLE EARTHQUAKE PRECURSOR**

A. K. Fedorenko and V. N. Ivchenko

We discuss the possibility of using NO emission ( $\lambda = 5.3 \mu\text{m}$ ) as a seismic activity indicator. The energy of electric fields and geoactive particles in the upper atmosphere can be effectively converted into the IR radiation energy through the vibrational excitation of the  $\text{N}_2$  molecules with the subsequent transmission of the vibrational energy to NO. The nitric oxide molecule can play the role of a stabilizer of neutrals' temperature during ionospheric disturbances. So, the NO fundamental band emission is a sensitive indicator of various disturbances of the ionosphere.

УДК [629.78:621.383]:574

## К выбору параметров оптико-электронной системы космического инфракрасного сканера

В. Г. Колобродов<sup>1</sup>, Н. Шустер<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут», Київ

<sup>2</sup>Технічний університет м. Льєменау, ФРН

*Надійшла до редакції 20.01.98*

Досліджено взаємозв'язок між просторовою роздільною здатністю ІЧ-сканера та параметрами об'єктива, скануючої системи та приймача випромінювання з метою узгодження цих параметрів для отримання бажаної роздільної здатності. Розглянуто приклад розрахунку оптико-електронної системи ІЧ-сканера.

Важное место в космических системах дистанционного зондирования Земли занимают ИК-сканеры, предназначенные для наблюдения и контроля за тепловыми полями земной поверхности путем преобразования их в видимый аналог. Космические ИК-сканеры работают, как правило, в окне прозрачности атмосферы 8—14 мкм, в котором происходит наиболее интенсивное излучение энергии от объектов, находящихся при атмосферной температуре.

ИК-сканер состоит из следующих основных частей: оптической системы, приемника излучения (ПИ), электронного тракта обработки видеосигналов [3, 4]. В свою очередь оптическая система состоит из ИК-объектива и сканирующей системы. Объектив предназначен для формирования изображения в плоскости ПИ с требуемым качеством и освещенностью. Сканирующая система превращает двумерное распределение освещенности изображения в одномерный, изменяющийся во времени лучистый поток, который воспринимает ПИ. Она строится в зависимости от типа ПИ (одноэлементный, линейка или матрица) и задач, которые решает ИК-сканер [2]. ПИ, являясь основным элементом ИК-сканера, превращает переменный лучистый поток в электрический видеосигнал. Элект-

ронный тракт служит для усиления достаточно слабого выходного сигнала ПИ, аналоговой и цифровой его обработки, отделения полезного сигнала от шума и представления его в форме, удобной для передачи со спутника на Землю.

Обобщенными характеристиками ИК-сканера являются модуляционная передаточная функция, функция передачи сигнала, эквивалентная шуму разность температур, минимальная разрешаемая разность температур (MRTD), минимальная обнаруживаемая разность температур [2, 3]. Большинство из этих характеристик зависят от эквивалентной полосы пропускания ИК-сканера, которая в области угловых пространственных частот определяется формулой [3]

$$\Delta\nu = \int_0^{\infty} |M_T(\nu_x)|^2 d\nu_x, \quad (1)$$

где  $M_T(\nu_x)$  — модуляционная передаточная функция (МПФ) ИК-сканера;  $\nu_x$  — угловая пространственная частота, связанная с пространством объекта. При этом угловое разрешение ИК-сканера [2]

$$\delta\omega = \frac{1}{2\Delta\nu}. \quad (2)$$

Понятие МПФ справедливо только в том случае,

если ИК-сканер представляет собой линейную инвариантную систему без учета шумовых свойств системы. В большинстве случаев считают, что для этого достаточно, чтобы отношение сигнал/шум (SNR) было больше 10 [3]. Поэтому формула (2) определяет разрешения при больших значениях SNR. ИК-сканер при малых температурных контрастах в пределах ограниченного поля зрения можно считать линейной инвариантной системой [3, 4]. В свою очередь SNR определяет энергетическое (температурное) разрешение. Связь между пространственным и температурным разрешениями определяется функция MRTD( $\nu_x$ ).

При проектировании ИК-сканеров возникает сложная проблема согласования параметров его отдельных элементов с целью получения необходимого разрешения при наименьших затратах. В настоящей статье исследуется влияние параметров объектива, сканирующей системы и ПИ на пространственное разрешение сканера с целью согласования этих параметров для получения требуемого пространственного разрешения.

МПФ характеризует поведение ИК-сканера в области пространственных частот и определяется остаточным контрастом изображения тепловой миры с периодической структурой и контрастом самой миры, равным единице. МПФ сканера определяется произведением МПФ его отдельных элементов: объектива, ПИ и электронного тракта. Для одномерного случая при сканировании вдоль оси  $x$

$$M_T(\nu_x) = M_O(\nu_x)M_{Ds}(\nu_x)M_{Dt}(f)M_E(f), \quad (3)$$

где  $M_O$  — МПФ объектива,  $M_{Ds}$  и  $M_{Dt}$  — пространственная и временная МПФ ПИ соответственно,  $M_E$  — МПФ электронного тракта.

Для аппроксимации МПФ объектива выберем наиболее используемую гауссову функцию [2, 4]

$$M_O(\nu_x) = \exp(-2\pi^2 r_0^2 \nu_x^2), \quad (4)$$

где  $r_0$  — радиус кружка рассеяния на уровне 0.606 от максимального значения функции рассеяния точки.

В большинстве ИК-сканеров используются фотонные ПИ с прямоугольной чувствительной площацкой размером  $V_D \times W_D$ . Для таких ПИ одномерная МПФ аппроксимируется функцией [2]:

$$M_{Ds}(\nu_x)M_{Dt}(f) = \frac{\sin(\pi V_D \nu'_x)}{\pi V_D \nu'_x} \frac{1}{\sqrt{1 + (2\pi t_D f)^2}}, \quad (5)$$

где  $\nu'_x$  — пространственная частота в плоскости ПИ;  $t_D$  — постоянная времени ПИ;  $f$  — временная частота. Пространственные частоты  $\nu'_x$  и  $\nu_x$  связаны между собой соотношением

$$\nu'_x = \nu_x \frac{1000}{f'_0}, \quad (6)$$

где  $f'_0$  — фокусное расстояние объектива.

При линейном сканировании связь между временной  $f$  и пространственной  $\nu_x$  частотами определяется соотношением [2]

$$f = \frac{1000}{t_0} \frac{V_D}{f'_0} \nu_x = \frac{\alpha_D}{t_0} \nu_x, \quad (7)$$

где  $\alpha_D$  — угловой размер чувствительной площадки ПИ;  $t_0$  — время разложения одного элемента термографического изображения.

При проектировании электронного тракта его полосу пропускания согласовывают со спектром видеосигнала, который определяется временем разложения одного элемента  $t_0$ . МПФ такого тракта определяется функцией [3]

$$M_E(f) = \frac{1}{\sqrt{1 + (2t_0 f)^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 + (2\alpha_D \nu_x)^2}}. \quad (8)$$

Тогда МПФ (3) ИК-сканера с учетом (4), (5) и (8) запишется в виде

$$M_T(\nu_x) = \exp(-2\pi^2 r_0^2 \nu_x^2) \frac{\sin(\pi \alpha_D \nu_x)}{\pi \alpha_D \nu_x} \times \\ \times \frac{1}{\sqrt{1 + \left(2\pi \frac{t_D}{t_0} \alpha_D \nu_x\right)^2}} \frac{1}{\sqrt{1 + (2\alpha_D \nu_x)^2}}. \quad (9)$$

Для упрощения аппроксимируем функции (5) и (8) гауссовыми функциями вида

$$M_{Ds}^{ap}(\nu_x) = \exp(-2\pi^2 r_{Ds}^2 \nu_x^2), \\ M_{Dt}^{ap}(\nu_x) = \exp(-2\pi^2 r_{Dt}^2 \nu_x^2), \\ M_E^{ap}(\nu_x) = \exp(-2\pi^2 r_E^2 \nu_x^2), \quad (10)$$

исходя из равенства интегралов, аналогичных (1), т. е.

$$\int_0^\infty |M_{Ds}(\nu_x)|^2 d\nu_x = \int_0^\infty |M_{Ds}^{ap}(\nu_x)|^2 d\nu_x, \\ \int_0^\infty |M_{Dt}(\nu_x)|^2 d\nu_x = \int_0^\infty |M_{Dt}^{ap}(\nu_x)|^2 d\nu_x, \\ \int_0^\infty |M_E(\nu_x)|^2 d\nu_x = \int_0^\infty |M_E^{ap}(\nu_x)|^2 d\nu_x. \quad (11)$$

Такая аппроксимация аналогична определению эффективной шумовой полосы оптико-электронного прибора или критерию Шаде, принятому в телевидении для определения пространственного разрешения [2, 3].

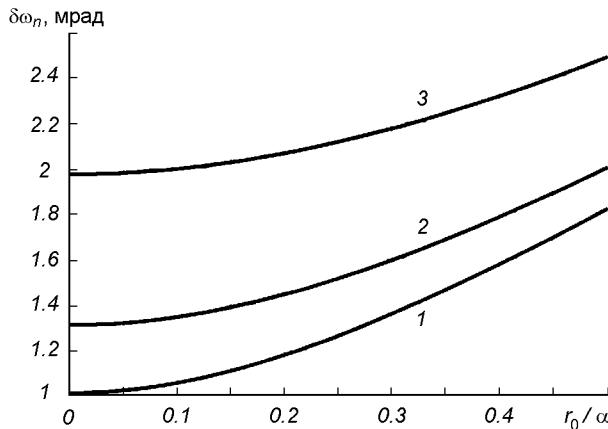


Рис. 1. Нормированная однопараметрическая эквивалентная полоса пропускания ИК-сканера: 1 —  $t_D/t_0 = 0.1$ ; 2 —  $t_D/t_0 = 0.5$ ; 3 —  $t_D/t_0 = 1.0$

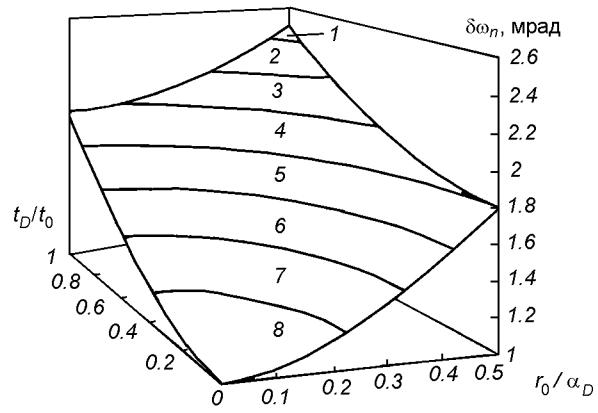


Рис. 2. Нормированная двупараметрическая эквивалентная полоса пропускания ИК-сканера: 1 — 2.4—2.6; 2 — 2.2—2.4; 3 — 2—2.2; 4 — 1.8—2; 5 — 1.6—1.8; 6 — 1.4—1.6; 7 — 1.2—1.4; 8 — 1—1.2

Эти уравнения имеют следующее решение:

$$r_{Ds} = 0.28\alpha_D, r_{Dt} = 0.564 \frac{t_D}{t_0} \alpha_D, r_E = 0.18\alpha_D. \quad (12)$$

С учетом (10) и (12) функция (9) преобразуется к виду

$$\begin{aligned} M_T(\nu_x) &= \\ &= \exp \left\{ -2\pi^2 \left[ r_0^2 + 0.1108\alpha_D^2 + 0.3181 \left( \frac{t_D}{t_0} \right)^2 \alpha_D^2 \right] \nu_x^2 \right\}. \end{aligned} \quad (13)$$

Теоретические исследования и экспериментальные измерения показывают, что МПФ ИК-сканера можно аппроксимировать гауссовой функцией [3]

$$M_T(\nu_x) = \exp(-2\pi^2 r_T^2 \nu_x^2), \quad (14)$$

где  $r_T$  — радиус кружка функции рассеяния точки. Из сравнения (13) и (14) находим, что

$$r_T = \sqrt{r_0^2 + \left[ 0.1108 + 0.3181 \left( \frac{t_D}{t_0} \right)^2 \right] \alpha_D^2}. \quad (15)$$

Определим теперь эквивалентную полосу пропускания сканера согласно (1):

$$\begin{aligned} \Delta\nu &= \int_0^\infty \exp(-4\pi^2 r_T^2 \nu_x^2) d\nu_x = \frac{1}{4\sqrt{\pi} r_T} = \\ &= \frac{1}{4\sqrt{\pi} [r_0^2 + [0.1108 + 0.3181(t_D/t_0)^2]\alpha_D^2]^{1/2}}. \end{aligned} \quad (16)$$

Тогда угловое разрешение (2) определяется функцией

$$\delta\omega = 2\sqrt{\pi[r_0^2 + [0.1108 + 0.3181(t_D/t_0)^2]\alpha_D^2]}. \quad (17)$$

Проанализируем полученное выражение. Для этого определим вначале угловое разрешение, когда в сканере используются «идеальные» объектив с  $r_0 \rightarrow 0$  и ПИ с  $t_D \rightarrow 0$ . Тогда

$$\delta\omega_{min} = 2\sqrt{\pi 0.1108\alpha_D^2} = 1.18\alpha_D.$$

Если при этом не учитывать также влияние сканирующей системы и конечную полосу пропускания электронного тракта, то минимальное разрешение или мгновенное поле зрения равно  $\delta\omega_0 = \alpha_D$  [2]. Этот очевидный результат можно получить из (17), если считать  $M_E(\nu_x) = 1$  в (3).

Нормированное угловое разрешение определяется выражением

$$\delta\omega_n = \frac{\delta\omega}{\delta\omega_{min}} = \sqrt{9 \left( \frac{r_0}{\alpha_D} \right)^2 + 2.9 \left( \frac{t_D}{t_0} \right)^2 + 1}. \quad (18)$$

На рис. 1 представлена однопараметрическая полоса пропускания, а на рис. 2 — двупараметрическая. Из анализа функции (18) следует, что

1. Если объектив и ПИ одинаково влияют на его МПФ, или одинаково ухудшают разрешающую способность сканера, то, как следует из (12),

$$r_0 = r_{Ds} = 0.28\alpha_D; \quad (19)$$

$$r_0 = r_{Dt} = 0.564 \frac{t_D}{t_0} \alpha_D = 0.28\alpha_D.$$

Отсюда  $r_0/\alpha_D = 0.28$ ;  $t_D/t_0 = 0.5$ ; тогда угловое разрешение  $\delta\omega_n^* = 1.56$ , т. е. угловое разрешение более чем в 1.5 раза хуже «идеального».

2. Разрешение  $\delta\omega_n^*$  можно получить, если использовать «идеальный» ПИ ( $t_D = 0$ ) и объектив худшего качества с радиусом кружка рассеяния  $r_0 = 0.4\alpha_D$ , или «идеальный» объектив ( $r_0 = 0$ ) и более инерционный ПИ с постоянной времени  $t_D = 0.7t_0$ .

3. Увеличение радиуса кружка рассеяния объектива  $r_0$  и постоянной времени ПИ  $t_D$  приводит к ухудшению разрешения сканера. Требуемое разрешение  $\delta\omega_n$  можно достичь за счет соответствующего выбора нормированных параметров  $r_0/\alpha_D$  и  $t_D/t_0$ , как показано на рис. 2.

4. Для практических целей рекомендуются следующие соотношения между параметрами:  $r_0 \leq 0.3\alpha_D$  и  $t_0 \geq 2t_D$ . При этом необходимо учитывать сложность, вес, габариты и стоимость объектива, сканирующей системы и ПИ.

5. Инерционность ПИ можно не учитывать, если  $t_0 > 5t_D$ .

В качестве примера рассмотрим методику расчета основных параметров объектива, сканирующей системы и ПИ ИК-сканера, установленного на спутнике с высотой полета  $h_f = 800$  км, который должен обеспечить пространственное разрешение  $\delta V = 100$  м на поверхности Земли с полосой обзора  $V = 200$  км. Аналогом такого сканера являются зарубежные приборы ASTER ( $\delta V = 90$  м,  $V = 106$  км), LANDSAT 7 ( $\delta V = 60$  м,  $V = 160$  км), TM ( $\delta V = 120$  м,  $V = 185$  км).

Для обеспечения такой полосы обзора в качестве ПИ выберем КРТ-ленту фирмы SAT, которая имеет: количество элементов  $N_D = 32$ ; размер чувствительной площадки  $V_D \times W_D = 50 \times 50$  мкм<sup>2</sup>, постоянная времени  $t_D = 1$  мкс. Формировать полосу обзора будем параллельным методом сканирования [2], как показано на рис. 3.

Порядок расчета следующий.

1. Определяем в первом приближении фокусное расстояние объектива по формуле [1]:

$$f_{01} = h_f \frac{V_D}{\delta V} = 8 \cdot 10^8 \frac{5 \cdot 10^{-2}}{10^5} = 400 \text{ мм.} \quad (20)$$

При этом угловой размер чувствительной площадки ПИ

$$\alpha_D = \frac{V_D}{f_{01}} = 0.125 \text{ мрад.} \quad (21)$$

2. Время формирования одного элемента разложения термографического изображения  $t_0$  определяем в такой последовательности:

— время формирования одной строки изображения  $t_1$  находим из условия, что оно должно равняться времени смещения изображения поверхности Земли на расстояние, равное длине линейки, т. е.  $l_D = v'_f t_1$ , где  $v'_f$  — скорость перемещения изображе-

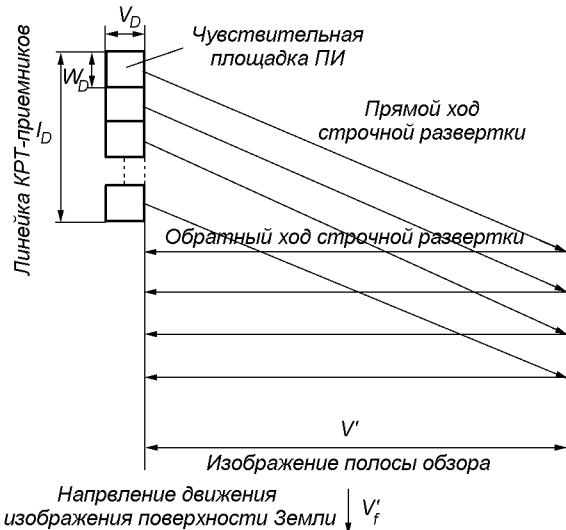


Рис. 3. Метод параллельного сканирования линейкой КРТ-приемников излучения

ния в плоскости ПИ. Тогда

$$t_1 = \frac{l_D}{v'_f} = \frac{N_D W_D h_f}{v_f f_{01}},$$

где  $v_f = 7.9$  км/с — первая космическая скорость у поверхности Земли;

— число активных элементов разложения в строке

$$N_{xa} = \frac{V'}{V_D} = \frac{V f_{01}}{V_D h_f},$$

где  $V'$  — размер полосы обзора в плоскости ПИ (рис. 3);

— время формирования одного элемента

$$t_0 = \frac{t_1 \eta_s}{N_{xa}} = \frac{N_D V_D W_D h_f^2 \eta_s}{v_f f_{01}^2 V}, \quad (22)$$

где  $\eta_s = 0.8$  — эффективность сканирования. После подстановки исходных данных имеем  $t_0 = 162$  мкс. При этом частота сканирования

$$f_s = \frac{1}{t_1} = \frac{v_f f_{01}}{N_D W_D h_f} = 2.47 \text{ Гц.} \quad (23)$$

3. Определяем радиус кружка рассеяния объектива  $r_0$ , исходя из условия (19), когда объектив и ПИ одинаково ухудшают разрешающую способность сканера. При этом  $r_0 = 0.28\alpha_D = 0.035$  мрад, что соответствует разрешающей способности объектива [2]

$$\nu_{res} = \frac{1000}{2\pi r_0 f_{01}} \approx 12 \text{ мм}^{-1}. \quad (24)$$

4. Согласно формуле (18) угловое разрешение  $\delta\omega = 0.19$  мрад. При этом линейное разрешение на поверхности Земли в первом приближении равняется  $\delta V_1 = h_p \delta\omega = 152$  м.

5. Уточняем во втором приближении фокусное расстояние объектива, которое обеспечивало бы заданное пространственное разрешение  $\delta V = 100$  м:

$$f_{02} = f_{01} \frac{\delta V_1}{\delta V} = 608 \text{ мм.} \quad (25)$$

6. Повторяем расчеты по пунктам 1—4:

$$\alpha_D = \frac{0.05}{608} = 0.082 \text{ мрад;}$$

$$t_0 = 162 \left( \frac{1}{1.52} \right)^2 = 70 \text{ мс;}$$

$$f_s = 3.85 \text{ Гц; } r_0 = 0.023 \text{ мрад;}$$

$$\nu_{\text{res}} = 11.4 \text{ мм}^{-1};$$

$$\delta\omega = 0.125 \text{ мрад;}$$

$$\delta V_2 = 100 \text{ м.}$$

Из полученных результатов следует, что объектив с фокусным расстоянием  $f'_0 = 608$  мм и разрешением  $\nu_{\text{res}} = 11.4 \text{ мм}^{-1}$  ( $r_0 = 0.023$  мрад) обеспечивает разрешение  $\delta V_2 = 100$  м на поверхности Земли.

Таким образом, предложенная методика позволяет рационально подойти к выбору параметров объектива, сканирующей системы и ПИ, что может значительно уменьшить стоимость ИК-сканера при сохранении основных его обобщенных характеристик.

1. Колобродов В. Г. Проектирование оптической системы ПЗС-камеры космического базирования // Космічна наука і технологія.—1996.—2, № 3/4.—С. 82—87.
2. Колобродов В. Г., Шустер Н. Инфракрасная термография (физические основы, методы проектирования и контроля, применение). — Киев: ВИПОЛ, 1994.—426 с.
3. Ллойд Дж. Системы тепловидения: Пер. с англ. — М.: Мир, 1978.—414 с.
4. Мирошников М. М. Теоретические основы оптико-электронных приборов. — Л.: Машиностроение, 1983.—696 с.

---

#### CHOOSING THE PARAMETERS OF OPTICAL ELECTRONICS SYSTEM FOR AN INFRARED SCANNER

V. G. Kolobrodov and N. Schuster

We investigate the relationship between the spatial resolution of an IR scanner and the parameters of the objective, scanning system and detector. The aim of the investigation is to bring the parameters into agreement for obtaining necessary resolution. We give also an example of the calculation of optical electronics system for an IR scanner.

УДК 551.501

Лазерное зондирование Земли из космоса.  
III. Результаты космических экспериментов  
по зондированию подстилающей поверхности  
и облаков лидаром БАЛКАН

Ю. С. Балин<sup>1</sup>, С. В. Самойлова<sup>1</sup>, А. А. Тихомиров<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Інститут оптики атмосфери СВ РАН, Томськ, Росія

<sup>2</sup>Інститут оптичного моніторингу СВ РАН, Томськ, Росія

*Надійшла до редакції 08.10.97*

Приведені деякі результати вимірювань, отримані за допомогою лідара БАЛКАН у 1995—1996 рр. у сеансах зондування поверхні океану, дільниць суші та хмарних полів, та виконані в різних регіонах земної кулі при різноманітній світлотіньовій обстановці у двох режимах орієнтації орбітальної станції «Мир».

## ВВЕДЕНИЕ

Первые экспериментальные результаты по лазерному зондированию Земли и ее атмосферы из космоса получены с помощью американского лидара, работавшего по программе LITE (Lidar In-Space Technology Experiment) в сентябре 1994 г. на членоке «Discovery» [9]. Методы обработки обширного экспериментального материала, включающего также данные подспутниковых лидарных измерений, стали одной из центральных тем последних Международных симпозиумов по спутниковому зондированию атмосферы. Доклады этих симпозиумов опубликованы в Трудах Международного общества по оптической технике [5—7].

Поскольку лидары космического базирования находятся на первоначальной стадии внедрения в практику дистанционного мониторинга окружающей среды, то американский эксперимент LITE носил в основном технологический отработочный характер. То же самое можно сказать и про первые эксперименты с российским космическим лидаром БАЛКАН, имеющим отличия от американского

аналога. Эти отличия касаются как непосредственно специфики использования лидара на орбитальной станции «Мир», так и особенностей самой аппаратуры (узкое поле зрения, два приеморегистрирующих канала и т. д., см. [1, 4]).

Основная цель программы наших экспериментов 1995—1996 гг. заключалась в технологической проверке работоспособности лидара БАЛКАН, экспериментальном подтверждении его технических характеристик, отработке методик проведения космического и подспутникового экспериментов и методик обработки лидарной информации.

## ОБЩЕЕ ОПИСАНИЕ ПРОВЕДЕНИЙ КОСМИЧЕСКИХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Экипаж орбитальной экспедиции ЭО-19 приступил к работам с лидаром БАЛКАН в конце июля 1995 г. после проведениястыковок всей кабельной сети между модулем «Спектр» и орбитальной станцией «Мир». Первые тестовые включения лидара (без вывода излучения в атмосферу) выполнены космо-

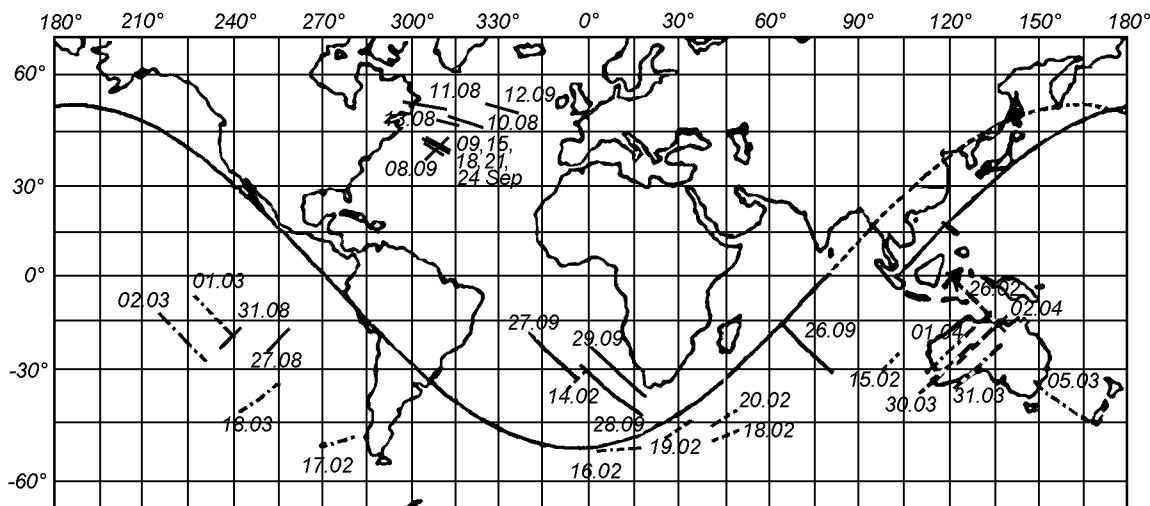


Рис. 1. Проекции трасс полета станции «Мир» при проведении сеансов лазерного зондирования

навтом Н. Будариным 01.08.95. Правильность выполнения операций по ручному управлению лидаром контролировалась нами по сигналам телеметрического контроля, передаваемым сразу в ЦУП, поскольку станция в это время находилась в зоне радиосвязи с наземным измерительным комплексом. Все системы отработали без замечаний и лидар был включен в состав действующей научной аппаратуры станции.

Исходя из режимов ориентации станции «Мир» в полете и графика загруженности космонавтов другими работами, выбор районов зондирования был ограничен. На рис. 1 представлены географические районы проведения космических экспериментов в 1995–1996 гг. Для примера на нем также изображена проекция на земную поверхность одного витка, начинающегося при долготе экватора 103° в. д., пунктиром показано продолжение следующего витка. Эксперименты проводились в двух режимах полетной ориентации станции «Мир» — в инерциальной системе координат 2 (ИСК2) и в расчетной орбитальной системе координат (ОСКр). Детально особенности ориентации осей станции в этих системах координат и соответственно оптической оси лидара относительно надирного направления описаны в наших работах [1, 2]. Сплошными отрезками на рисунке изображены проекции участков орбит, где выполнялись эксперименты по зондированию осенью 1995 г. Не считая обязательных тестовых включений лидара, проведено 16 сеансов, из них только 3 в режиме ориентации ОСКр (в первой половине августа). Наибольшее число экспериментов выполнено над районом юго-восточнее п-ова Лабрадор, где с борта научно-исследовательского

судна «Академик М. Келдыш» проводились сопутствующие подспутниковые синхронные измерения атмосферы и океана, в том числе и лидарными средствами. Штрих-пунктирные отрезки на рис. 1 соответствуют экспериментам 1996 г. Проведено 17 сеансов зондирования, из них 8 в ОСКр на теневой стороне Земли (март–апрель). В основном зондировалась атмосфера и поверхность океана в южном полушарии и различные участки пустынной Австралии.

При 20 импульсах в сеансе измерений его длительность составляет 105 с (длина зондируемой трассы около 807 км), при 60 импульсах — 326 с ( $\approx$  2505 км). Во время проведения сеансов измерений на теневой стороне Земли чувствительность лидара повышалась за счет увеличения напряжения питания ФЭУ [4].

При работе лидара вочных условиях в ориентации ОСКр число достоверных измерений в сеансе зондирования по дальномерному каналу не менее 75 % при наличии облачности и более 90 % при получении сигналов от подстилающей поверхности (в остальных случаях сигналы не регистрировались облаков с малой оптической плотностью).

В дневных условиях процент достоверных измерений в значительной степени зависел от высоты Солнца над местным горизонтом, угла отклонения оси зондирования от надира, вида облачности и подстилающей поверхности и составлял от 10 до 90 % для различных сеансов зондирования. При отклонении оси зондирования от надира на угол более 10° число достоверных измерений резко сокращалось (при зондировании океанической поверхности). Зондирование в режиме полета ИСК2

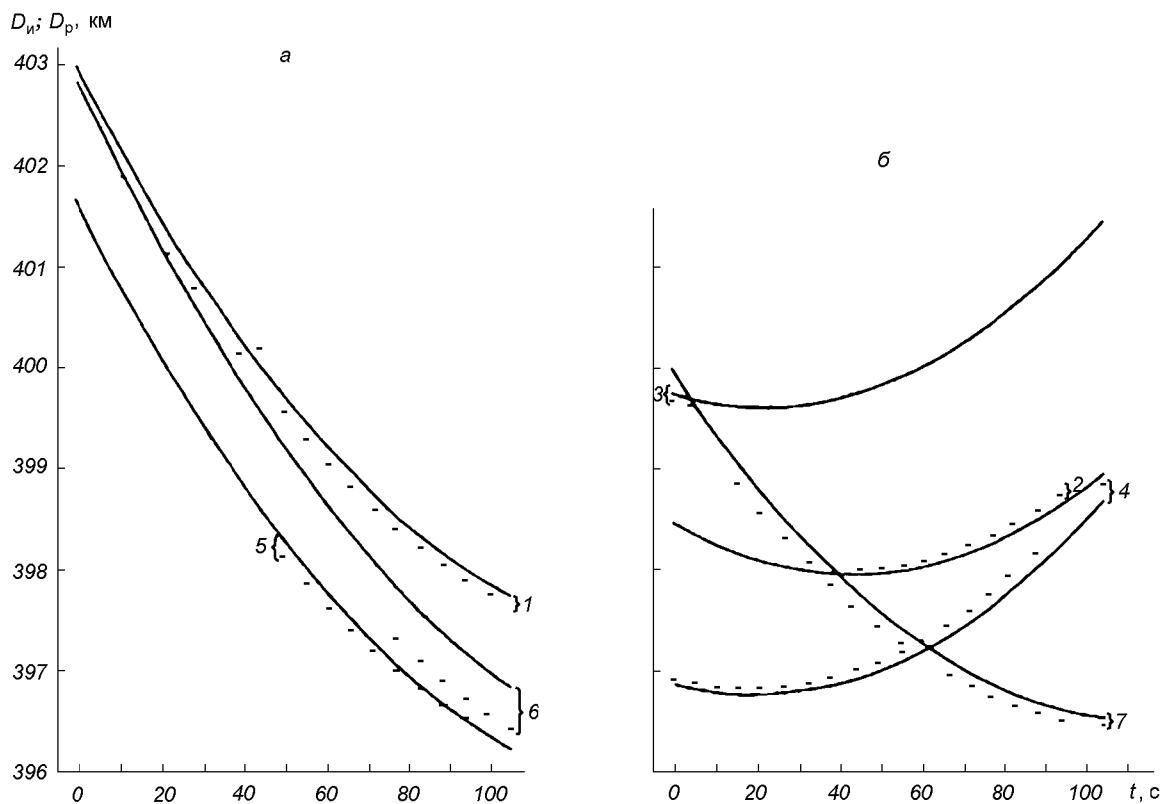


Рис. 2. Сравнение результатов дальномерирования океанической поверхности с расчетной наклонной дальностью в режиме ориентации ИСК2: *а* — измерения, проведенные при приближении оптической оси лидара к надирному направлению, *б* — измерения вблизи надирного направления; 1 — 08.09.95; 2 — 09.09.95; 3 — 12.09.95; 4 — 15.09.95; 5 — 18.09.95; 6 — 21.09.95; 7 — 24.09.95

на участках орбиты близких к высоким широтам (более  $45^\circ$ ), в условиях значительной облачности (по данным Гидрометцентра) и большой высоте Солнца дало мало репрезентативных результатов даже в дальномерном канале лидара.

В качестве примера ниже представлены наиболее характерные из полученных результатов измерений.

#### ЗОНДИРОВАНИЕ ПОДСТИЛАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ ЗЕМЛИ В ПОЛЕТНОЙ ОРИЕНТАЦИИ ИСК2

На рис. 2 показаны результаты дальномерирования океанической поверхности на освещенной стороне Земли при полете станции в режиме ориентации ИСК2. В таком режиме за счет постоянной ориентации станции на Солнце непрерывно изменяются углы курса и тангажа оптической оси лидара относительно вектора скорости станции, а вместе с этим угол  $\gamma$  отклонения оптической оси

лидара от надирного направления, и следовательно, наклонная дальность зондирования [1]. Для сопоставления результатов различных сеансов зондирования по оси абсцисс отложена временная шкала сеанса измерений, в которой первому измерению соответствует нулевой момент времени, а двадцатому — 105 с. По оси ординат отложены расчетные значения наклонной дальности  $D_p(t)$ , показанные сплошными кривыми, и зарегистрированные значения измеренной лидаром дальности  $D_n$ , которые отмечены горизонтальными черточками, поскольку при расшифровке телеметрической информации имеется временная неопределенность в 1 с (из-за нецелого значения периода посылок зондирующих импульсов, равного 5.53 с).

Детальный анализ зависимости величины  $D_p$  от  $t$  показывает, что она изменяется под действием двух факторов.

Во-первых, за счет эллиптичности орбиты (высота  $H_p(t)$  за 1 с изменяется примерно на 10÷20 м); во-вторых, при полете в режиме ориентации ИСК2 — за счет непрерывного изменения угла отклоне-

ния  $\gamma$  оптической оси лидара от надирного направления (см. рис. 2 в работе [1]). Действие этих двух факторов приводит к тому, что минимальная величина расчетной наклонной дальности  $D_p(t)$  достигается не при минимальном значении угла  $\gamma$ . Знак производной  $dH_p(t)/dt$  зависит от того, на восходящей либо нисходящей части витка орбиты производятся измерения, поэтому экстремум функции  $D_p(t)$  может опережать или отставать от экстремума функции  $\gamma(t)$  на 5–20 с.

Расхождение между расчетным значением наклонной дальности  $D_p(t)$  и измеренной дальностью  $D_u$  связано с несколькими причинами.

Во-первых, с тем, что  $D_u$  отсчитывается от плоскости первой линзы оптической антенны передатчика, а  $D_p(t)$  — от центра масс станции, что дает погрешность в 12 м.

Во-вторых, с неточным знанием истинного направления оси лидара относительно связанной системы координат станции (оцененная погрешность привязки оптической оси лидара лежит в конусе, имеющем плоский угол при вершине  $\Delta\alpha \approx 0.3^\circ$ ), что в соответствии с рис. 4, приведенным в работе [1], дает в зависимости от величины угла  $\gamma$  изменяющуюся величину ошибки.

В-третьих, с погрешностью расчетного значения  $D_p(t)$ , которая может достигать 150 м, поскольку исходные данные для расчета  $D_p(t)$  берутся из данных радиолокационного контроля параметров орбиты. Пересечение тренда  $D_u(t)$  с кривой  $D_p(t)$  в двух сеансах зондирования (кривые 2 и 5 на рис. 2) говорит о том, что в эти моменты времени истинное и расчетное значения направления оси лидара находились по разные стороны от плоскости орбиты станции и составляли с ней одинаковый угол.

### ЗОНДИРОВАНИЕ ПОДСТИЛАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ ЗЕМЛИ И ОБЛАКОВ В ПОЛЕТНОЙ ОРИЕНТАЦИИ ОСКР

Характерные примеры измеренных профилей ( $D_p$ — $D_u$ ) высоты верхней границы облачности (ВВГО) и подстилающей поверхности при зондировании в южном полушарии в режиме полета станции ОСКР на теневой стороне Земли представлены на рис. 3. В этом режиме полета оптическая ось лидара была изначально ориентирована в надир, при этом  $D_p(t) = H_p(t)$ . По шкале абсцисс отложен номер  $N$  цикла измерения в сеансе, а точками отмечены результаты измерений. Кроме того, указаны географические координаты начальной и конечной точки сеанса измерений.

При зондировании южной части Тихого океана 1 марта (рис. 3, а) наблюдались поля редких низ-

ких облаков, которые на последнем участке стали почти сплошными. Результаты зондирования сравнивались с метеоданными Гидрометцентра для подспутниковой траектории, которые включали: вид облачности, ее балльность и высоту нижней границы облачности (ВНГО). По данным метеосводки в начале трассы была кучевая облачность (балльность 5–8, ВНГО 600–1000 м), а далее слоисто-кучевая (в середине трассы балльность 5–8, ВНГО 600–1000 м, в конце трассы — балльность 3–6, ВНГО 1000–1500 м).

18 марта (рис. 3, б) лидаром регистрировались облака нижнего и верхнего яруса, причем в конце первой половины трассы зондирования облачность была высокой. По данным Гидрометцентра в начале трассы облачность слоисто-кучевая (балльность 6–9, ВНГО 300–600 м), в середине — кучевая (балльность 3–6, ВНГО 600–1000 м), в конце — отдельные кучевые облака (балльность 0–3, ВНГО 1000–1500 м). С учетом глобальности метеоданных и различием в оцениваемых показателях границы облачности (лидар — верхняя, метеоданные — нижняя) относительное совпадение результатов можно считать удовлетворительным. В отдельных циклах измерений амплитуда сигнала, отраженного от облака не превышала уровень первого порога дальномерного канала лидара и поэтому не регистрировалась [4]. Это отмечено на рисунке словом «нет». Последнее характерно для облачности с большим значением ВВГО.

На рис. 3, в представлены данные зондирования австралийского материка с последующим выходом трассы зондирования на морскую поверхность. В центральной части континента и в северной его части наблюдались поля высокой облачности с ВВГО около 10 км. При большом угле места Луны в фазе, близкой к полнолунию, было одно ложное срабатывание в дальномерном канале от фоновой помехи над морской поверхностью, что отмечено словом «помеха».

Ложное срабатывание пороговой системы дальномерного канала лидара происходит в том случае, когда импульс помехи по амплитуде превышает уровень первого порога и попадает во временные ворота преобразователя время—код [4]. Оно определялось по следующим критериям: либо значение  $D_u$  полученного сигнала превышало  $D_p$  более чем на величину систематической ошибки измерений (зондирование «вглубь Земли»), либо меньше чем ( $D_p$  — 12 км), что могло соответствовать сигналу от объектов, расположенных на высотах более 12 км от Земли, где отсутствуют облака большой плотности, которые способен зарегистрировать лидар. В этом сеансе зондирования по данным Гидрометцен-

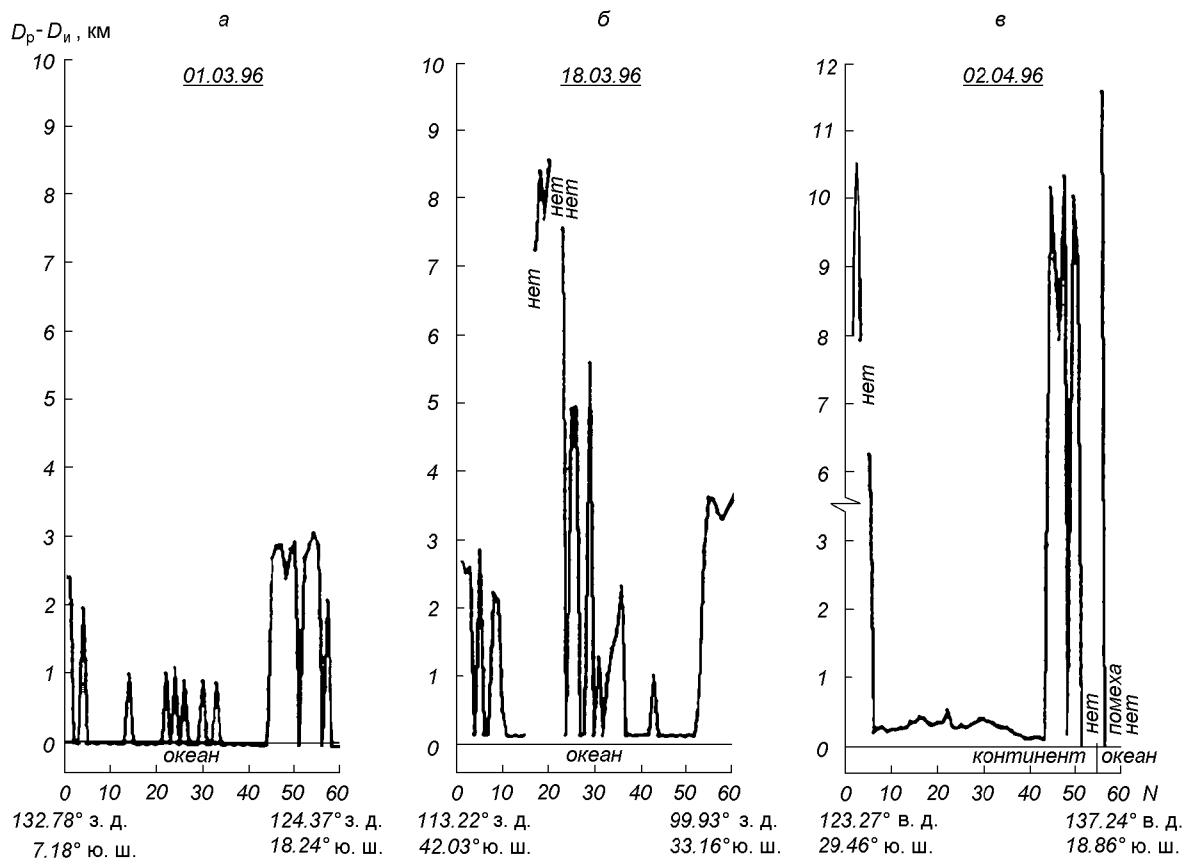


Рис. 3. Профили ВВГО и подстилающей поверхности, измеренные в режиме ориентации ОСКр: а (01.03.96) — 09<sup>h</sup>54<sup>m</sup>56<sup>s</sup>÷10<sup>h</sup>00<sup>m</sup>22<sup>s</sup> (ДМВ); б (18.03.96) — 10<sup>h</sup>25<sup>m</sup>00<sup>s</sup>÷10<sup>h</sup>30<sup>m</sup>26<sup>s</sup>; в (02.04.96) — 13<sup>h</sup>50<sup>m</sup>59<sup>s</sup>÷13<sup>h</sup>56<sup>m</sup>25<sup>s</sup>

тра в начале трассы — перистые облака (балльность 0—3, ВНГО более 2.5 км), в середине — слоисто-кучевые (балльность 1—4, ВНГО 1000—1500 м), в конце трассы — кучево-слоистые облака (балльность 3—6, ВНГО 600—1000 м). При этом расхождение между данными лидара и метеосводкой наибольшие. В качестве интересного момента следует отметить фиксирование устойчивых облачных полей на высотах от 7 до 12 км над пустынной территорией Австралии, которые наблюдались в ночное время в течение четырех суток подряд 30, 31 марта и 1, 2 апреля 1996 г.

Как видно из рис. 3 и результатов других сеансов зондирования, величина разницы между значениями  $D_p(t)$  и  $D_u(t)$  по уровню океана изменялась от одного сеанса измерений к другому как по величине, так и по знаку, по причинам, изложенным выше. Кроме того, детальный анализ результатов дальномерирования показывает, что и в течение одного сеанса измерений имеется некоторый градиент величины этой разницы.

В других сеансах измерений, выполненных в режиме ориентации ОСКр, соответствие между результатами зондирования облачных полей и метеоданными примерно такое же, как и в рассмотренных выше. Следует также отметить, что ложные срабатывания в дальномерном канале при работе на теневой стороне Земли наблюдались на участках подспутниковой трассы, соответствующих прибрежной океанической поверхности, и при угле места Луны над горизонтом выше 30° и ее фазе более 0.9.

#### РЕЗУЛЬТАТЫ АНАЛИЗА ЛИДАРНЫХ СИГНАЛОВ

На рис. 4 представлены некоторые обработанные лидарные сигналы от различных отражающих поверхностей (облака, морская поверхность, суши). Рис. 4, а показывает отраженные сигналы, записанные в лидарном канале, рис. 4, б — в дальномерном. По оси абсцисс отложены расстояния в преде-

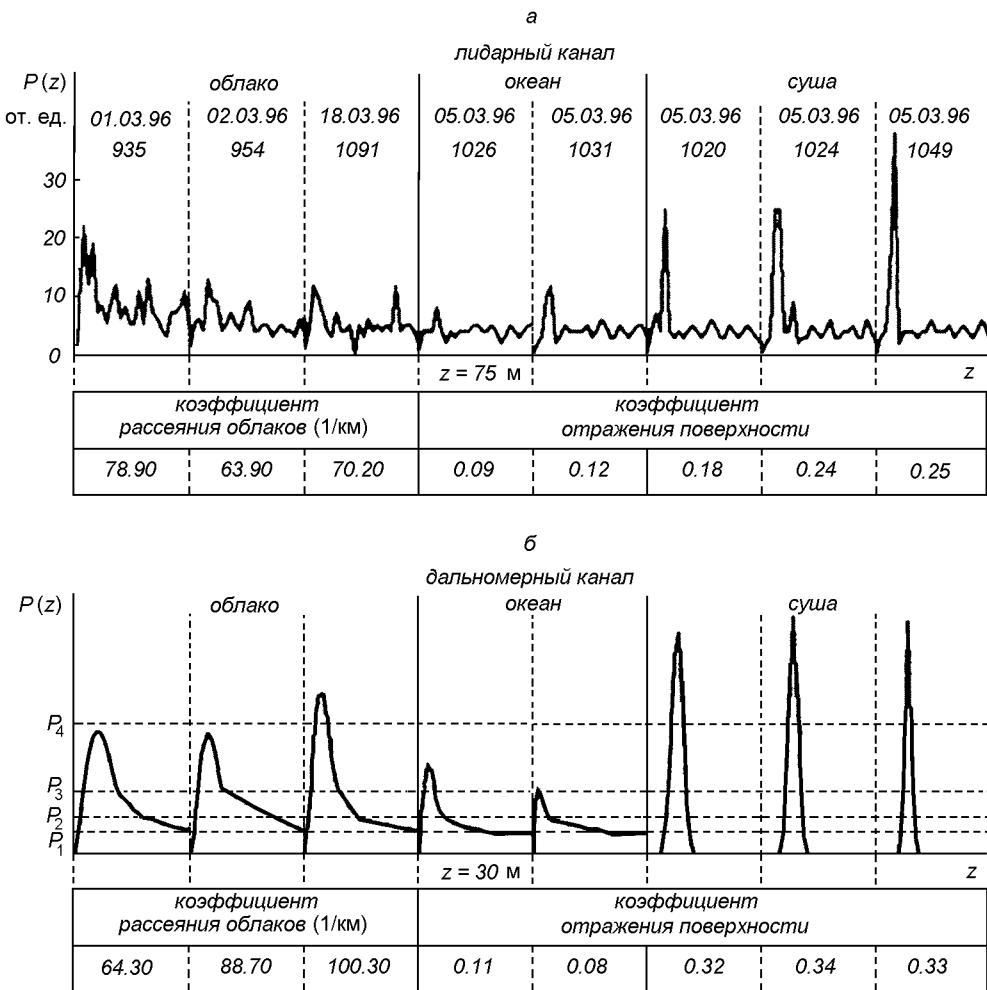


Рис. 4. Примеры некоторых эхосигналов от различных рассеивающих объектов, реконструированных из данных лидарного (а) и дальномерного (б) каналов

лах отраженного сигнала, по оси ординат — амплитуда сигнала в относительных единицах. Для сигналов дальномерного канала показаны также четыре пороговых уровня  $P_1 \div P_4$  [4].

Как видно из рис. 4, сигналы от облаков и Земной поверхности являются более интенсивными. Амплитуда сигналов от морской поверхности находится между уровнями второго и третьего порогов. Большинство лидарных сигналов из атмосферы получено от плотных облачных полей, что хорошо иллюстрируется значениями коэффициентов рассеяния, которые приведены на рисунке. Это обуславливает малое число отсчетов в лидарном сигнале, что и потребовало применения специальных алгоритмов обработки.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Первый российский лидар БАЛКАН, разработанный и изготовленный во второй половине 1980-х годов, после пятилетнего хранения был выведен в космос на модуле «Спектр». Лидар показал свою работоспособность при проведении с борта орбитальной станции «Мир» сеансов лазерного зондирования подстилающей поверхности Земли и облачных полей. Экспериментально определены рабочие характеристики лидара, которые в целом соответствуют расчетным. Вертикальное пространственное разрешение составляет 3 м, что является рекордным для существующих средств дистанционного космического зондирования. Использование даль-

номерного канала с погрешностью измерений 1.5 м позволяет более чем на порядок повысить точность определения высоты полета орбитальной станции по сравнению с существующими радиолокационными методами контроля высоты орбиты.

Отработаны методические вопросы, связанные с планированием и организацией сопровождения сеансов лазерного зондирования из ЦУПа. Накопленный в процессе их выполнения опыт позволит в дальнейшем правильно планировать проведение последующих экспериментов и сопутствующих подспутниковых измерений. Опыт создания лидара БАЛКАН и результаты проведенных экспериментов будут учтены при выполнении следующих проектов по лидарам серии БАЛКАН [3, 8].

Авторы весьма признательны космонавтам экспедиций ЭО-19, ЭО-20 и ЭО-21 за успешную работу с лидаром во время проведения сеансов лазерного зондирования, сотрудникам группы математического моделирования ЦУП за составление программ и проведение баллистических расчетов, в частности ведущему специалисту в этой области А. И. Манжелею, а также всем службам ЦУП, участвовавшим в подготовке и проведении космических экспериментов с лидаром БАЛКАН.

1. Балин Ю. С., Тихомиров А. А. Лазерное зондирование Земли из космоса. II. Методологические основы лидарных измерений с борта орбитальной станции // Косміч. наука і технологія.—1997.—3, № 1/2.—С. 26—33.
2. Балин Ю. С., Тихомиров А. А., Самойлова С. В. Предва-

рительные результаты зондирования облаков и подстилающей поверхности Земли лидаром БАЛКАН // Оптика атмосферы и океана.—1997.—10, № 3.—С. 333—352.

3. Зуев В. Е., Балин Ю. С., Зуев В. В. и др. Состояние и перспективы развития космических лидаров серии БАЛКАН // Оптика атмосферы и океана.—1995.—8, № 12.—С. 1718—1726.
4. Зуев В. Е., Балин Ю. С., Тихомиров А. А. и др. Лазерное зондирование Земли из космоса. I. Российский лидар космического базирования БАЛКАН // Косміч. наука і технологія.—1997.—3, № 1/2.—С. 16—25.
5. Lidar Techniques for Remote Sensing // Proc. SPIE.—1994.—2310.—268 р.
6. Lidar Techniques for Remote Sensing II // Proc. SPIE.—1995.—2581.—256 р.
7. Lidar Techniques for Remote Sensing III // Proc. SPIE.—1996.—2956.—238 р.
8. Matvienko G. G., Zuev V. E., Shamaev V. S., et al. Lidar BALKAN-2 for space platform ALMAZ-1B // Proc. SPIE.—1994.—2310.—Р. 161—163.
9. Winker D. M., McCormick M. P. Observation of aerosol and clouds with LITE // Proc. SPIE.—1995.—2581.—Р. 70—78.

#### REMOTE LASER SENSING OF THE EARTH FROM SPACE. III. SOME RESULTS OF THE SOUNDING OF THE EARTH SURFACE AND CLOUD FIELDS BY THE LIDAR BALKAN

Yu. S. Balin, S. V. Samoilova, and A. A. Tikhomirov

Some preliminary results of laser sounding of the Earth surface (the ocean and the continent) and cloud fields obtained from the first Russian spaceborne lidar BALKAN in 1995 and 1996 are discussed in the paper. The measurements were made in various regions of the Earth under various light and shadow conditions for two orientation modes of the space station «Mir».

УДК 536.48:629.785

# Оптические системы дистанционного зондирования видеоспектрометров Земли

**В. Г. Колобродов, П. В. Бородийчук, В. И. Микитенко**

Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут», Київ

*Надійшла до редакції 12.05.97*

Проаналізовано сучасний стан розвитку оптических систем відеоспектрометрів дистанційного зондування поверхні Землі. Значну увагу приділено аналізу функціонування та технічним характеристикам розробок. Розглядаються системи авіаційного та космічного базування, розроблені за останні десятиріччя.

## АКТУАЛЬНОСТЬ ПРИМЕНЕНИЯ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМ ДИСТАНЦИОННОГО ЗОНДИРОВАНИЯ ЗЕМЛИ, ИХ КЛАССИФИКАЦИЯ

Концепция практического использования оптических методов дистанционного зондирования Земли (ДЗЗ) начала свое развитие с 1970-х годов, когда произошел качественный скачок в технологии полупроводниковых материалов, чувствительных к излучению оптического диапазона спектра. На смену традиционным оптическим системам, использующим в качестве носителя информации пленку со слоем галогенидного серебра, пришли твердотельные опто-электронные преобразователи на основе Si, InSb, GaInAs, CdHgTe. Параллельно с усовершенствованием оптических компонентов были реализованы методы получения изображения в реальном масштабе времени с помощью многоэлементных приемников излучения на основе приборов с зарядовой связью (ПЗС) и зарядовой инжекцией (ПЗИ).

Среди большого разнообразия сфер использования информации оптико-электронных систем (ОЭС) прежде всего следует выделить направления экологического мониторинга [2]:

- исследование динамики изменения нижней атмосферы Земли (тропосфера), в том числе изменения концентрации газов, вызывающих

«парниковый эффект» ( $\text{CO}_2$ ,  $\text{CH}_4$ ,  $\text{O}_3$ ,  $\text{NO}$ ,  $\text{CFCI}_3$ ,  $\text{CF}_2\text{Cl}_2$ );

- проблемы загрязнения промышленных городов в связи с повышением содержания в атмосфере окисей углерода и азота;
  - проблемы кислотных дождей, вызванных локальными источниками, т. е. окисями серы и азота;
  - проблема снижения стратосферного озона.
- Кроме того, развитие ОЭС ДЗЗ вызывается необходимостью изучения:
- количественного и качественного состава облачного покрова, состава и динамики атмосферного столба от поверхности планеты до тропопаузы;
  - процессов глобальной циркуляции воздушных и океанических течений, распределения входной и выходной из планеты энергии;
  - физико-биологической структуры, состояния и динамики изменения суши, включая поверхностные и наземно-водные экосистемы;
  - главных источников биохимических процессов;
  - динамики ледников, полос снега и льда, распределения осадков;
  - динамических движений земной коры, включая вращение и кинематические движения тектонических плоскостей.

Актуально использование ОЭС ДЗЗ для нужд сельского хозяйства и рыбной промышленности [9].

ОЭС ДЗЗ можно классифицировать по следующим признакам.

1. По типу зондирования:
  - активные (с лазерной системой);
  - пассивные;
  - смешанные.
2. По использованию спектрального состава излучения:
  - интегральные;
  - спектральные:
    - УФ-области (UV);
    - видимой и ближней ИК-областей (VNIR);
    - коротковолновой ИК-области (SWIR);
    - средневолновой ИК-области (MWIR);
    - длинноволновой, или тепловой ИК-области (LWIR, TIR).
3. По принципу функционирования:
  - видеоспектрометры;
  - спектрорадиометры;
  - радиометры;
  - поляриметры;
  - измерители рассеянного излучения;
  - телекамеры;
  - альтиметры (измерение топографии поверхности);
  - тепловизионные системы.
- 4) По использованию сканирования:
  - неканические;
  - канавицирующие:
    - вращательного сканирования;
    - линейного сканирования:
      - а) механического типа (Whisk-Broom);
      - б) электронного типа (Push-Broom).

#### ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВИДЕОСПЕКТРОМЕТРА, ЕГО ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Видеоспектрометр (Imaging Spectrometer — изображающий спектрометр) (ВС) относится к пассивным спектральным сканирующим ОЭС. Принцип его функционирования объясняет новая оптическая техническая дисциплина — изображающая спектрометрия (ИС). Главной особенностью ИС в отличие от многоспектрального изображения (МСИ) является возможность получения изображений в более чем ста спектральных каналах, тогда как устройства МСИ обеспечивают до десяти полос [5]. Использование ИС предполагает быструю запись спектров для каждой части изображения; принцип МСИ основан на интегрировании спектров, полученных в пределах достаточно широких областей.

ВС предназначены в основном для работы в видимой и ближней ИК-областях спектра (0.38...2.45 мкм). Получаемая информация представляет

собой пространственно-спектральное распределение энергии на просматриваемой поверхности, причем каждому пикселу (части, ограниченной линейным мгновенным полем зрения) соответствует определенный набор спектров, а фиксированной длине волны — совокупность пикселов в пределах поля обзора ВС. Таким образом, увеличение количества одновременно записываемых каналов спектра оптимизирует возможность идентификации материалов покрытия поверхности благодаря существенным различиям оптических свойств (отражения, излучения) объектов и фонов в пределах очень узкого интервала длин волн (от сотых долей до единиц нанометров). Речь идет об увеличении контраста объектов.

Поскольку в диапазоне 0.4 ... 2.4 мкм воспринимаемой ВС энергией является солнечная энергия, отраженная поверхностью Земли, то качественная информация в  $i$ -м канале возникает из-за различия спектральной отражающей способности объекта  $\rho_{oi}$  и фона  $\rho_{bi}$ .

ВС является потенциально полезным в других областях оптического диапазона. Так, ВС ТИС успешно использует при работе тепловую ИК-область, а ВС SCIAMACHY — УФ-, видимую, ближнюю и коротковолновую ИК-области.

Системный взгляд на ВС позволяет выделить следующие основные их характеристики.

- Геометрические параметры:
  - поле зрения (ПЗ) (угловое или линейное);
  - мгновенное поле зрения (МПЗ).
- Спектральные параметры:
  - рабочий спектральный диапазон  $\Delta\lambda$ ;
  - спектральное разрешение (интервал спектральной выборки)  $\delta\lambda$ ;
  - количество спектральных каналов  $N_\lambda$ .
- Оптические параметры:
  - сканер (Whisk-Broom):
    - а) габариты  $L_{sc} \times B_{sc}$ ;
    - б) угловая скорость  $\omega_{sc}$ ;
    - в) угловой диапазон  $\pm \alpha_m$ ;
    - г) оптическое пропускание  $\tau_{sc}(\lambda)$ .
  - зеркало перенацеливания (Push-Broom):
    - а) габариты  $L_{dm} \times B_{dm}$ ;
    - б) диапазон углов перенацеливания вдоль  $\pm \alpha_{al}$  и поперек  $\pm \alpha_{ac}$  траектории маршрута;
    - в) точность перенацеливания  $\delta\alpha$ ;
    - г) оптическое пропускание  $\tau_{dm}(\lambda)$ .
  - входной объектив:
    - а) фокусное расстояние  $f_{ent}$ ;
    - б) эффективное диафрагменное число  $k_{eff}$ ;
    - в) оптическое пропускание  $\tau_{ent}(\lambda)$ .
  - полевая диафрагма (входная щель):
    - а) тип (пропускающая, зеркальная);

## Характеристики известных зарубежных разработок ВС

Название, начало эксплуатации	$\Delta\lambda$ , мкм	$\delta\lambda(\delta\lambda)$ , нм	ПЗ(Н), км/мрад	МПЗ, м/мрад	Кол-во каналов $N_\lambda$	Параметры оптики	Приемник излучения	Скорость данных, Бит/с	Отрасль применения
NIMS, 1980 г.	0.7—5.2	0.025 (0.7—1.0) 0.013 (1.0—5.2)	100/10 (10.000 км)	50000/ 0.5	204	$f_{\text{ent}} = 800$ мм, $f_{\text{ent}}/3.5$ ; плоская ДР, 12 углов установки; $\Gamma = 0.53$	17стык. ФД; 2SD, 15(InSb)	11.5 к	Исследование атмосфера и геохимии Юпитера и его спутников
VIMS, 1985 г.	0.4—5.2	10.0 (0.4—3.2) 20.0 (3.2—5.2)	6.6° (361 км)	650/1.8	320	$f_{\text{ent}} = 210$ мм, $f_{\text{ent}}/3.6$ ; плоская ДР, 4угла блеска; $\Gamma = 0.536$	2 линейки, 64-эл. (SD), 256-эл. (InSb)	1000 к (внутр.), 32 к (телеметр.)	Наблюдение поверхности Марса
AIS-1, 1982 г.	1.2—2.4	10.6	7.3° (6 км)	12.3/2	128	$f_{\text{ent}} = 70$ мм, $f_{\text{ent}}/3.0$ ; плоская ДР; $\Gamma = 0.5$	матрица 64×64 (KPT)	394 к	Исследование земных ресурсов
AVIRIS, 1987 г.	0.4—2.4	10.0	30° (20 км)	20/1	224	$f_{\text{ent}} = 197.6$ мм, $f_{\text{ent}}/1.36$ ; 4 решетки	ПЗС-линейки: одна 32-эл. (SD), три 64-эл. (InSb)	19 М	Геология, минералогия Земли
SISEX, 1991 г.	0.4—2.5	10.0	2.8° (250 км)	30/0.12	192	$f_{\text{ent}} = 416$ мм, $f_{\text{ent}}/3.8$ ; 2 призмы; $\Gamma = 1$	матрицы: одна 64×104 (Si-PЗС), три 128×128 (KPT)	621—931 М	Изучение биосферы Земли
HIRIS, 1991 г.	0.4—2.5	10.0	1.6° (824 км)	30/0.036	192	То же	матрицы: одна 64×800 (Si-PЗС), 6×128×(KPT)	393 М	Изучение биосферы Земли
MERIS, 1997 г.	0.4—1.05	1.25	6×14° (824 км)	260	520	$f_{\text{ent}} = 71$ мм, $f_{\text{ent}}/2.53$ ; вогнутая ДР; $\Gamma = 1$ ( $Ad = 22.5$ мкм <sup>2</sup> )	шесть ПЗС-матриц 770×576		Исследование океана, суши, атмосферы
SCIAMACHY, 1995 г.	0.4—2.24 (8 полос): 0.22 0.24—0.295 0.4 0.29—0.405 0.44 0.4—0.605 0.52 0.59—0.81 1.4 0.79—1.055 0.2 1.0—1.7 1.94—2.04 2.265—2.28	0.22	2.3°	0.023°	1:250 2:750 3:512 4:500 5:510 6:500 7:500 8:68	вносясвая парабола, зеркала надира и лимба, восемь ДР, разделение в канале VNIR с помощью дихроничных зеркал; пропускающая щель	восемь линеек ФД: 0.24—1.0 (Si), 1.0—2.4 (InGaAs)		Исследование изменения состава атмосферы, глобального пространственного распределения атмосферных частиц
ROSIS, 1989 г.	0.43—0.96	≤ 5.0	± 16° (824 км)	250/0.56	106	зеркальная оптика; плоская ДР; пропускающая щель	Si-PЗС матрица 512×500 эл. ( $Ad = 23.5 \times 18.5$ мкм <sup>2</sup> )	2.2 М	Определение концентрации фитопланктона
MODIS-T, 1997 г.	0.4—1.0	10.0	1513 (824 км)	1000	64	$f_{\text{ent}}/1.25$ , $D_{\text{ent}} = 282$ мм; вогнутая ДР; зеркальная щель	Si-PЗС-матрица 64×64 эл.		Исследование характеристик биосферы Земли
MODIS-N, 1997 г.	0.4—14.2 (40 полос)	1.2; 10; 20; 50 (в зав. от полосы)	± 23° (824 км)	1000 ( $\delta\lambda = 1.2$ , 10 нм), 500 (20, 50 нм)	1000	$f_{\text{ent}} = 400$ мм, $f_{\text{ent}}/2.0$ ; спектральное разделение ДЗ и фильтрами	три 16-элементные линейки ПИ	0.2 Тбит/день (для МПЗ 214 м)	Определение глобальной температуры поверхности океана, исследование облачного покрова
CASI, 1988 г.	0.4—0.94	1.4 (1.8)	1—5/35° (960 м)	2—10/1.2	288	плоская решетка, пропускающая щель	ПЗС-матрица 612×288 эл.		Обнаружение косяков рыбы, определение концентрации хлорофилла
AIRS, 2000 г.	3.74—4.61 6.20—8.22 8.80—15.40	$\lambda/\Delta\lambda >$ >1200	± 49.5°	1.1°		$f_{\text{ent}}/1.7$ , вносясвая зеркальная оптика, вогнутая ДР, 12.8 мм	17стык. KPT-линейек по 200 эл.		Климатологические исследования, изучение океана
THS, 1980 г.	7.5—14.0	100.0	(2438 м)	10/3.6	64	Зеркальная осевая концентрическая ОС Шварцчайльда; $f_{\text{ent}} = 27.5$ мм; плоская ДР; спектральный фильтр	матрица 64×20 эл. $Ad = 100$ мкм <sup>2</sup>		Обнаружение и идентификация полезных ископаемых
GERIS, 1987 г.	0.4—2.5 (3 полосы)	20.8 (0.5—1.0) 100.0 (1.0—1.7) 15.6 (2.0—2.5)	11/90° (20.000 футов)	21.7/ 3.3	64: 24 (0.5—1) 7 (1—1.8) 32 (2—2.5)	$f_{\text{ent}} = 150$ мм, $f_{\text{ent}}/1.4$ ; две решетки	три матрицы ПИ	4.0 М— 5.2 Г	Минералогия, геология, прямая картография полезных ископаемых

б) размеры  $l \times b$ .

— спектрометр:

- а) тип (призменный, дифракционный);
- б) параметры дисперсионного элемента;

в) фокусы и диафрагменные числа объективов спектрометра;

г) оптическое пропускание  $\tau(\lambda)$ .

— модуляционно-передаточная функция (МПФ)

- оптической системы.
  - Параметры приемника излучения:
    - а) тип (ленточка, матрица);
    - б) количество, размеры и материал элементов;
    - в) спектральная чувствительность  $S_d(\lambda)$  либо удельная обнаружительная способность  $D^*$ .
- Кроме этого, выделим параметры функционирования ВС на борту носителя.
- Общие параметры ВС:
    - масса;
    - объем;
    - потребляемая мощность;
    - скорость передачи данных на Землю.
  - Параметры электроники и системы калибровки.
  - Параметры орбиты носителя:
    - тип (солнечно-синхронная, геостационарная);
    - высота орбиты  $H$ ;
    - скорость движения подспутниковой точки  $v_{ssp}$ .
  - Параметры наблюдения:
    - зенитный угол Солнца  $\theta_o$ ;
    - зенитный угол наблюдения  $\theta$ ;
    - азимутальный угол наблюдения  $\phi$ .
  - Спектральная характеристика наблюданной местности  $\rho_\lambda(\theta_o, \theta, \phi)$ .

## ОБЗОР ВИДЕОСПЕКТРОМЕТРИЧЕСКИХ СИСТЕМ

Единство многообразных схемотехнических решений ВС авиационного и космического базирования представлено в таблице. Системы сравниваются по спектральному диапазону  $\Delta\lambda$ ; спектральному разрешению  $\delta\lambda$ ; геометрическим параметрам (ПЗ, МПЗ); характеристикам оптической системы (ОС) и приемников излучения (ПИ); скорости передачи данных; области научно-хозяйственного применения [1, 3, 4, 6–8, 10, 11].

## ОБОБЩЕННАЯ ОПТИЧЕСКАЯ СХЕМА ВС

**Основные типы сканирования поверхности ВС.** Все существующие ВС можно разделить на две группы, отличающиеся принципом сканирования: механическим (МС) или электронным (ЭС). ВС МС (Whisk-Broom) используют линейки, а ВС ЭС (Push-Broom) — матрицы в качестве приемников излучения.

При использовании принципа Whisk-Broom [NIMS, VIMS, AVIRIS, SCIAMACHY, MODIS-N, GERIS] линейка располагается в плоскости изображения (рис. 1) для записи спектра от пикселя поверхности (т. е. линейного размера МПЗ) своей

длинной стороной вдоль дисперсии. Сканирующее зеркало обеспечивает просмотр поверхности поперец пути носителя, т. е. по координате  $x$ , причем ось вращения зеркала совпадает с вектором скорости носителя.

Сканирование по координате  $y$  (вдоль пути) осуществляется посредством движения самого носителя ВС. Линейка ПИ считывается один раз для каждого пикселя. По окончании формирования строки зеркало возвращается в исходную позицию. Обратный ход чаще всего используется для спектральной и радиометрической калибровки прибора.

Принцип Push-Broom [AIS, SISEX, HIRIS, MERIS, MODIS-T, ROSIS, CASI, TIRS] (рис. 2) дает возможность производить одновременную запись спектров множества пикселов поверхности, которое составляет полосу обзора. Это достигается использованием двумерных, матричных приемников с электронным сканированием по спектру  $\lambda$  и по координате  $x$  (кадровые матрицы); необходимость механического сканирования зеркалом отпадает. Для обеспечения значительных полос обзора такие ВС должны иметь крупноформатные матрицы. Однако увеличение количества чувствительных элементов приводит к неравномерности и снижению облученности, а также качества изображения по полю, что ужесточает требования к оптике. Зеркало перенацеливания при фиксации своего углового положения дает возможность обозревать очень большие площадки (тысячи км).

Весомым преимуществом Push-ВС над Whisk-ВС является увеличение времени интегрирования строки  $t$  в  $m$  раз, где  $m$  — количество пикселов в полосе обзора по оси  $x$ , а также улучшение отношения сигнал/шум SNR в  $m^{1/2}$  раз.

**Компоненты оптической системы ВС.** Оптическая система ВС содержит рабочий и калибровочный каналы. Калибровочный канал необходим для устранения выдачи ложной видеинформации, что имеет место при временном или/и спектральном изменениях чувствительности ПИ в процессе функционирования аппаратуры. ОС такого канала содержит несложную проекционную оптику и эталонные источники калибровки. Радиометрическая калибровка осуществляется при помощи Солнца, Луны, интегрирующей сферы, спектральная — с помощью калибровочных ламп, дающих выходные линии излучения в пределах рабочего спектра. Кроме того, используемые нейтральные светофильтры позволяют изменять уровни контрольного сигнала.

Обобщенная оптическая схема рабочего канала ВС (рис. 1, 2) включает входную оптику, полевую диафрагму, спектрометр и приемник излучения.

Входная оптика содержит зеркало сканирова-

ния/перенацеливания и объектив, предназначенный для формирования изображения поверхности Земли в плоскости установки диафрагмы. В обратном ходе лучей объектив проецирует диафрагму на зондируемую поверхность. Его фокусное расстояние определяет линейное МПЗ, в то время как диаметр входного зрачка влияет на величину энергии, поступающей в прибор. Относительное отверстие оказывает влияние на полезный выходной сигнал с приемника.

Щель определяет входную апертуру спектрометра. Ее конфигурация диктуется принципом сканирования. Для Whisk-ВС с линейкой ПИ она имеет форму одиночного пикселя. При этом размеры щели соответствуют (через увеличение) размерам элемента ПИ. ЭС всегда использует диафрагму в виде линии (строки). По виду различают пропускающую и зеркальную щель. Второй вид используется реже из-за сложной технологии изготовления и негативного влияния дефектов и загрязнения плоскости щели на качество сигнала.

Спектрометр ВС состоит из коллиматора, диспергирующего элемента (ДЭ) и фокусирующего объектива. ДЭ, разлагает входной интегральный поток на спектральные потоки по углам в зависимости от длины волны.

Для получения сплошного спектра применяются системы призм (явление дисперсии) и дифракционных решеток (явление дифракции и интерференции).

Использование призм вызывает нелинейность спектра, так как показатель преломления изменяется с длиной волны нелинейно. Составные призменные системы корректируют спектр, вызывая ухудшение пропускания, радиационной чувстви-

тельности, массы и габаритов. Поляризационные эффекты отсутствуют.

Дифракционные решетки (ДР) лишены нелинейности, но вводят другую проблему — перекрытие порядков дифракции. Она минимизируется применением блокирующих фильтров. При работе ВС с ДР в ИК-области фильтры к тому же блокируют длинноволновое излучение фона. Другими нежелательными явлениями при работе с ДР являются ложные спектральные линии, поляризация, рассеянный свет.

Несмотря на видимые недостатки решеток, разработчики ОС ВС отдают свое предпочтение именно им. Так, изменение расположения штрихов и углов блеска используется для контролирования угловой дисперсии и получения требуемого распределения эффективности. Размещая ПИ определенным образом, явление перекрытия порядков можно применять для работы в других (кроме обычного первого) порядках спектра.

#### АНАЛИЗ НЕКОТОРЫХ ВАРИАНТОВ ПОСТРОЕНИЯ ОС ВС

**Картографирующий видеоспектрометр ближней ИК-области NIMS.** ВС NIMS является ранней разработкой, осуществленной в конце 1970-х годов, когда использовались линейки ПИ из состыкованных отдельных элементов.

Оптика NIMS показана на рис. 3. ВС использует принцип Whisk-Broom. Требование наблюдения спутников Юпитера в области спектра 0.7—5.2 мкм привело к традиционной центрированной зеркальной системе [1]. Специфика телескопа Кассегрена

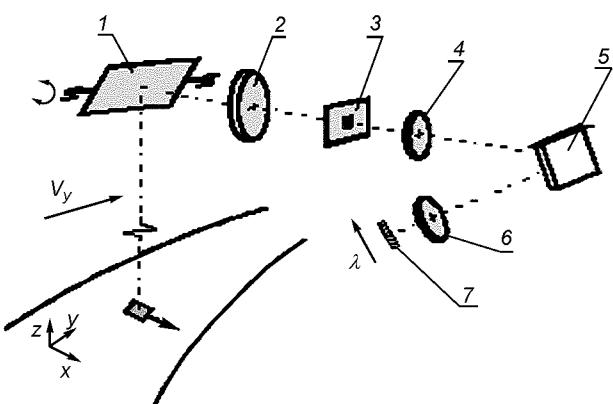


Рис. 1. Принцип сканирования Whisk Broom: 1 — сканирующее зеркало; 2 — входной объектив; 3 — полевая диафрагма; 4 — коллиматор; 5 — диспергирующий элемент; 6 — фокусирующий объектив; 7 — линейка ПИ

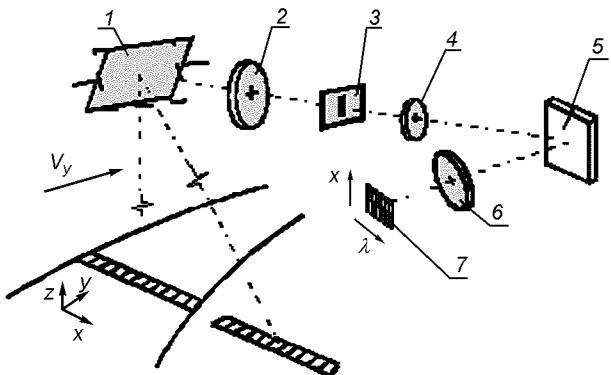


Рис. 2. Принцип сканирования Push-Broom: 1 — зеркало перенацеливания; 2 — входной объектив; 3 — полевая диафрагма; 4 — коллиматор; 5 — диспергирующий элемент; 6 — фокусирующий объектив; 7 — матрица ПИ

с диаметром входного зрачка 230 мм и фокусным расстоянием 800 мм позволяет осуществлять механическое сканирование качанием вторичного зеркала. Щель — пропускающая. Коллиматор и фокусирующий объектив построены аналогично переднему телескопу. Плоская ДР, нанесенная на зеркало, разлагает спектр, который регистрируется линейкой ПИ. Камерный объектив дает изображение, свободное от кривизны поля. Для защиты ПИ от запыления и дополнительной коррекции aberrаций служат оптические окна.

Важной особенностью работы NIMS является то, что после каждого сканирования решетка с помощью шагового двигателя перемещается на новый угол, обеспечивая следующие 17 каналов, отличные от предыдущих. 12 угловых перемещений ДР дают на выходе 204 спектральных канала.

Недостатками такой схемы являются:

- виньетирование центральной части поля зрения вторичными зеркалами;
- большое время сканирования для получения 204 каналов;
- малая скорость передачи данных.

**Авиационный видеоспектрометр видимой и близкей ИК областей AVIRIS.** В разработке Whisk-BC AVIRIS рабочая спектральная область составляет 0.4—2.4 мкм. ОС прибора представлена на рис. 4. Материал решетки и зеркал — алюминий. ВС состоит из поперечного сканатора, связанного оптическими волокнами с четырьмя спектрометрами. Механическое сканирование реализуется вращением трехгранной призмы вокруг оси, параллельной вектору скорости носителя. При этом обеспечивается поле зрения 30° (550 пикселов) на

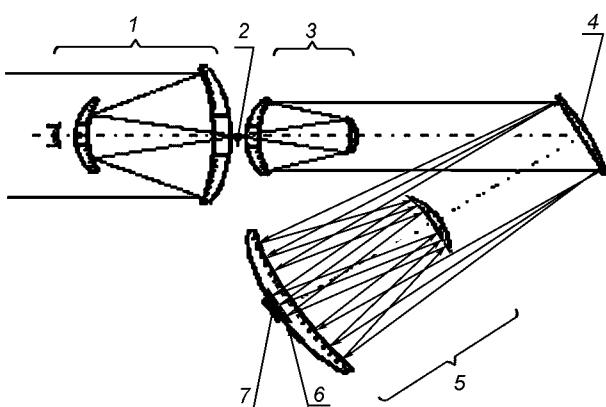


Рис. 3. Оптическая схема NIMS: 1 — зеркальный телескоп Кассегрена; 2 — полевая диафрагма; 3 — коллиматор; 4 — плоская ДР; 5 — фокусирующий объектив; 6 — оптические окна; 7 — линейка ПИ

высоте 20 км. Параллельные пучки направляются парами отклоняющих зеркал на большое эллиптическое зеркало, фокусирующее радиацию в своем фокусе, совпадающем с фокусом вспомогательного зеркала. Оно в свою очередь перефокусирует излучение плоским зеркалом на четыре сопряженных волокна, каждое из которых вторым концом, установленным в фокусе коллиматора, соединяется с соответствующим модулем спектрометра. После разложения в спектр асферическими решетками происходит детектирование ПИ [11].

При вращении призмы перевернутое точечное изображение поверхности Земли передается на каждый из спектрометров. Области работы четырех модулей (0.4—0.7; 0.65—1.25; 1.2—1.82; 1.78—2.4 мкм) слегка перекрываются.

Достоинства схемы:

- простые технические требования к структуре за счет использования оптических волокон, позволяющих разделить свет без дихроичного разделения пучков;
- повышенная эффективность сканирования за счет применения обратно отражающего сканатора;
- наличие асферической передней оптики, обладающей большой светосилой ( $f'/1.36$ ), которая при фокусе 197.6 мм дает линейное мгновенное поле зрения 20 м;
- наличие бортовых источников радиометрической и спектральной калибровок.

Основной недостаток схемы — усложненная конструкция сканатора, обеспечивающая мгновенную компенсацию погрешности сканатора с помощью счетно-вращающегося маховика. Зеркало движется

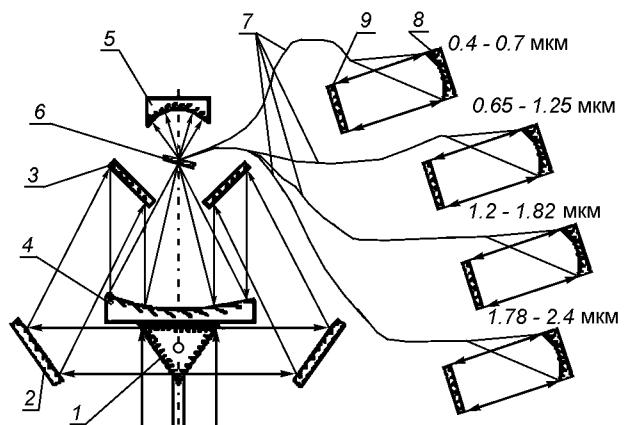


Рис. 4. Оптическая схема AVIRIS: 1 — поперечный сканатор; 2 — отклоняющие зеркала; 4 — эллиптическое зеркало; 5 — вспомогательное зеркало; 6 — плоское зеркало; 7 — оптические волокна; 8 — коллиматор/фокусирующий объектив; 9 — ДР

от вращения кулачков, приводящихся в движение рычагом. Конфигурация кулачка приводит к точности установки в десятки МПЗ. Добавленное к сканатору эллиптическое зеркало усиливает изображения так, что диаметр световода 200-мкм определяет коррекцию МПЗ. Сложность состоит в выборе материала световодов. Оптимальный материал — порошковое стекло или германий. Вторая проблема — компенсация механических вибраций, вызванных сканатором.

**Экспериментальный видеоспектрометр р** «Shuttle» SISEX. Система SISEX, развивает концепцию Push-сканирования с использованием матричных ПИ.

ОС SISEX (рис. 5) состоит из входной оптики и спектрометра. Входная оптика представляет собой асферическую децентрированную зеркальную систему, включающую зеркала перенацеливания вдоль и поперек маршрута, зеркальный корректор Шмидта и внеосевую параболу [7].

Полевая диафрагма установлена, как обычно, в переднем фокусе коллиматора, каковым является большое двухсегментное сферическое зеркало. Поворотное зеркало дает плоское поле. Параллельный пучок разделяется дихроичным зеркалом на отраженный (0.4—1.0 мкм) и пропущенный (1.0—2.5 мкм).

Функцию разложения по спектру выполняют два призменных полихроматора двойного прохождения, состоящие из призм и зеркальных корректоров. После возврата разложенных пучков на второй сегмент коллиматора оно же фокусирует два спектра на ПИ (плоское зеркало 13 служит для удобства размещения ПИ). Большая величина фокуса (416 мм) входной оптики средней светосилы ( $f/3.8$ ) позволяет достичь 30-м линейного МПЗ при поле зрения 12.1 км ( $2.8^\circ$ ) и высоте орбиты 250 км.

Преимущества схемы:

- многократное использование коллиматора минимизирует количество оптики;
- составные призменные системы дают почти линейную дисперсию без переналожения порядков, и лишены поляризационных эффектов;
- внеосевая оптика в сочетании с полевым зеркалом и корректорами уменьшает aberrации ОС.

К недостаткам можно отнести снижение пропускания благодаря материалам призм, сложность регулировки взаимного расположения блоков.

**Видеоспектрометр среднего разрешения MERIS.** BC MERIS имеет спектральный диапазон  $\lambda\lambda$  400 ... 1050 нм, полосу обзора 1500 км, спектральное разрешение 1.25 нм и пространственное разрешение 260 м [4].

ОС построена на модульном принципе. Достаточ-

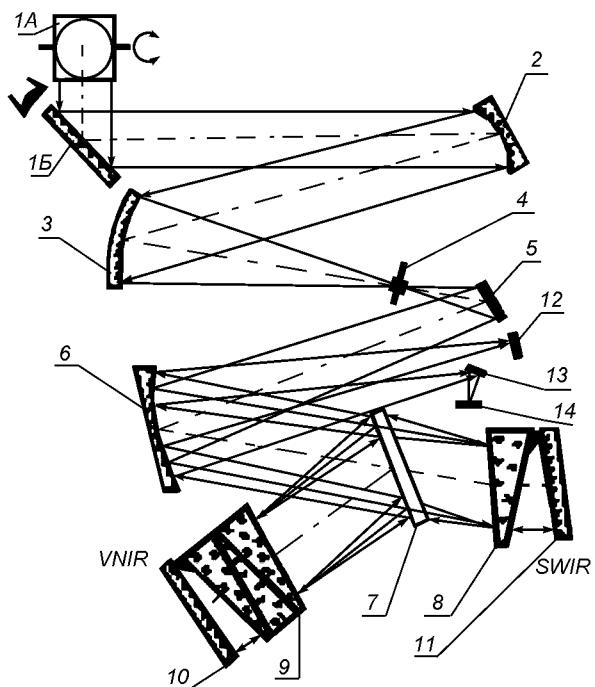


Рис. 5. Оптическая схема SISEX: 1A — зеркало продольного перенацеливания; 1B — зеркало поперечного перенацеливания; 2 — корректор Шмидта; 3 — внеосевая парабола; 4 — входная щель; 5 — поворотное зеркало; 6 — коллиматор/фокусирующий объектив; 7 — плоское зеркало; 8, 9 — призмы; 10, 11 — зеркальные корректоры; 12 — ПИ VNIR-канала; 13 — зеркало; 14 — ПИ SWIR-канала

но большое поле зрения ( $82^\circ$ ) разделено между шестью модулями, каждый из которых использует крупноформатную ПЗС-матрицу, и имеет поле зрения  $14^\circ$ . Перекрытие полей служит для выравнивания и калибровки.

Модули (рис. 6, а) расположены так, что оси пучков, попадающих в них, пересекаются в точке перед системой. Зондирование происходит через единую призму перенацеливания с углом  $90^\circ$  между входным и выходным лучом, поворот которой вокруг оси дает продольное визиривание  $\pm 20^\circ$ . Призмой также удобно визировать внутренний источник калибровки.

Для получения минимальной поляризационной чувствительности (< 1 %) перед призмой установлен набор устраниющих поляризацию окон. Каждое окно расположено перпендикулярно к пути пропущенного луча. Конструктивно окно состоит из соединения двух клиньев кристаллического кварца и одного клина плавленного кремния. Кварцевые клинья обеспечивают необходимый эффект деполяризации, тогда как кремниевый клин —

параллельность внешних поверхностей окон. Кварцевые клинья переворачивают состояние поляризации пропущенного света; в зависимости от толщины клина поляризация изменяется вдоль апертуры. Поляризация остальных оптических блоков незначительно влияет на вариации пропускания пучка.

Специалистами предложены две альтернативные ОС модуля, отличающиеся системой передней оптики: линзовая осевая (рис. 6, б) и зеркально-линзовая внеосевая (рис. 6, в). В обоих случаях фокусное расстояние равно 71 мм. Передняя оптика имеет форму Петсвала, и использует стекла с возможностями аномальной дисперсии для обеспечения разрешения в заданной спектральной обла-

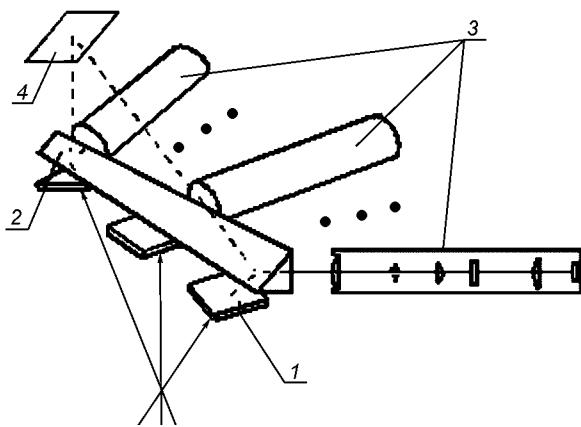


Рис. 6, а. Общий вид ВС MERIS: 1 — деполяризующие окна; 2 — призма перенацелевания; 3 — оптические модули; 4 — внутренний источник калибровки

сти. Телецентрическая оптика выравнивает входные требования для спектрометра.

Для внеосевой катадиоптрической системы (рис. 6, в) изображение корректируется тремя большими линзовыми элементами перед первичным зеркалом, и полевыми линзами в плоскости промежуточного изображения. Материалом всех линз служит кремний. Внешний входной зрачок, расположенный на расстоянии 80 мм от полюса передней линзы, имеет прямоугольную площадь  $20 \times 40 \text{ mm}^2$ , тогда как осевая система — круглую площадь диаметром 28 мм.

Полевая диафрагма расположена в центре кривизны решетки, на плоской поверхности. Вторая поверхность корректора представляет собой сферу, концентрическую с решеткой.

Вогнутая решетка выбрана из-за преимуществ в получении линейной дисперсии и возможности коррекции aberrаций. Профилирование создает максимальную эффективность для длины волны 400 нм. Снижение ее для больших длин волн компенсируется увеличением чувствительности ПИ. Для ИК-волн получение необходимого уровня сигнала возможно сложением элементарных сигналов в широких полосах.

Фильтры перед ПИ служат для блокировки рассеянного излучения, а также устранения переналожения соседних порядков спектра.

Разработка на основе вогнутой ДР почти идеальна для использования в системах ВС с ПЗС. Она дает хорошее разрешение по пространственной и спектральной координатам, корректирует дисторсию (т. е. дает малую кривизну спектрального

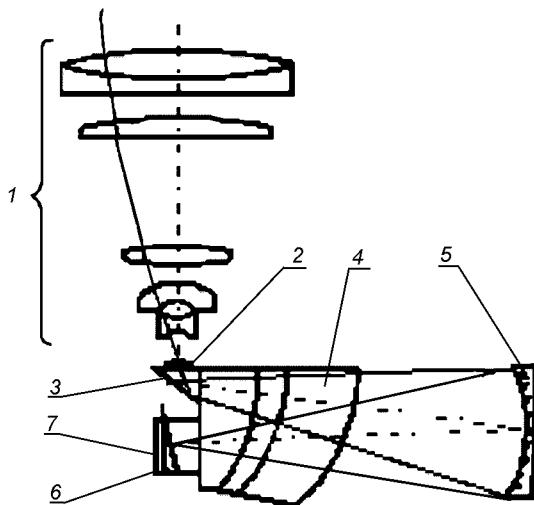


Рис. 6, б. Вариант ОС MERIS с осевой линзовой входной оптикой: 1 — входной объектив; 2 — входная щель; 3 — поворотная призма; 4 — полевой корректор; 5 — вогнутая ДР; 6 — фильтр; 7 — приемник

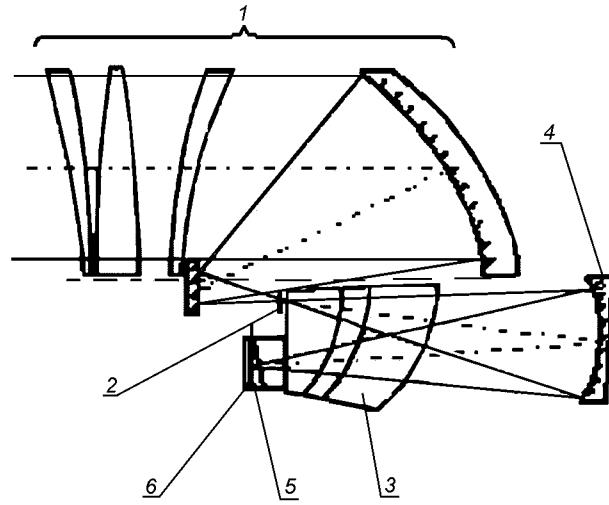


Рис. 6, в. Вариант ОС MERIS с внеосевой зеркально-линзовой входной оптикой: 1 — входной объектив; 2 — входная щель; 3 — полевой корректор; 4 — вогнутая ДР; 5 — фильтр; 6 — приемник

изображения щели и малую кривизну в линейном спектре для любой полевой точки).

**Видеоспектрометр с зеркальной оптической системой ROSIS.** Это компактный ВС, использующий матричный ПЗС-приемник. Оптика полностью состоит из зеркальных компонентов [8].

Изображение поверхности (одна строка перпендикулярно к направлению полета) (рис. 7) транслируется через зеркало перенацеливания. Задачей зеркала есть смещение строки сканирования вперед/назад для избежания попадания прямого луча Солнца. Поворот зеркала осуществляется с помощью шагового двигателя. Для защиты ВС от загрязнения служит система входных окон. Зеркала первичного телескопа фокусируют изображение строки на пропускающую входную щель спектрометра. Созданный последующими сферическими зеркалами параллельный пучок попадает на решетку. Спектральные пучки на выходе ДР фокусируются теми же зеркалами через отклоняющее зеркало на ПИ.

Главными зеркалами служат асферические эллиптические зеркала, разработанные так, что их остаточная кривизна компенсирует остаточную кривизну щели (искривленное изображение щели). Результирующий максимум дисторсии каждого канала остается ниже 0.2 размера пикселя даже в пределах поля зрения.

Не исключена возможность включения в конструкцию SWIR-канала 1.4 ... 2.5 мкм, что позволит применять ВС в геологическом исследовании, более широких изучениях состояния растительности, атмосферных измерениях, анализах льда и снега и т. д. В этом случае ПИ будут матрицы из Pd-Si с барьером Шоттки, либо гибридные плоскости из InSb, CdHgTe. Реально также использование каналов MWIR и TIR.

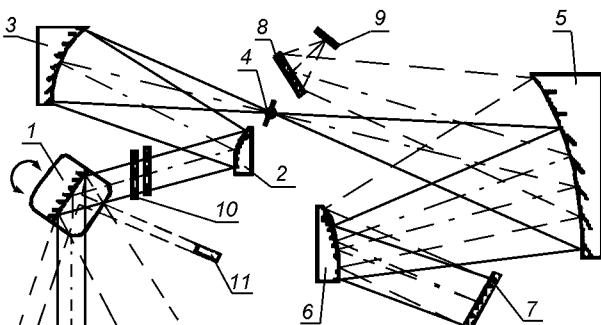


Рис. 7. Оптическая схема ROSIS: 1 — зеркало перенацеливания; 2, 3 — зеркала первичного телескопа; 4 — входная щель; 5, 6 — сферические зеркала; 7 — решетка; 8 — отклоняющее зеркало; 9 — ПИ; 10 — входные окна; 11 — лазерный диод

**Видеоспектрометр тепловой ИК-области и ТИС.** Авиационный ВС ТИС работает в области  $\lambda\lambda$  7.5 ... 14 мкм, и представляет собой модификацию AIS-II [10].

ОС (рис. 8) состоит из сферических элементов во избежание лишней сложности в изготовлении и юстировке.

Оптика объединяет три системы Шварцчайльда с одинаковыми фокусными расстояниями 27.5 мм. Все они удовлетворяют условию концентричности:  $R_1 = 1.236f'$ ,  $R_2 = 3.236f'$ ,  $s = 2f'$ , и поэтому вклады сферической aberrации главного и вторичного зеркал равны и противоположны по знаку. Фокус был выбран для получения поля зрения 3.6 мрад/пиксель для выбранного размера плоскости ПИ (64 столбца  $\times$  20 строк элементов площадью 100 мкм<sup>2</sup>). Радиусы зеркал первой системы 2 равны 34 и 89 мм при  $s = 55$  мм.

Решетка работает в первом порядке при угле падения 58.2°. При перпендикулярности осей угол дифракции для центральной длины волны 10.75 мкм составляет -31.8°. При частоте 30.2 штр/мм, базе 41 мм и длине штриха 30 мм ДР профилируется на угол блеска 12.33° для  $\lambda = 10$  мкм. Дисперсия составляет 0.036 мрад/нм при эффективности более 50 %. Разрешающая способность равна 1238.

Все зеркала сделаны из позолоченного алюминия, с защитным покрытием для усиления отражения при 10.75 мкм.

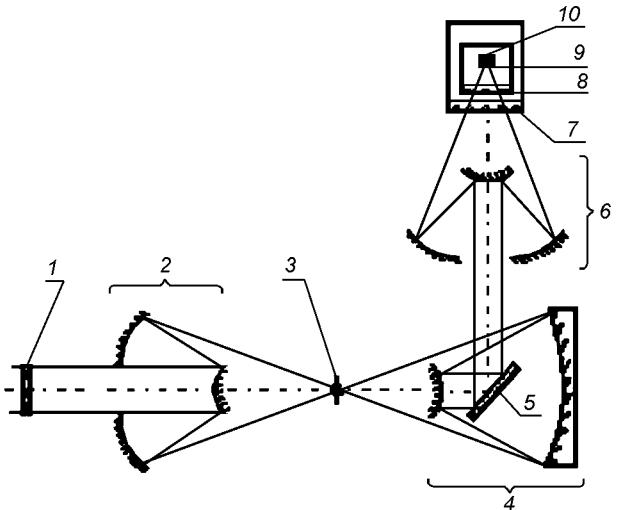


Рис. 8. Оптическая схема ТИС: 1 — входное окно; 2 — входной объектив; 3 — входная щель; 4 — колimator; 5 — ДР; 6 — фокусирующий объектив; 7 — окно ограждения вакуума; 8 — окно промежуточного охлаждения; 9 — фильтр линейного изменения; 10 — ПИ

В близости от ПИ расположен фильтр линейного изменения (LVF), многослойный интерференционный фильтр на кремниевой основе с узким спектрально-полосовым пропусканием 1 мкм/мм. Каждая часть фильтра шириной 100 мкм пропускает спектральную полосу шириной 250 нм. Главная функция фильтра состоит в блокировании фонового излучения 300 К, позволяющем работать с оптикой комнатной температуры.

Пропускающими компонентами также являются входное окно  $\varnothing$  38 мм  $\times$  3 мм, окно ограждения вакуума  $\varnothing$  51 мм  $\times$  3 мм, и окно промежуточного охлаждения до 80 К  $\varnothing$  38 мм  $\times$  3 мм, выполненные из сульфида цинка ZnS, которые будут иметь антизеркальные покрытия для длинноволновой прозрачности.

Существенной особенностью схемы есть получение хорошего качества изображения, с номинальным значением МПФ 0.835 (на оси) и 0.798 (на краю), а также высокая точность изготовления оптики.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ развития видеоспектрометрических систем позволяет сделать вывод о том, что существуют два основных пути проектирования систем такого типа, а именно:

1. Видеоспектрометры с высоким пространственным разрешением и малым полем зрения, с полосой обзора 30—60 км, размером пикселя 30—50 м, спектральным разрешением  $\delta\lambda \leq 10$  нм (например, HRIS в планировании Европейского Космического Агентства (ESA), HIRIS в планировании NASA).

2. Видеоспектрометры со средним пространственным разрешением и большим полем зрения, с полосой обзора 1000—1500 км, размером пикселя  $\delta\lambda \leq 5$  нм (например MERIS в планировании ESA, MODIS в планировании NASA).

В общем случае, принцип Whisk-Broom предлагаются для больших полос обзора и относительно больших линейных МПЗ, а принцип Push-Broom — для обеспечения меньших МПЗ, либо малых полос обзора с перенацеливанием. Известны случаи проектирования ОС Push-BC на основе зеркального Шмидта [6], которые дают сравнительно широкую полосу обзора, но разработка таких систем представляет большие трудности из-за значительных габаритов оптических элементов и искривленной плоскости изображения.

Успешная разработка BC нуждается в достаточно светосильной оптике ( $f_{ent}/1.0 = f_{ent}/3.0$ ). Во многих

случаях рабочий спектральный диапазон является широким, что влияет на требования к ОС по пропусканию [3]. Поэтому чаще всего оптика строится на зеркальных системах, исключая входные окна ПИ, линзы исправления кривизны поля, фильтры, призмы, которые работают на пропускание, а не на отражение. Особое внимание следует уделять обеспечению необходимого спектрального, пространственного и радиометрического разрешения. Также необходимо предусмотреть коррекцию основных aberrаций методами включения линзовых корректоров и взаимной компенсации aberrаций компонентов схемы.

1. Aptaker I. M. A Near-infrared mapping spectrometer for the investigation of Jupiter & its satellites // Proc. SPIE.—1983.—395.—P. 133—148.
2. Asrar G., Dozier J. EOS. Science strategy for the Earth Observing System, AIP Press, NASA, July 1994.
3. Aumann H. H., Pagano R. J. Atmospheric infrared sounder on the Earth observing systems // Opt. Eng.—1994.—33, N 3.—P. 776—784.
4. Baudin G., Bessudo R., Cutter M., Lobb D., Bery J.-L. Medium resolution imaging spectrometer (MERIS) // Proc. SPIE.—1991.—1490.—P. 102—113.
5. Breckinridge J. B. Imaging spectrometry for the mission to planet Earth // Proc. SPIE, Conf. on imaging Spectrometry II, Denver, Aug. 1996.—1490.—P. 3—7.
6. Breckinridge J. B., Page N. A., Shannon R. R., Rogers J. M. reflecting schmidt imaging spectrometers // Appl. Optics.—1983.—22.—P. 1175—1180.
7. Herring M., Page N. A. Development of imaging spectrometer for shuttle & space platform applications // Proc. SPIE.—1985.—589.
8. Kunkel B., Blechinger F., Lutz R. ROSIS (Reflective Optics System Imaging Spectrometer) — A candidate instrument for polar platform missions // Proc. SPIE.—1987.—868.—P. 134—141.
9. Leslie L. Thompson. Overview of the potential instrument payload for the EOS system // Proc. SPIE.—1990.—1300.—P. 134—139.
10. Mahoney C., Labaw C., Sobel H., Kahle A. Thermal Infrared Imaging Spectrometer: an advanced optics technology instrument // Proc. SPIE.—1990.—1298.—P. 87—92.
11. Vane G., Chrisp M. The airborne visible/infrared imaging spectrometer (AVIRIS): An advanced tool for Earth remote sensing // Proc. 1984 IEEE Geosci. & Rem. Sens. Symp., SP 215.—1984.—P 751—757.

## OPTICAL SYSTEMS OF IMAGING SPECTROMETERS FOR THE REMOTE SENSING OF THE EARTH

V. G. Kolobrov, P. V. Borodiiichuk, and V. I. Mikitenko

We present an overview of the development of optical systems for imaging spectrometers designed for remote sensing of the Earth. Technical characteristics are given for airborne as well as spaceborne imaging systems which were developed in recent years. Particular emphasis on peculiarities of optical system design including scanning subsystem, entrance optics, and spectrometer.

УДК 911.52

## Ландшафтovedческий при дешифрировании подход космических снимков

А. Д. Федоровский<sup>1</sup>, В. Т. Гриневецкий<sup>2</sup>,  
Ю. В. Костюченко<sup>1</sup>, А. Ю. Кувшинов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Центр аерокосмічних досліджень Землі Інституту геологічних наук Національної академії наук України, Київ

<sup>2</sup>Інститут географії Національної академії наук України, Київ

*Надійшла до редакції 24.12.97*

Розглядаються методичні питання визначення деяких гідроекологічних характеристик поліських ландшафтів на основі використання космічної інформації. Пропонується використовувати ландшафтознавчий підхід при дешифруванні матеріалів космічної зйомки. Для аналізу станів цих систем використана формальна класифікація ландшафтних комплексів, яка ґрунтуються на принципах модальної логіки теорії розмитих множин. Викладений підхід використано при досліженні ділянки Чорнобильсько-Лютізького полігону. Отримані результати свідчать про перспективність пропонованого методу.

Многолетняя эксплуатация природоресурсных спутников Земли подтверждает эффективность использования дистанционных космических методов для оценки и контроля экологического состояния окружающей среды [4]. Опыт исследований свидетельствует, что наилучшие результаты достигаются при совместном использовании наземных наблюдений и космических снимков, когда последние выполняют роль реальной картографической основы, на которую экстраполируются результаты наземных измерений [1]. В связи с этим разработка комплексных методов оценки экологических характеристик природной среды является актуальной задачей.

Традиционные дистанционные методы исследований экологического состояния участков земной поверхности основаны на регистрации сигналов от оптически- и радиоактивных компонентов природной среды. Величина и спектр отраженного сигнала в этих диапазонах или собственного излучения в ИК-области спектра зависят от состояния исследуемой поверхности и служат информативными спек-

тральными признаками при дешифрировании космических снимков [5].

В отличие от традиционных дистанционных методов экологической оценки регионов по отдельным спектральным признакам предлагается использовать принципиально иной и более эффективный системный подход к решению этой задачи, в основу которого положен ландшафтovedческий метод оценки экологических характеристик природной среды [3].

Ландшафтovedческий анализ местности по совокупности признаков, которые уверенно дешифрируются на космических снимках (мезо- и микрорельеф, участки ускоренного поверхностного стока, лесные массивы, сельхозугодья и луговая растительность, гидрографическая сеть, почвы, подверженные эрозии, дефляции и другим деструктивными процессам, зоны застройки и т. д.) и дополняются материалами наземных и подспутниковых измерений (топографические карты и фотопланы, заверка космической информации на специальных тестовых участках и географических стационарах)

позволяет определить ряд основных экологических характеристик региона [7].

Рассматривая природную систему как целое, мы получаем представление о характере протекания (качественно и количественно) ландшафтообразующих процессов. Это позволяет сделать вывод о распределении структурно-динамических, экологических и ресурсных характеристик природных систем (ландшафтных комплексов). Задача состоит в определении характеристик природных систем и предсказании их поведения в экстремальных ситуациях в основном по неполному набору информативных признаков. Последние являются совокупностью данных дистанционного зондирования и наземных измерений на репрезентативных тестовых участках.

Такого рода анализ строится на базе формализованных представлений и предполагает формирование и исследование многомерных моделей ландшафтных комплексов в рамках теории модальных (нечетких) множеств для получения корреляционных зависимостей экологических характеристик от структурно-функциональных особенностей ландшафтных комплексов.

В качестве основы анализа предлагается следующая формальная классификация природных образований. *Природный объект* — сингулярное структурное образование, физические процессы в котором, без значительной потери точности, можно считать протекающими практически идеально. *Природная субсистема* — совокупность структурных образований (например, объектов), генетически объединенных протекающими в них физическими процессами, которые находятся во взаимообусловленной связи. *Природная система* — иерархическая совокупность структурных образований (субсистем), определяемая участком земной поверхности, где на известном протяжении отвечающие ему части атмосферы, гидросферы и литосферы являются однотипными, связанными сходными взаимодействиями, и образуют поэтому единый, взаимообусловленный комплекс. Далее природная система анализируется как иерархия множеств с известными свойствами. В рамках этого метода разрабатываются предположения о характере множеств информативных признаков для классификации исследуемых участков земной поверхности по типам (типологическим подразделениям) ландшафтных комплексов.

Так, при решении гидроэкологических задач может быть использована взаимосвязь признаков, характеризующих основные типы ландшафтных комплексов исследуемого региона, с гидроэкологическими параметрами природной среды. К основным

параметрам, определяющим гидроэкологическую обстановку в регионе, относятся: уровень грунтовых вод, наличие подтопляемых территорий, влажность почвы.

В качестве примера применения рассматриваемого подхода было проведено исследование по оценке уровня грунтовых вод на Дымерском модельном участке территории Полесья в зоне Чернобыльско-Лютежского полигона. При этом учитывали, что по многим причинам полесские ландшафты принадлежат к наиболее сложным объектам космического мониторинга. В их числе — закрытость (залесенность) большой части (25—40 %) территории, тесные гидродинамические (гидравлические) связи и частое перемежевание разновеликих и во многих случаях разных по происхождению ландшафтных комплексов. Поэтому для полесских ландшафтов необходимо было разработать специальную методику ландшафтоведческого дешифрирования космических снимков, органически связанную с многолетними регулярными наземными наблюдениями за физическим состоянием ландшафтов.

В основу исследований и разработанной методики положена взаимосвязь параметров, характеризующих ландшафтный комплекс, с гидроэкологическими параметрами природной среды [2].

На основании анализа космического снимка исследуемый регион был разделен на несколько географически и гидроэкологически обособленных территориальных участков. Описание последних представлялось в виде набора записей, каждая из которых включала характеристики рельефа, гидрографической сети, почв, а также перечень лесной, луговой и сельскохозяйственной растительности с указанием занимаемых ими площадей.

Традиционно процедура классификации участков по типам ландшафтных комплексов производится специалистом высокой квалификации и весьма трудоемка. Поэтому была разработана методика и программа автоматического отнесения выделенных оператором-географом участков к конкретным типам ландшафтных комплексов.

При этом учитывалось то обстоятельство, что в естественных условиях существует значительное разнообразие видового состава растительности, почв, комбинаций рельефа и гидрогеологических условий, которые под влиянием внешних факторов непрерывно изменяют свою конфигурацию, состав и обуславливают плавный и непрерывный переход одного типа ландшафтного комплекса к другому, соответствующего новым условиям. В таких условиях необходимо применение такого экспресс-метода, который при классификации исследуемых участков позволял бы учитывать плавный и непрерыв-

ный переход одного типа ландшафтного комплекса в другой. Такого рода анализ строится на базе принципов модальной логики — теории размытых множеств, ибо одинаковые характеристические признаки могут принадлежать различным типам ландшафтов. Это приводит к необходимости задания многомерных описательных моделей, в которых множества характеристических признаков являются пересекающимися. Иначе говоря, задача создания корректных замкнутых моделей ландшафтных комплексов подразумевает использование модальной логики, позволяющей без значимых ограничений оперировать множествами параметров. Для описания задачи классификации субсистем и объектов внутри систем, а также соотнесения информативных признаков субсистем к их искомым физическим характеристикам воспользуемся некоторыми общими определениями. Будем понимать под глобальным множеством идентификационных признаков полный набор морфологических характеристик всех ландшафтных комплексов, представленных в исследуемом регионе, включая возможность ошибочной идентификации признака («шум»), которые могут быть определены путем дешифрирования дистанционных изображений и обработки априорной информации. Набор морфологических признаков конкретного ландшафтного комплекса будем называть его подмножеством идентификационных признаков. Совокупность гидроэкологических, гидрогеологических, литологических и других характеристик ландшафтных комплексов будем называть множеством обобщенных характеристик.

В алгоритм программы заложена априорная информация в виде численных моделей о принятой в географии классификации ландшафтных комплексов по типам, а также информация о соответствии такой гидроэкологической характеристики, как уровень грунтовых вод, типам ландшафтных комплексов. В качестве математических моделей ландшафтных комплексов используются многомерные теоретико-множественные объектноориентированные модели ландшафтных комплексов в рамках методов теории модальных (нечетких) множеств для получения корреляционных зависимостей многопараметрического описания ландшафтного комплекса с гидроэкологической характеристикой исследуемой территории.

Полученные оператором описания участков исследуемой территории образуют базу данных для последующей машинной обработки. Таким образом определяется набор характеристических параметров, позволяющий идентифицировать на космическом снимке соответствующие ландшафтные комп-

лексы. Задача теперь заключается в соотнесении множества обобщенных характеристик ландшафтных комплексов подмножествам идентификационных признаков этих комплексов, получаемых при обработке дистанционных изображений и наземных измерений, что, в первую очередь, предполагает получение вида распределения идентификационных признаков как внутри подмножества, описывающего заданный ландшафтный комплекс, так и внутри глобального множества идентификационных признаков.

Принятие решения о принадлежности того или иного участка к конкретному типу ландшафтного комплекса производится автоматически по максимальному значению оператора принадлежности после решения программой всех уравнений, описывающих математические модели ландшафтных комплексов.

Для проведения исследований использовалось изображение участка Чернобыльско-Лютежского полигона (рис. 1), полученное в результате синтеза трех космических снимков этой территории, выполненных в различных спектральных диапазонах аппаратурой спутника «Spot» 23.08.95 г. (исследуемый участок выделен рамкой).

С помощью специального программного обеспечения было произведено дешифрирование элементов ландшафтных комплексов (фаций, уроцищ, местностей), а также дешифрирование неотектонических разломов методом создания системы линейных объектов, отражающих пространственное распределение линеаментов. Наземная информация в данном случае была представлена результатами многолетних измерений уровня грунтовых вод на четырех скважинах Дымерского исследовательского стационара Института географии НАН Украины. Отмеченным на рис. 1 скважинам — 1, 2, 3, 4, соответствуют уровни грунтовых вод: 16—17 м, 8—10 м, 6—8 м, 5—7 м. Дополнительной информацией служили топографические карты исследуемого региона. Они позволили получить схему овражно-балочной сети и цифровую модель рельефа исследуемого участка местности.

С помощью оригинального программного обеспечения на основании полученных данных была построена цифровая карта распределения углов наклона поверхности (рис. 2). Алгоритм построения карты состоял из нескольких этапов. Во-первых, по топографическим картам исследуемого региона строилась цифровая модель рельефа, представляющая собой регулярную сетку значений высот. Во-вторых, исследуемый регион разбивался на треугольные участки с вершинами в узлах сетки рельефа. В-третьих, для каждого участка исследуемой

Рис. 1. Фрагмент космического снимка Дымерского полигона с тестовым участком и контрольными скважинами 1—4

Рис. 2. Карта углов наклона поверхности участка Дымерского полигона

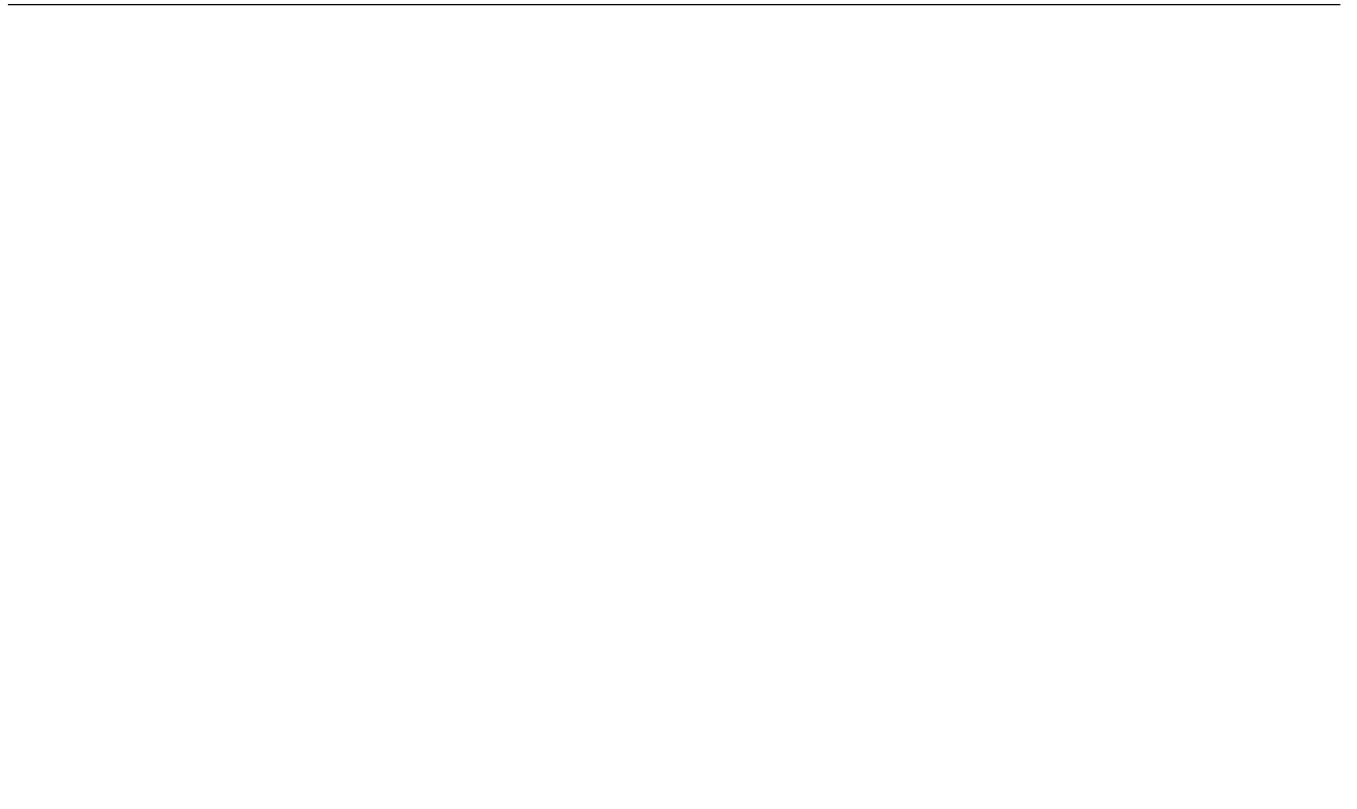


Рис. 3. Карта плотности эрозионных расчленений участка Дымерского полигона

поверхности вычислялся угол наклона его плоскости относительно горизонта с присоединением полученного значения центру участка. Построенная по этим данным карта углов наклона поверхности в дальнейшем была использована для определения крутизны склонов при ландшафтной типологии.

Построение карты эрозионных расчленений (рис. 3) было проведено на основе использования линеаментного анализа. Линеаментный анализ производился с помощью специализированного программного обеспечения, разработанного для этого случая. Анализировалось распределение протяженных линейных структур, которые выделяются на космическом изображении земной поверхности — линеаментов, связанных с овражно-балочной сетью. Работа производилась с компьютерным изображением исследуемого региона (в виде графического файла формата BMP). На первом этапе была проведена географическая привязка изображения (в прямоугольной системе координат). Далее, на основе экспертных оценок, производилось компьютерное дешифрирование овражно-балочной сети методом создания системы линейных объектов, отражающих пространственное распределение линеа-

ментов. В программный комплекс включены два вида анализа системы линеаментов: построение «розы векторов» линеаментов и вычисление плотности линеаментов.

«Роза» линеаментов представляет собой графическую диаграмму отражающую распределение линеаментов в зависимости от азимута. Диаграмма строится в диапазоне азимутов от  $-90^\circ$  до  $90^\circ$ , с интервалом  $1^\circ$ . Длина каждого луча диаграммы представляет собой суммарную длину линеаментов в данном диапазоне азимутов нормированную по максимальному значению. «Роза» линеаментов использовалась для определения преобладающих направлений линеаментов в исследуемом регионе. Под плотностью линеаментов подразумевается суммарная длина линеаментов на единице площади. Полученная информация в дальнейшем использовалась для построения карт плотности трещиноватости с помощью соответствующего программного обеспечения. Все эти данные были представлены в виде отдельных слоев в ГИС-модели исследуемого региона, которые использовались в качестве информативных признаков при решении задачи классификации выделенных участков по типам ландшаф-

Рис. 4. Ландшафтные комплексы с оценкой уровня грунтовых вод

тных комплексов. Анализ последних производился на основе ландшафтной классификации, разработанной в Институте географии НАН Украины. В рамках описанной методики на выделенной территории по наборам идентификационных признаков было проанализировано 30 участков местности, которые были классифицированы как семь типов ландшафтных комплексов (равнины вспаханные — уровень грунтовых вод 12—15 м, равнины под лесами — 6—10 м, речные террасы — 1—4 м, балки и лощины — 2—4 м, склоны очень пологие — 5—7 м, склоны пологие — 6—8 м, склоны покатые — 8—12 м), что позволило получить

оценки уровня грунтовых вод в исследуемом регионе.

На рис. 4 показан результат классификации ландшафтных комплексов исследуемой территории. Сравнивая значения уровня грунтовых вод, полученные в результате описанного эксперимента, с измеренными в тот же период на стационарных скважинах полигона, можно констатировать, что расхождения не превышают 20—30 %.

Приведенные результаты позволяют сделать вывод о перспективности предложенного метода. Последний может служить основой создания экспертных систем для выявления общих тенденций изме-

нений одной из основных гидроэкологических характеристик природной среды — уровня грунтовых вод. Такие экспертные системы могут использоваться, например, в рамках ГИС-технологий. Кроме того, такой подход позволяет при построении и исследовании моделей природной среды использовать синергетические принципы, что делает возможным прогнозирование поведения исследуемых систем при неполном наборе информативных признаков.

1. Гриневецький В. Т., Сахацький О. І., Федоровський О. Д. та ін. Використання тестових ділянок Димерського дослідницького полігону для верифікації результатів космічних зйомок // Укр. географ. журн.—1997.—№ 2.—С. 39—43.
2. Дьяконов К. Н., Касимов Н. С., Тикунов В. С. Современные методы географических исследований. — М.: Просвещение, 1996.—204 с.
3. Исащенко А. Г. Основы ландшафтovedения и физико-географическое районирование. — М.: Выш. шк., 1965.—326 с.
4. Кондратьев К. Я., Поздняков Д. В. Новое в дистанционном зондировании окружающей среды // Исслед. Земли из космоса.—1996.—№ 1.—С. 107—121.

5. Лялько В. И. Вульфсон Л. Д., Жаров В. Ю. и др. Аэрокосмические методы в геоэкологии. — Киев: Наук. думка, 1992.—206 с.
6. Лялько В. І., Маринич О. М., Федоровський О. Д. Аерокосмічні дослідження ландшафтних комплексів України // Укр. географ. журн.—1994.—№ 4.—С. 3—8.
7. Преображенский В. С., Александрова Т. Д., Куприянова Т. П. Основы ландшафтного анализа. — М.: Наука, 1988.—189 с.

---

#### LANDSCAPE-INVESTIGATION APPROACH IN DECODING SPACE IMAGES

A. D. Fedorovskiy, V. T. Grinevetskiy,  
Yu. V. Kostyuchenko, and A. Yu. Kuvshinov

The problem of determination of ecological and hydrologic characteristics of territories on the basis of space information is considered. We offer to use the landscape-investigation approach in decoding and interpretation of space images. As a basis for the analysis we propose a formal classification of natural formations which is built on the principles of modal logic and the theory of fuzzy sets. The territory of Chernobyl — Lutetzh region is studied within the framework of the described approach. The results obtained allow the conclusion about perspectives of the method proposed.

УДК 523.3

## Задачи лунного полярного спутника после КА «Клементина»

Ю. Г. Шкуратов<sup>1</sup>, Н. В. Бондаренко<sup>2</sup>, А. С. Качанов<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Астрономічна обсерваторія Харківського університету

<sup>2</sup>Інститут радіофізики та електроніки НАН України, Харків

<sup>3</sup>Інститут геохімії і аналітичної хімії ім. В. І. Вернадського РАН, Москва

*Надійшла до редакції 17.07.97*

Аналіз стану місячних космічних досліджень показує, що дуже перспективним завданням місячного полярного супутника могла бути глобальна багаточастотна зйомка Місяця в радіодіапазоні. Вона дозволить провести картографування характеристик підповерхневих шарів Місяця і, зокрема, оцінити товщину її реголітового чохла. Відмічається, що актуальність цієї задачі збільшилась після виконання КА «Клементина» програми, пов'язаної з дослідженням Місяця (короткий огляд результатів представлено в даній роботі). Для ілюстрації можливостей використання супутникової радіолокації в дослідженнях Місяця представлена карта товщини реголітового шару, побудованої для видимої півкулі на основі спільнотої обробки радіолокаційних та оптичних даних, одержаних за допомогою наземних вимірювань.

### ВВЕДЕНИЕ

В странах СНГ программы исследований планет из-за переживаемого экономического спада финансируются недостаточно. Однако для поддержания статуса космических держав и России, и Украине космические планетные программы необходимы [3]. Это представляется особенно важным после неудачного запуска КА «Марс-96». Одним из возможных вариантов продолжения Россиией и другими странами СНГ планетных исследований с помощью космических средств могла бы быть лунная программа. При не слишком больших исследовательских запросах такая программа может оказаться сравнительно простой и дешевой. При этом она способна дать результаты, важные с точки зрения как фундаментальной науки, так и прикладных исследований. Яркий в научном отношении лунный проект оживит интерес западных ученых к научным контактам с коллегами из стран СНГ и позволит сохранить международную кооперацию по созданию научной аппаратуры, возникшую в ходе

работы над проектом «Марс-96».

Следует также отметить, что в области исследования Луны из космоса в странах СНГ накоплен определенный опыт, который сейчас может быть использован в перспективных проектах.

Будущие космические программы изучения Луны должны вобрать в себя идеи новых экспериментов и не повторять то, что уже было сделано в ходе выполненных миссий. Особый интерес с этой точки зрения представляет собой анализ результатов, полученных в ходе выполнения миссии КА «Клементина». Поэтому в следующем разделе мы кратко рассмотрим эти результаты, следуя данным работы [12].

### НАУЧНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ МИССИИ «КЛЕМЕНТИНА»

19 февраля 1994 г. космический зонд «Клементина» был выведен на полярную орбиту с периодом обращения вокруг Луны около 5 часов. Минимальное расстояние до поверхности составляло около

400 км, максимальное — 2900 км. На этой орбите зонд находился до 3 мая того же года. За это время «Клементина» отсняла 38 миллионов квадратных километров площади лунной поверхности с высоким разрешением.

Объем переданной информации — это более миллиона полноценных изображений — заметно превышает то, что было получено в ходе всех предшествующих космических полетов к Луне, включая экспедиции «Аполлон».

Зонд был оснащен четырьмя съемочными камерами. Камера UDVVIS позволила провести съемку лунной поверхности в пяти сравнительно узких участках спектра:  $\lambda\lambda$  0.42, 0.75, 0.90, 0.95, 1.00 мкм со средним разрешением 200 м на элемент ПЗС-матрицы. Камера NIR работала в шести спектральных каналах:  $\lambda\lambda$  1.10, 1.25, 1.50, 2.00, 2.60, 2.78 мкм почти с тем же пространственным разрешением, что и камера UDVVIS. Этими камерами было получено около миллиона изображений четкостью примерно  $300 \times 300$  элементов. Еще около 300000 изображений было получено камерой LWIR, которая работала в тепловом диапазоне, в полосе 8.0—9.5 мкм (четкость изображений примерно  $100 \times 100$  элементов, среднее разрешение на поверхности около 100 м). На зонде имелась камера HIRES для изучения выбранных участков лунной поверхности с высоким разрешением (около 20 м на поверхности). Этой камерой было получено около 600000 изображений в четырех участках спектра видимого диапазона. Эта же камера служила питательной оптикой для лазерного альтиметра дальномера, который работал на длине волны  $\lambda$  1.06 мкм, обеспечивая пространственное разрешение 20 м и точность измерения дальности 40 м при высоте полета аппарата 500 км над лунной поверхностью.

Топографическая съемка Луны, выполненная с помощью альтиметра, подтвердила существование древнего бассейна, названного «Южный полюс—Эйткен». Это одна из крупнейших ударных структур в Солнечной системе. Ее диаметр около 2500 км, а перепад высот достигает здесь 10 км. До миссии КА «Клементина» эта огромная деталь мегарельефа Луны была исследована слабо.

Данные о гравитационном поле Луны и ее топографии, полученные КА «Клементина», позволили создать глобальную карту толщины лунной коры с пространственным разрешением около 150 км. Оказалось, что эта толщина варьируется в пределах от 20 до 120 км. Среднее значение толщины для обратной стороны составляет примерно 67 км, а для видимого полушария — 55 км. Кора в зоне бассейнов более тонкая. Найдены вариации

толщины коры, не коррелирующие с поверхностными структурами. Это может быть связано с неоднородностью плавления внешних зон лунной литосферы и с различиями толщины переотложений выбросов, сопутствующих крупным ударным событиям.

Район южного полюса Луны до недавнего времени был исследован сравнительно слабо. Почти точно на южном полюсе располагается старая ударная структура диаметром около 300 км. Ее днище — район вечной тени из-за того, что ось вращения Луны почти перпендикулярна плоскости эклиптики (наклон составляет всего 1.50°). Температура поверхности в этом районе около  $-233^{\circ}\text{C}$ , поэтому здесь могли накопиться вода и летучие, выделяющиеся из недр Луны и привносимые кометами и метеоритами. Пролетая над южными полярными районами Луны, аппарат «Клементина» проводил их радарное зондирование; радиосигналы, посланные аппаратом, отразившись от лунной поверхности, принимались антеннами на Земле. Это позволило получить результаты, которые можно рассматривать как указание на наличие небольшого количества льда в лунной поверхности.

#### АКТУАЛЬНЫЕ ЗАДАЧИ ЛУННОГО СПУТНИКА

В свете результатов, полученных КА «Клементина», сейчас не кажется целесообразным планировать глобальную оптическую съемку лунной поверхности — данных уже так много, что для их анализа потребуются еще годы работы многих научных коллективов.

В 1998 г. началась миссия «Лунар Проспектор», целью которой является геохимическая съемка Луны. В случае успешного осуществления научной программы этой миссии планирование аналогичных экспериментов на будущем спутнике также может оказаться неактуальным.

Существует, однако, много задач, которые при всей их актуальности почти не рассматриваются при обсуждении планов будущих исследований Луны. Примером тому является идея глобальной радиолокационной съемки лунной поверхности с борта лунного полярного спутника в интервале длин волн от дециметров до сотен метров. Дело в том, что на лунной поверхности (быть может, за исключением участков, постоянно находящихся в области тени) нет воды и потому глубина проникновения радиоволн в лунную поверхность довольно высокая (несколько десятков длин волн). Это открывает возможность выполнить картографирование характеристик подповерхностной структуры Луны, в ча-

стности определить мощность лунного реголитового чехла. Такая информация необходима для понимания эволюции лунной поверхности и важна для будущих космических исследований Луны, в частности для выбора места лунной базы. Низкочастотными радиоволнами можно попытаться «прощупать» лунную поверхность на глубину несколько километров.

Сама по себе идея подповерхностного зондирования не нова. Такое зондирование Земли проводится со спутников и самолетов уже достаточно давно. Однако лунная поверхность, значительно более подходящая для измерений такого рода, почти не исследовалась методами низкочастотного зондирования. Известны лишь эксперименты, проведенные *in situ* экипажем КК «Аполлон-17», которые позволили заподозрить существование слоя мегареголита [10]. Отметим также, что в последнее время в Японии началось обсуждение экспериментов по глобальной низкочастотной радиолокации Луны с борта лунного полярного спутника «Селена» [13], который, возможно, будет запущен в 2003 году [9].

Следует особо подчеркнуть, что в рамках реализации программы лунного радиолокационного спутника можно было бы предусмотреть сброс пенетраторов, оснащенных сейсмометрами. Сброс может быть осуществлен в полярных областях Луны. Эти области интересны для размещения сейсмометров по следующей причине. Если в ближайшие годы на поверхности Луны будет установлена японская сеть сейсмометров (проект «Лунар-А» предполагает сброс трех пенетраторов, оснащенных сейсмометрами), то это произойдет в экваториальной области Луны. Совместная работа сейсмометров в экваториальной и полярных областях Луны создаст оптимальную базу для измерений.

Опрос приборов пенетраторов, сброшенных в районе полюсов, может производиться с орбитального радиолокационного модуля. Сейсмическая сеть позволит не только исследовать внутреннее строение Луны, но и дополнить радиолокационные измерения информацией о вертикальной структуре верхнего слоя лунной поверхности. Рассмотрим некоторые известные данные, касающиеся подповерхностной структуры Луны.

#### СХЕМА ПОДПОВЕРХНОСТНОЙ СТРУКТУРЫ ЛУНЫ

Скоростная структура оболочек лунного шара была установлена в результате сейсмических измерений. Она показана на рис. 1. Скорость продольной волны в самом верхнем слое реголита толщиной порядка 10 м равна примерно 100 м/с. Затем

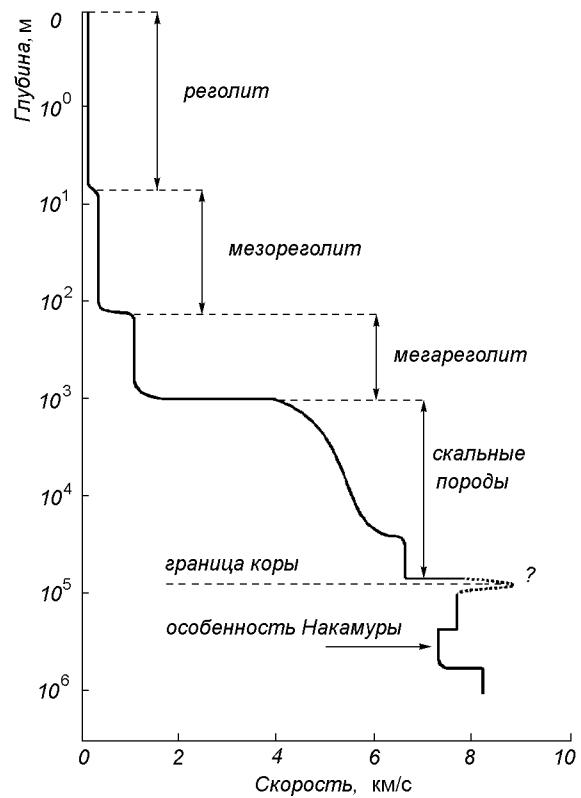


Рис. 1. Глубинный профиль скорости распространения продольных сейсмических волн

выявляется второй слой (слой обломков коренных пород, мезореголит) со средней толщиной около 200 м. Здесь скорость также примерно постоянна и лежит в пределах 250–300 м/с. Слой коренных пород лежит на глубинах ниже 1 км. Здесь скорость постоянно увеличивается от 4 до 6 км/с, что связано с уплотнением пород с увеличением глубины.

Между условной границей коренных пород и нижней границей слоя мезореголита, возможно, находится слой мегареголита. Имеющиеся данные позволили найти сравнительно надежные доказательства его существования только в районе посадки «Аполлона-17». Вероятно, этот слой состоит из больших обломков слабонарушенных коренных пород. На глубине около 25 км наблюдается скачок скорости, связанный с какой-то границей раздела в лунной коре. Часто эта граница интерпретируется как переход от трещиноватых пород к сплошным скальным, хотя Taylor [14] справедливо указывает, что давления 1.2 Кбар на глубине 25 км не достаточно для эффективного закрытия трещин. Воз-

можно здесь происходит резкое изменение химического состава. На границе коры и мантии (глубина около 60 км) обнаружен скачок скорости от 8 до 9 км/с. В верхней мантии до глубины примерно 300 км скорость сейсмических волн примерно постоянна. Ниже, однако, согласно некоторым моделям возможно понижение скорости распространения волн. Скорость снова увеличивается, начиная с отметки 500 км и остается постоянной вплоть до границы литосфера—астеносфера — это, вероятно, связано с изменениями состава мантии.

Представленные на рис. 1 данные являются схематичными и генерализованными. На самом деле подповерхностное строение является более сложным. В частности, границы описанных реголитовых горизонтов видимо размыты; в некоторых случаях может наблюдаться слоистое строение. Чередование слоев сыпучего и скального материала должно наблюдаться в зоне выбросов достаточно крупных кратеров (особенно свежих). В некоторых случаях слоевое строение мезореголита может отражать многостадийность формирования морских районов.

Возможность дистанционного исследования структуры лунного реголитового чехла, в частности, оценка его условной толщины может быть продемонстрирована на примере данных наземных наблюдений Луны.

#### КАРТА ТОЛЩИНЫ РЕГОЛИТОВОГО СЛОЯ ПО РАДАРНЫМ И ОПТИЧЕСКИМ ДАННЫМ

Для построения карты мощности реголитового чехла могут быть использованы радарные и оптические данные. Эти данные дают независимую информацию о лунной поверхности, причем при рассеянии электромагнитных волн в оптическом и в радиодиапазонах «работают» слои существенно различной толщины — в оптике мы получаем информацию о слое толщиной примерно в 100 мкм, в то время как, например, для длины волны  $\lambda = 70$  см глубина проникновения около 10 м.

**1. Исходные данные.** Радиолокационные изображения были получены с помощью радиолокатора, работавшего на частоте 430 МГц [15]. Излучаемый сигнал имел круговую поляризацию. Прием сигнала осуществлялся по обеим составляющим круговой поляризации. Для построения изображений применялся метод, использующий время запаздывания сигнала и доплеровское смещение частоты. Пространственное разрешение изображений составило около 3 км. Характерным для радарного отражения от Луны является наличие радиальной зависимости радиояркости. На радиолокационных изображениях

лунного диска, использованных в данной работе, глобальный ход яркости устранен [15]; мы работали с изображениями, передающими локальные вариации радиояркости. Для совместной обработки с данными радиолокации были взяты карты содержания железа и титана для видимого полушария Луны [7]. В свою очередь, эти карты были получены по распределениям альбедо (0.65 мкм) и показателя цвета (0.65/0.42 мкм) по измерениям [5].

**2. О рассеянии радиоволн лунной поверхностью.** На Луне средняя толщина слоев морского и материкового реголита составляет около 5 и 10 м соответственно [10]. Таким образом, дециметровые радиоволны способны достигать горизонта мезореголита (условной подложки), многократно рассеиваясь между границами вакуум—реголит и реголит—подложка. Приближенно считаем, что рассеянное излучение состоит из двух компонентов — «зеркального», отраженного границей раздела вакуум—реголит, и внутреннего, проникшего вглубь поверхности, рассеянного там, а затем вышедшего из поверхности. Для пологого рельефа, в случае падения излучения вблизи средней нормали к поверхности, «зеркальный» компонент доминирует в обратном рассеянии. При этом функция обратного рассеяния в направлениях, близких к средней нормали, определяется функцией распределения наклонов поверхности [1].

При увеличении угла визирования поверхности вклад зеркального компонента в обратное рассеяние резко уменьшается, и начинает преобладать внутренний (многократно рассеянный) компонент. Для расчета его вклада иногда используется классическая схема теории переноса излучения [11], хотя ее применение носит ограниченный характер. В работе [2] было показано, что для некоторых оценок можно использовать значительно более простую схему расчета, представляющую собой модификацию известной модели стопы Стокса—Бодо. Модели такого рода применяются в оптике планетных поверхностей [6]. К недостаткам модели относится то, что она одномерна, не учитывает поляризацию радиоволн и пренебрегает их фазами.

Параметрами модели являются:  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$  — диэлектрические проницаемости реголита и подложки;  $\text{tg}\Delta$  — тангенс угла потерь (характеристика поглощения волн в реголитовом слое);  $h$  — толщина реголитового слоя. Напомним, что диэлектрическая проницаемость материкового реголита и скальных пород лежат в пределах 2.3—3.8 и 6.1—7.8 соответственно; те же величины для морского материала составляют 2.5—3.8 и 8.0—8.8 [4]. Расчеты, выполненные с помощью модели, показывают, что основ-

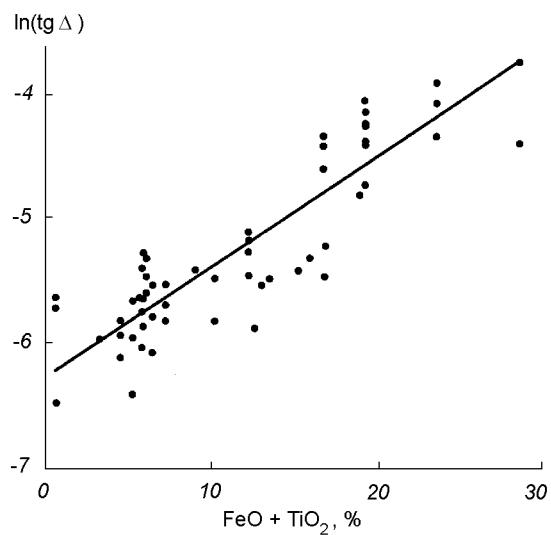


Рис. 2. Калибровочная зависимость тангенса угла потерь реголита от содержания в нем  $\text{FeO} + \text{TiO}_2$ , полученная по образцам лунного грунта [10]

ную роль в формировании многократно рассеянного компонента вносят параметры  $\text{tg}\Delta$  и  $h$  [2]. Величина поглощения в реголитовой среде зависит от содержания радиохромофоров — Fe и Ti. Это видно из графика, построенного нами по данным лабораторных измерений образцов лунного реголита различного состава (рис. 2). Эта зависимость может быть использована в качестве калибровочной для определения параметра  $\text{tg}\Delta$  по известной величине  $\text{FeO} + \text{TiO}_2$ . В свою очередь, содержание Fe и Ti может быть оценено по данным оптических измерений [7].

**3. Описание карты и ее интерпретация.** Фиксируя  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$  и определяя  $\text{tg}\Delta$  по независимым оптическим данным, мы можем оценить  $h$ . В таком подходе есть три недостатка.

Во-первых, нам приходится пользоваться оценками содержания Fe и Ti в слое около 100 мкм, тогда как  $\text{tg}\Delta$  необходимо знать для всей толщины реголитового слоя.

Во-вторых, из-за недостатка данных приходится пренебречь региональными вариациями параметров  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$ , которые в основном зависят от плотности материалов, составляющих рыхлый слой и подложку.

В-третьих, мы пренебрегаем вкладом объемного и поверхностного рассеяния на неоднородностях порядка длины волны зондирующего излучения. Несмотря на эти недостатки, определение параметра  $h$  описанным путем дает хорошие результаты.

На рис. 3 представлена карта толщины реголитового слоя видимого полушария (светлые тона отвечают большим  $h$ ). Темные пятна на карте ассоциируются с большими ударными кратерами. Среди них крупнейшие — кратеры Коперник и Тихо. Толщины реголита в пределах этих кратеров малы — менее 1 м. В Море Ясности и в Море Облаков слой реголита сравнительно тонок — около 3 м. Средняя толщина материального реголита (с исключением областей, занятых ударными кратерами) составляет около 9 м. В зоне выбросов некоторых кратеров наблюдается сравнительно мощный реголит, толщиной до 15—20 м.

Радиохромофоров Fe и Ti в материале морской поверхности заметно больше, чем в материальном. С другой стороны, толщина материального реголита выше. Эти два фактора «работают» навстречу друг другу, приводя к тому, что на радиолокационных изображениях Луны практически не видна граница море—материк [15]. Толщина реголита должна увеличиваться со временем. Следовательно, можно ожидать корреляцию полученного распределения со стратиграфическими данными [16]. Результаты сопоставления представлены на рис. 4. Тенденция «чем старше, тем мощнее реголит» хорошо прослеживается.

#### ПЛАНИРОВАНИЕ РАДИОЛОКАЦИОННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Методику, похожую на описанную в предыдущем разделе, можно применить к обработке соответствующих данных, полученных с борта лунного полярного спутника. При этом для оценок содержания радиохромофоров в лунном реголите можно использовать оптические измерения КА «Клементина». Однако этой задачей спутниковое радионавигационное Луны не исчерпывается.

Подобно тому, как это планировалось сделать в рамках проекта 1Л [8], лунный полярный радиолокационный спутник можно вывести на окололунную орбиту, близкую к круговой, с периодом обращения около 2 ч, что соответствует высоте аппарата над лунной поверхностью около 100 км и расстоянию между витками в экваториальной области Луны около 30 км. С помощью такого спутника, оснащенного низкочастотным радиокомплексом, можно выполнить зондирование трех горизонтов Луны (рис. 1): реголита, а также мезо- и мегареголита.

Низкочастотные антенны имеют широкую диаграмму направленности, которая охватит всю подаппаратную поверхность Луны. Отраженный сигнал можно условно разделить на две составляющих,



Рис. 3. Карта толщины реголита видимого полушария Луны

разнесенных во времени. Первая из них — «зеркальная», формирующаяся за счет однократного отражения от границы вакуум—реголит, приходит из сравнительно узкой окрестности подаппаратной точки. Нормали площадок в этой окрестности ориентированы приблизительно в сторону летящего спутника. По измерениям первой составляющей можно будет делать оценку диэлектрической проницаемости реголитового материала. Другая составляющая приходит из окрестностей, более удаленных от подаппаратной точки, для которых вклад «зеркальной» составляющей достаточно мал. В этом случае отраженный сигнал формируется в основном за счет объемного многократного рассея-

ния и несет информацию о подповерхностной структуре Луны.

Для достижения границы слоев реголита и мезореголита необходима длина волны зондирующего излучения около 1 м. Следующая предполагаемая граница (мезореголит—мегареголит) может быть прозондирована примерно на порядок более длинноволновым излучением. И наконец, чтобы добраться до подошвы мегареголита, т. е. скального основания, слабо нарушенного в процессе метеоритной переработки, необходима длина волны около 100 м. Из-за большой ширины диаграммы направленности антенны зондирование со 100 км орбиты позволит построить изображения с невысо-

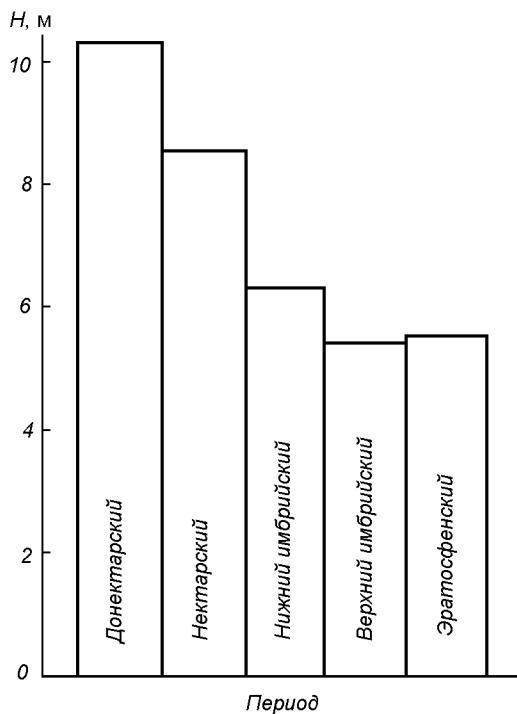


Рис. 4. Зависимость толщины лунного реголита от стратиграфического периода по данным геологической карты (Wilhelms, 1987)

ким пространственным разрешением — около 30 км (достижение такого разрешения потребует сильного перекрытия полос съемки). Однако, учитывая уникальность данных, даже такое разрешение представляется интересным. Здесь уместно напомнить, что примерно с таким же разрешением предполагается провести и геохимическую съемку (в частности, сделать оценки содержания радиохромофоров — железа и титана) с помощью КА «Лунар Проспектор». Эти данные могут быть использованы для совместной обработки с результатами радиолокационных измерений.

Следует отметить возможность использования в качестве источника излучения наземных антенн; это может, в частности, обеспечить проведение бистатической локации поверхности видимого полушария Луны. В рамках предлагаемого эксперимента можно провести также радиопрофилирование лунной поверхности, что позволит уточнить фигуру Луны.

Отметим, что точность низкочастотных измерений Луны с помощью наземных антенн сильно ограничивается влиянием нестабильности земной ионосферы. При зондировании лунной поверхности с окололунной орбиты таких ограничений не будет.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, анализ показывает, что в настоящее время очень перспективной задачей лунных космических исследований с помощью лунного полярного спутника могла бы быть глобальная многочастотная съемка Луны в радиодиапазоне. Она позволит изучить подповерхностную структуру Луны, в частности оценить толщину ее реголитового чехла.

Для иллюстрации такой возможности мы построили карту мощности реголитового слоя с использованием данных наземных радиолокационных и оптических измерений видимого полушария Луны. Карта неплохо согласуется с оценками, сделанными *in situ* экипажами КК серии «Аполлон». Сопоставление полученной карты со стратиграфическими данными показало, что толщина реголитового слоя возрастает с увеличением возраста поверхности.

Установка на лунном полярном спутнике радиолокатора, работающего на частотах в интервале 10—100 МГц, позволит провести картографирование характеристик реголитового чехла и, возможно, мезо- и мегареголитовых слоев Луны.

Проект запуска полярного радиолокационного спутника Луны можно совместить с проектом установки сети сейсмометров. Сейсмометры, размещенные на пенетраторах, сбрасываемых в полярных областях, могут дать информацию не только о внутреннем строении Луны, но и о структуре ее верхнего слоя толщиной несколько сот метров.

Таким образом, результаты радиолокационных и сейсмических экспериментов будут взаимно дополнять друг друга.

1. Басс Ф. Г., Фукс И. М. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. — М.: Наука, 1972.—424 с.
2. Бондаренко Н. В., Шкуратов Ю. Г. О связи радиолокационных и оптических характеристик Луны // Астрон. вестн.—1997.—31, № 2.—С. 132—142.
3. Кислюк В. С., Шкуратов Ю. Г., Яцків Я. С. Космічні дослідження Місяця: задачі, можливості і перспективи української науки і техніки // Косміч. наука і технологія.—1996.—2, № 1-2.—С. 3—16.
4. Крупенич Н. Н. Радиоисследования Луны и планет земной группы // Итоги науки и техники / ВИНИТИ. Астрономия.—1980.—16.—180 с.
5. Опанасенко Н. В., Шкуратов Ю. Г., Станкевич Д. Г., Кайдаш В. Г. Колориметрическое картографирование видимого полушария Луны // Астрон. вестн.—1996.—30, № 5.—С. 398—409.
6. Шкуратов Ю. Г. Модель спектрального хода альбедо твердых поверхностей космических тел // Кинематика и физика небес. тел.—1987.—3, № 5.—С. 39—46.
7. Шкуратов Ю. Г., Кайдаш В. Г., Опанасенко Н. В. и др. Прогноз содержания железа и титана в лунном реголите для сопоставления с данными КА «Лунар Проспектор» // Косміч. наука і технологія.—1997.—3, № 3/4.—С. 59—70.

8. Шкуратов Ю. Г., Станкевич Д. Г., Корниенко Ю. В. и др., Предложения по проведению экспериментов «Янус» на лунном полярном спутнике // Косміч. наука і технологія.—1996.—2, № 1-2.—С. 24—31.
9. Itagaki H., Takisawa Y., Sasaki S. Japanese lunar exploration project SELENE // Ann. Geophys. Space & Planet. Sci. EGS.—1997.—15, Part 3.—P. 790.
10. Heiken G., Vaniman D., French B. Lunar sourcebook. — New York: Cambridge Univ. press, 1991.—736 p.
11. Muhleman D. O., Berge G. L. Mars, Uranus, Neptune, Io, Europa, Ganymede, and Callisto at a wavelength of 2.66 cm // Icarus.—1991.—92.—P. 263—272.
12. Nozette S., Pleasance L. P., Horan D. M., et al. The Clementine mission to the Moon: science overview // Science.—1994.—266.—P. 1835—1839.
13. Ono T., Oya H. Lunar radar sounder experiment on-board SELENE satellite // Ann. Geophys. Space & Planet. Sci. EGS.—1997.—15, Part 3.—P. 791.
14. Taylor S. R. Lunar Science: A Post-Apollo Era. — New York: Acad. press, 1972.—361 p.
15. Thompson T. W. High-resolution lunar radar map at 70-cm wavelength // Earth Moon and Planets.—1987.—37.—P. 59—70.
16. Wilhelms D. E. The geological history of the Moon. — Washington, 1987.—302 p.—(U. S. Geological Survey Professional Paper N 1348).

---

#### OBJECTIVES FOR A LUNAR POLAR SPACECRAFT AFTER THE «CLEMENTINE» MISSION

Yu. G. Shkuratov, N. V. Bondarenko, and A. S. Kachanov

Analysis of the state of lunar explorations shows that the global multifrequency survey of the Moon at the radio wavelength range is a promising task for a lunar polar spacecraft. The survey will allow mapping the characteristics of the lunar subsurface layers and, in particular, estimation of the thickness of the lunar regolith. Actuality of such a task has grown after the “Clementine” mission (a brief review of the mission findings is presented in the paper). To illustrate the radar spacecraft experiment, the regolith thickness map of the lunar nearside derived from radar and optical Earth-based observations is presented.

УДК 523.3

## Диагностичность эффекта по космическим исследованиям оппозиционного изображениям

Ю. Г. Шкуратов<sup>1</sup>, М. А. Креславский<sup>1</sup>, А. А. Овчаренко<sup>1</sup>,  
К. Муйнен<sup>2,3</sup>, Й. Пийронен<sup>3,4</sup>, Х. Картуунен<sup>5</sup>

<sup>1</sup> Астрономічна обсерваторія Харківського університету, Україна

<sup>2</sup> Астрономічна обсерваторія Університету Хельсинкі, Фінляндія

<sup>3</sup> Астрономічна обсерваторія Університету Упсала, Швеція

<sup>4</sup> Науковий центр інституту космічних досліджень, Іспра, Італія

<sup>5</sup> Обсерваторія Туорла, Фінляндія

*Надійшла до редакції 01.12.97*

Приведено результати досліджень опозиційного ефекту яскравості Місяця за знімками, отриманими КА «Клементина». Показано, що в області фазових кутів  $0\text{--}1^\circ$  амплітуда ефекту складає біля 10 %. Для кутів менше  $0.5^\circ$  спостерігається зменшення крутизни фазової функції, пов'язаної з тим, що Сонце має ненульовий кутовий розмір. За допомогою натурних вимірювань досліджено опозиційний ефект снігових покривів. У діапазоні фазових кутів  $0.2\text{--}5.0^\circ$  виразний пік яскравості мають зразки забрудненого снігу. За допомогою лабораторного фотометра проведено вимірювання фазових функцій структурних аналогів ґрунту безатмосферних небесних тіл в діапазоні фазових кутів  $0.2\text{--}3.5^\circ$ . Показано, що ширина піку яскравості суттєво залежить від розмірів частинок поверхні, а внесок когерентного посилення зворотного розсіювання добре видно на тлі тіньового ефекту навіть у зразках з відносно низьким альбедо.

### ВВЕДЕНИЕ

При фотосъемке земной поверхности или твердых поверхностей других небесных тел из космоса при угле фазы, близком к нулю (когда Солнце светит точно вдоль луча зрения камеры), может наблюдаться диффузное оппозиционное пятно, яркость которого на снимке увеличивается к точке нулевого фазового угла. Такое пятно регистрируется также при съемке земной поверхности, проведенной с самолетов.

Интерес к исследованию оппозиционных пятен возник при съемке Луны с орбитальных модулей КК «Аполлон» [16] и Марса с помощью КА «Викинг» [19]. В последнее время он возобновился в

связи с данными, полученными КА «Клементина» [4, 9, 14, 17].

Возникновение оппозиционного пятна связано с особенностью поведения фазовой функции яркости поверхностей со сложной структурой. Эта функция резко увеличивается при уменьшении фазового угла, обычно в диапазоне  $0\text{--}10^\circ$ . Особенно резкое увеличение, начинающееся при фазовых углах менее  $3^\circ$ , наблюдается у светлых небесных тел, например у астероидов *E*-типа [8] и ярких спутников планет гигантов [18].

До недавнего времени считалось, что этот эффект может быть связан со взаимными затенениями, создаваемыми неоднородностями поверхности [6]. Однако сейчас ясно, что во многих случаях

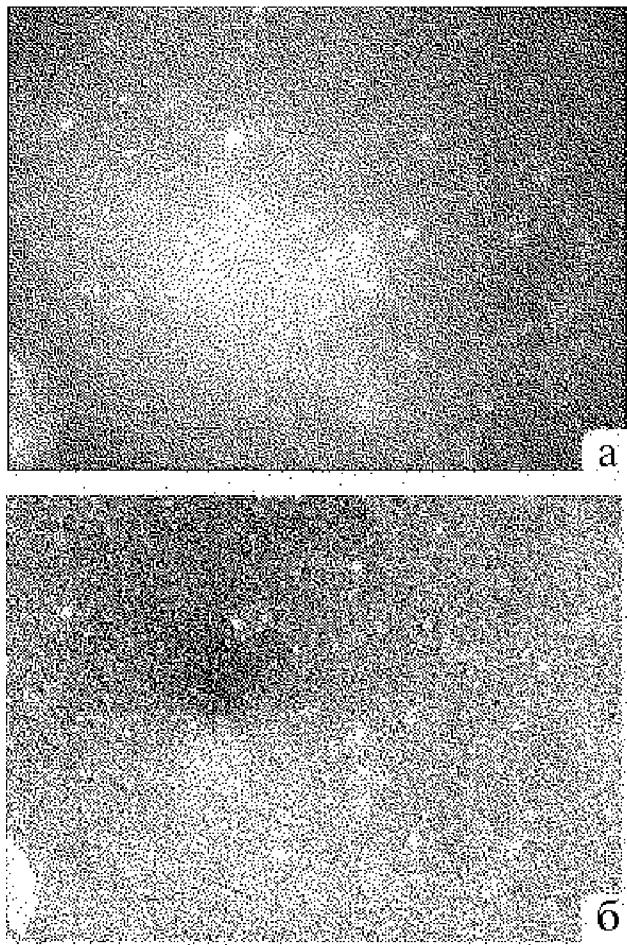


Рис. 1. Изображение участка лунной поверхности в области Центрального Залива по данным КА «Клементина»: *a* — распределение яркости (в центре видно оппозиционное пятно); *б* — композиционное изображение того же участка, передающее в первом приближении распределение первой производной функции, которая описывает оппозиционное пятно

существенный вклад может вносить и так называемое когерентное усиление обратного рассеяния, которое возникает благодаря интерференции лучей, прошедших одни и те же неоднородности среды по прямым и обращенным во времени траекториям.

Применимость когерентного усиления обратного рассеяния к интерпретации оппозиционного эффекта яркости и другого родственного эффекта — отрицательной поляризации — была впервые доказана в работах украинских астрофизиков [1, 2, 10,

11]. Здесь также необходимо упомянуть работы [12, 13], в которых аналогичное использование механизма когерентного усиления было предложено независимо.

Настоящая работа посвящена обсуждению возможностей изучения структурных свойств исследуемой поверхности по характеристикам оппозиционного эффекта. Для этого используются снимки Луны, полученные КА «Клементина», данные натурной фотометрии снежных покровов и результаты измерений лабораторных образцов с помощью фотометра, работающего в диапазоне фазовых углов  $0.2—3.5^\circ$ .

#### ОППОЗИЦИОННЫЙ ЭФФЕКТ ЛУНЫ ПО ДАННЫМ КА «КЛЕМЕНТИНА»

Среди большого количества изображений лунной поверхности, полученных КА «Клементина» (камера UVVIS), некоторая часть содержит точку нулевого фазового угла [14]. Камера UVVIS работала в пяти диапазонах длин волн: 0.41, 0.75, 0.90, 0.95 и 1.00 мкм. В качестве примера на рис. 1 приведено изображение северо-восточной части Центрального Залива LUC2275J.167 (полоса  $\lambda = 0.9$  мкм). Центр этого изображения имеет координаты  $1.3^\circ$  N и  $3.9^\circ$  E. В кадр попадает часть лучевой системы кратера Трисеккер. Снимок охватывает диапазон фазовых углов  $0—3.5^\circ$ . В середине приведенного изображения видно приблизительно симметричное диффузное образование — это и есть оппозиционное пятно. Его центр определяется не очень уверенно из-за влияния альбедных неоднородностей.

Обычным подходом к построению фазовой функции по изображениям такого рода является метод усреднения яркости точек поверхности, имеющих одинаковый фазовый угол [4]. Этот метод, однако, дает невысокую точность для неоднородных по альбедо участков поверхности. Особенно ненадежны результаты в области очень малых углов фазы, где усреднение производится по небольшому количеству данных. Это, в частности, привело к «открытию» у лунной поверхности узкого оппозиционного пика [14], который на самом деле оказался артефактом [3]. Дело в том, что ширина пика, наблюдавшегося у лунной поверхности, не может быть меньше углового диаметра солнечного диска.

Из-за того, что оппозиционные пятна часто маскируются альбедными деталями поверхности, становится актуальной разработка методов, позволяющих увеличить контраст изображения оппозиционных пятен относительно фонового распределения яркости поверхности. В настоящей работе мы рас-

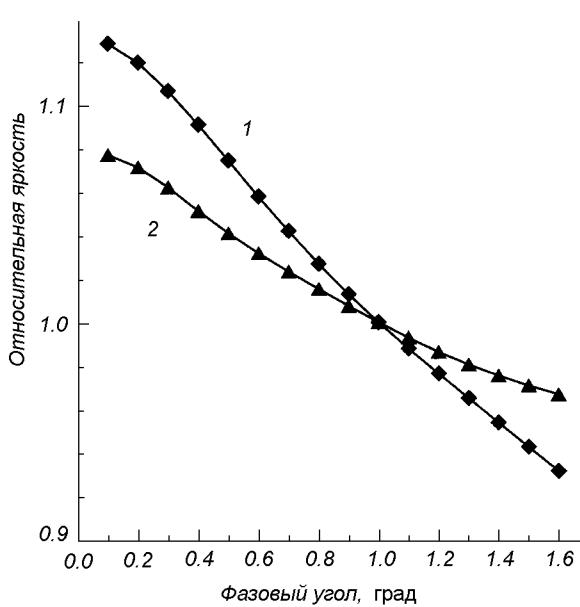


Рис. 2. Фазовая зависимость яркости, восстановленная по разностному изображению для области Центрального Залива (1) и участка в Море Изобилия (2)

смотрим один из таких методов.

При орбитальном движении космического аппарата оппозиционное пятно смещается по поверхности. Если от снимка к снимку это смещение достаточно мало, то частное соседних изображений, совмещенных по альбедным деталям, в первом приближении будет представлять распределение величины, пропорциональной первой производной по направлению от функции, описывающей оппозиционное пятно. По этому распределению может быть восстановлена фазовая функция.

Этот подход был применен для исследования оппозиционного эффекта лунной поверхности по данным КА «Клементина» [17]. К сожалению, при полете этого аппарата не было получено близких изображений в одном спектральном канале, которые бы содержали оппозиционное пятно. Однако такие изображения существуют для близких спектральных каналов. В данной работе в качестве примера мы использовали изображения LUC2275J.167 ( $\lambda = 0.90$  мкм) и LUD2271J.167 ( $\lambda = 0.95$  мкм), полагая, что для них цветовые различия лунных образований достаточно малы.

Изображение, передающее в первом приближении распределение первой производной функции, описывающей оппозиционное пятно, представлено на рис. 1, б. На этом изображении видна практически только одна структура — она связана с оппо-

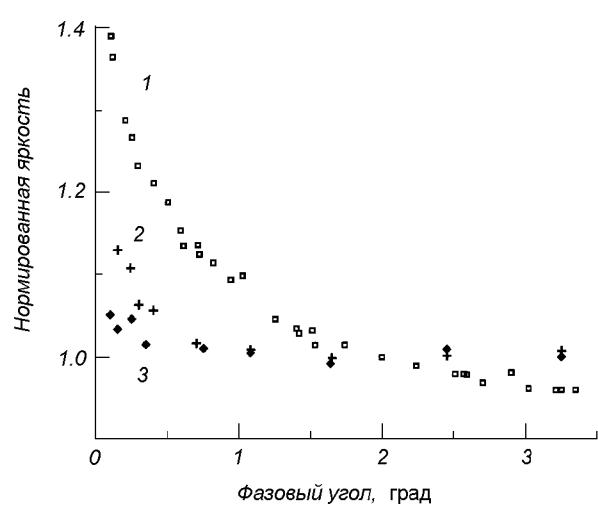


Рис. 3. Фазовая зависимость яркости колец Сатурна (1), загрязненного (2) и чистого (3) снега

зионным пятном. По этому изображению была построена фазовая функция яркости исследуемого участка поверхности (см. рис. 2). Взаимный сдвиг исходных изображений по фазовому углу оказался около  $0.2^\circ$ , поэтому при восстановлении фазовой функции яркости минимальный угол фазы составил примерно ту же величину.

Аналогичная обработка была проведена для пары кадров LUC3742J.150 ( $\lambda = 0.90$  мкм) и LUD3746J.167 ( $\lambda = 0.95$  мкм); это изображения участка в Море Изобилия с центром  $1.4^\circ\text{N}$ ,  $48.7^\circ\text{E}$ . Среднее альbedo этого участка заметно меньше, чем у предыдущего. Как видно из рис. 2, фазовая функция, соответствующая этому участку поверхности, идет менее круто.

Эти примеры показывают, что характеристики оппозиционного эффекта варьируются по лунной поверхности и в принципе могут использоваться в диагностических целях.

Общей особенностью построенных фазовых функций является уменьшение крутизны фазовой зависимости по мере уменьшения углов фазы после  $0.5^\circ$ . Это поведение легко объясняется сглаживающим действием солнечного диска, угловой размер которого как раз равен  $0.5^\circ$  [3]. Следует также отметить, что амплитуда оппозиционного всплеска яркости исследуемых участков невелика — около 10 % в диапазоне  $0$ — $1^\circ$ . Это заметно меньше, чем для ярких спутников больших планет или колец Сатурна.

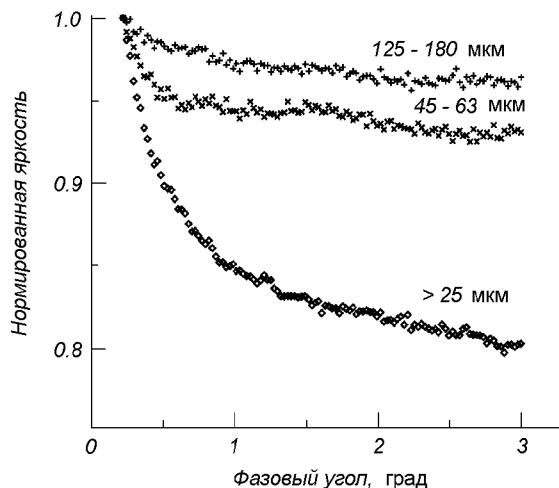


Рис. 4. Фазовая зависимость яркости ( $\lambda = 0.6$  мкм) порошков прозрачного стекла с разными размерами частиц

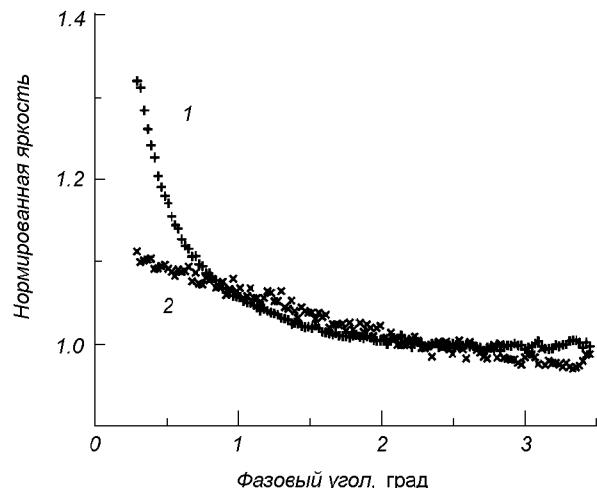


Рис. 5. Фазовая зависимость яркости ( $\lambda = 0.6$  мкм) оксида магния (1) и сажи (2) по измерениям фотометра малых фазовых углов. Размеры частиц образцов порядка 1 мкм и менее

#### ИЗМЕРЕНИЯ ОППОЗИЦИОННОГО ЭФФЕКТА СНЕЖНЫХ ПОКРОВОВ

Исследования ледовых и снежных полей земной поверхности из космоса является важной задачей как для понимания климатических изменений, происходящих на планете, так и для изучения динамики и вариаций физических характеристик ледников. До сих пор неясно, имеют ли снежные (ледниковые) земные поверхности оппозиционный эффект. Как это ни странно, ситуация более определена со спутниками планет-гигантов, имеющих ледяную поверхность, и кольцами Сатурна (предполагается, что они также состоят из частиц льда) — в этом случае наблюдаются довольно выраженные пики яркости [5, 18].

Нами были выполнены измерения снежных покровов с помощью установки, сконструированной в университете Оулу (Финляндия). Измерения были натурными, т.е. проводились вне помещения [15]. Для освещения использовался прожектор диаметром 15 см с расходимостью пучка около  $2^\circ$ , что давало на снегу на расстоянии 40 м пятно диаметром 1.5 м. В некоторых случаях это расстояние удавалось увеличить до 70 м, что позволяло достичь минимального фазового угла  $0.16^\circ$ . Измерения проводились ночью при отрицательных температурах с помощью фотометра. Прожектор и фотометр помещались на площадке, поднятой над снежным полем, т. е. измерения проводились при скользящем освещении (углы скольжения от  $5^\circ$  до  $30^\circ$ ). Это отличает данные измерения от лабораторных, когда, как правило, оси приемника и осветителя

расположены вблизи нормали к поверхности.

Измерялись как участки нетронутого снежного покрова, так и поля, сложенные снежными комьями разной степени загрязненности. В качестве загрязнителя использовался порошок карбида бора, который смешивался со снегом при формировании комьев. Измерения под микроскопом показали, что средний размер частиц льда, входящего в комья, составлял около ста микрон, а размер частиц загрязнителя — несколько десятков микрон.

Результаты некоторых измерений приведены на рис. 3; здесь же для сравнения представлены данные для колец Сатурна [5], также предположительно состоящих из ледяных частиц. Видно, что земному снегу характерен значительно более слабый оппозиционный пик, чем частицам колец Сатурна. Обращает на себя внимание также то, что более загрязненные поверхности имеют более выраженный оппозиционный эффект.

Эти примеры также показывают, что характеристики оппозиционного эффекта потенциально могут быть использованы для целей диагностики изучаемых поверхностей.

#### ЛАБОРАТОРНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Фотометрические измерения лабораторных образцов со сложной структурой поверхности были выполнены с целью выяснить диагностичность характеристик оппозиционных пятен, получаемых на космических изображениях, и оценить вклады в

формирование оппозиционного всплеска яркости эффекта затенения и когерентного усиления обратного рассеяния. Мы исследовали модельные образцы, поскольку у них легче контролировать структурные параметры. Измерения выполнялись с помощью лабораторного фотометра в диапазоне фазовых углов  $0.2\text{--}3.5^\circ$  [3]. Кроме специально оговоренного случая, измерения были проведены в неполяризованном свете. Это моделирует солнечное освещение.

Прежде всего следует выявить основные факторы, влияющие на величину оппозиционного эффекта при очень малых углах фазы. Мы провели измерения порошков бесцветного стекла, имеющих разный размер частиц, но примерно одно и то же альбедо. Результаты измерений представлены на рис. 4, из которого хорошо видна размерная зависимость характеристик всплеска яркости: более крупнозернистые порошки показывают более узкие пики. Таким образом, измерения ширины оппозиционных пиков у твердых планетных поверхностей может дать информацию о размере частиц этих поверхностей. На эту возможность указывают также теоретические модели [2, 10].

Соотношение вкладов теневого и интерференционного механизмов в формирование фазовой функции яркости должно зависеть от альбедо поверхности. В поверхностях с высоким альбедо сильно развито многократное рассеяние, а следовательно, вклад теневого эффекта, который проявляется в основном при однократном рассеянии, сильно ослаблен. Таким образом, измеряя фазовую функцию светлого образца, например, оптически толстого ровного слоя порошка MgO, мы можем рассчитывать на то, что получим почти в чистом виде когерентное усиление. На рис. 5 показана фазовая зависимость яркости копоти MgO (альбедо около 95 % относительно стандарта Halon при угле фазы  $5^\circ$ ). Хорошо виден нелинейный всплеск яркости с амплитудой около 30 %. С другой стороны, беря образец с очень низким альбедо (многократное рассеяние отсутствует), можно подавить когерентное усиление, оставив только теневой эффект. На рис. 5 приведены данные для сажи, накопченной на ровную подложку (альбедо около 3 %). Как видно, сажа имеет почти линейный фазовый ход яркости, что резко отличается от образца MgO.

Вклады указанных механизмов формирования фазовой функции яркости могут быть также оценены с помощью измерений, выполненных в линейно поляризованном свете. Действительно, теневой эффект формируется в основном при однократном рассеянии, сохраняющем первоначальное состояние поляризации. Следовательно, однократно рассеян-

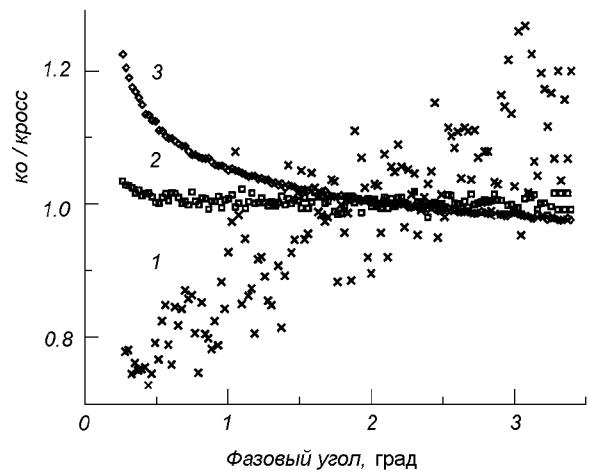


Рис. 6. Фазовые зависимости отношения ко- и кросс-поляризованных составляющих яркости ( $\lambda = 0.6 \text{ мкм}$ ): 1 — для сажи, 2 — для порошка базальта с альбедо 15 %, 3 — для поверхности, образованной накопчением MgO. Размеры частиц образцов MgO и сажи порядка 1 мкм и менее, образца базальта — около 40 мкм

ный компонент (и теневой эффект) должны проявиться в ко-поляризованной составляющей рассеянного света. Многократное рассеяние дает вклад и в ко- и в кросс-поляризованные составляющие (при этом возможно когерентное усиление). Таким образом, по соотношению ко- и кросс-поляризованных составляющих отраженного света в принципе можно судить о вкладах рассматриваемых механизмов в фазовую функцию яркости поверхности [7].

На рис. 6 приводятся данные наших измерений для фазовой зависимости отношения ко- и кросс-поляризованных составляющих при ориентации оси поляризатора вдоль плоскости рассеяния. Обращает внимание различие поведения этого отношения для MgO и сажи. В первом случае наблюдается увеличение отношения при уменьшении фазового угла, во-втором — уменьшение. Для порошка базальта с альбедо около 15 % при уменьшении угла фазы наблюдается небольшое увеличение исследуемого отношения. Согласно работе [7] это может говорить о том, что когерентное усиление вносит вклад в фазовую функцию яркости даже сравнительно темных поверхностей. Среднее альбедо лунной поверхности составляет примерно 12 %, что близко к альбедо исследованного образца базальта, т. е. оппозиционный эффект лунной поверхности также частично связан с вкладом механизма когерентного усиления. Поскольку ширина интерференционной составляющей пика яркости сильно зависит от размера частиц рассеивающей поверхности (см. рис. 4), можно надеяться, что будущие исследования оппозиционных пятен позволят проводить

оценку среднего размера частиц лунной поверхности.

Наблюдающийся небольшой оппозиционный эффект снежных покровов обусловлен когерентным усилением обратного рассеяния (для снега, как и в случае образца MgO, теневой эффект сильно ослаблен). То, что все исследованные снежные покровы показывают сравнительно слабое изменение яркости в диапазоне углов фаз  $0.2\text{--}5.0^\circ$ , связано, вероятно, с тем, что их оппозиционный пик сосредоточен в диапазоне углов менее  $0.2^\circ$ , т. е. мы наблюдаем только край пика яркости. Как известно, ширина оппозиционного пика зависит от величины характерной интерференционной базы, которая является функцией альбедо поверхности: с уменьшением альбедо пик должен расширяться [2]. По этой причине амплитуда всплеска яркости снега при его загрязнении может несколько увеличиваться.

Отметим основные результаты.

1. Предложен новый подход к исследованию оппозиционного пятна твердых поверхностей небесных тел, основанный на анализе снимков, сделанных движущимся по орбите космическим аппаратом.

2. Показано, что изображения Луны, полученные КА «Клементина», могут использоваться для исследования фазовой функции яркости с целью извлечения информации о размере частиц лунной поверхности.

3. Исследования оппозиционного пика снежных покровов показало, что более выраженные пики имеет загрязненный снег. Это связано с тем, что ширина пика увеличивается с уменьшением альбедо поверхности.

Работа выполнена при поддержке Украинского Фонда фундаментальных исследований, Фонда CRDF (грант UG2-295) и гранта Академии наук Финляндии.

1. Шкуратов Ю. Г. О природе оппозиционного эффекта яркости и отрицательной поляризации света твердых космических поверхностей // Астрон. циркуляр.—1985.—№ 1400.—С. 3—6.
2. Шкуратов Ю. Г. Дифракционный механизм формирования оппозиционного эффекта яркости поверхностей со сложной структурой // Кинематика и физика небес. тел.—1988.—4, № 4.—С. 33—39.
3. Шкуратов Ю. Г., Станкевич Д. Г., Овчаренко А. А., Корочкин В. В. Измерения обратного рассеяния света поверхностями типа планетных реголитов при фазовых углах  $0.2\text{--}3.5^\circ$  // Астрон. вестник.—1997.—31, № 1.—С. 56—63.
4. Buratti B. J., Hiller J. K., Wang M. The lunar opposition surge: observation by Clementine // Icarus.—1996.—124.—P. 490—499.
5. Franklin F. A., Cook A. F. Optical properties of Saturn's rings II. Two-color phase curves of the two bright rings // Astron. J.—1965.—70, N 9.—P. 704—720.

6. Hapke B. Bidirectional reflectance spectroscopy. I. Theory // J. Geophys. Res.—1981.—86, N B4.—P. 3039—3054.
7. Hapke B., Nelson R. M., Smith W. The opposition effect of the Moon: the contribution of coherent backscatter // Science.—1993.—260.—P. 509—511.
8. Harris A. W., Young J. W., Contreiras L. et al. Phase relations of high albedo asteroids: the unusual opposition brightening of 44 Nysa and 64 Angelina // Icarus.—1989.—81.—P. 365—374.
9. Helfenstein P., Veverka J., Hiller J. The lunar opposition effect: a test of alternative models // Icarus.—1997.—128.—P. 2—14.
10. Mishchenko M. I. The angular width of the coherent backscatter opposition effect: an application to icy outer planet satellites // Astrophys. and Space Sci.—1992.—189.—P. 151—154.
11. Mishchenko M. I., Dlugach J. M. The amplitude of the opposition effect due to weak localization of photons in discrete disordered media // Astrophys. and Space Sci.—1992.—189.—P. 151—154.
12. Muinonen K. Electromagnetic scattering by two interacting dipoles // Proc. of the URSI Intern. Sym. on electromagn. Theory. — Stockholm, 1989.—P. 428—430.
13. Muinonen K. Coherent backscattering by solar system dust particles // Asteroigs, comets, meteors: IAU Coll. 160 / Eds A. Milani, M. DiMartino, A. Celino. — Dordrecht: Kluwer, 1993.—P. 271—296.
14. Nozette S., et al. The Clementine mission to the Moon: Scientific overview // Science.—1994.—266.—P. 1835—1839.
15. Piironen J., Muinonen K., Karttunen H. Studies of snow in backscattered light // Solar system ices: An Inter. Symp. — Toulouse Univ., 1995.—P. 95.
16. Pohn H. A., Wildey R. L., Offield T. W. Correlation of the zero-phase brightness surge (heiligenschein) with lunar-surface roughness // Apollo 14 Prelim. Sci. Rep. Part F. — NASA SP-272.—1971.
17. Shkuratov Yu. G., Kreslavsky M. A., Stankevich D. G. On the lunar opposition spike observed by Clementine // Lunar and Planet. Sci.: Conf. 28-th. LPI. Houston, 1997.—P. 1307—1308.
18. Thompson D. T., Lockwood G. W. Photoelectric photometry of Europa and Callisto // J. Geophys. Res.—1992.—97.—P. 14761—14772.
19. Thorpe T. E. The Mars opposition effect at 20 N latitude and 20 W longitude // Icarus.—1979.—37.—P. 389—398.

#### OPPOSITION EFFECT IN THE BRIGHTNESS OF CELESTIAL BODIES AS A DIAGNOSTIC FACTOR

Yu. G. Shkuratov, M. A. Kreslavskiy, A. A. Ovcharenko, K. Muinonen, J. Piironen, and H. Karttunen

Results of studies of the lunar opposition effect from the Clementine data are presented. The amplitude of the effect is shown to be 10 % in the phase angle range 0—1 degrees. Some leveling down of phase curves at phase angles  $< 0.5$  degree is observed owing to a finite angular size of the Sun. The opposition effect of natural snow surfaces has also been studied. A prominent brightness spike is found only for surfaces was studied, and dirty snow samples were found to have a distinct peak and phase angles from 0.2 to 5.0 degrees. Optical characteristics of structure analogs of planetary regoliths were measured by a laboratory photometer-polarimeter at phase angles 0.2—3.5 degrees. It is shown that: (1) the width of opposition spikes depends significantly on size of scattering surface particles, (2) a contribution from the coherent backscatter enhancement is well detected even for surface with an albedo of about 10 %.

УДК 531.787

Проектирование  
тензопреобразователей  
чувствительных  
акустоэлектронных  
для  
элементов  
датчиков  
мембранных  
давления

Н. Г. Черняк<sup>1</sup>, Т. В. Коваленко<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Міжгалузевий науково-дослідний інститут проблем механіки «Ритм», Київ

<sup>2</sup>Національне космічне агентство України, Київ

*Надійшла до редакції 18.11.97*

Отримані аналітичні вирази та номограми, що дозволяють з похибою до 5 % оцінити чутливість диференціального акустоелектронного вимірювального перетворювача тиску (ВПД) та вибрати розташування тензоперетворювачів на його мембраниому чутливому елементі, яке б забезпечило аддитивну температурну похибку ВПД не більше  $10^{-4} \text{ K}^{-1}$ .

В работе [4] экспериментально исследован дифференциальный измерительный преобразователь давления (ИПД) с двумя акустоэлектронными тензопреобразователями (ТП), сформированными на поверхности мембранныго чувствительного элемента. ТП представляет собой перестраиваемый автогенератор с регулируемой под воздействием измеряемого давления линией задержки (ЛЗ) на поверхностных акустических волнах (ПАВ). ИПД обладает разрешающей способностью в 0.005 % от верхнего предела измерения. Авторами установлено, что аддитивная температурная погрешность прибора существенно зависит от взаимного расположения ЛЗ на поверхности мембранны и составляет 0.005÷0.1 %/К.

Целью настоящей статьи является получение расчетных выражений и номограмм, позволяющих количественно оценить чувствительность дифференциального ИПД на ПАВ и выбрать вариант расположения ЛЗ на мемbrane, обеспечивающий наименьшую аддитивную температурную погрешность.

Для решения поставленной задачи получим функцию преобразования дифференциального ИПД на

ПАВ. Исследованию влияния деформации и равномерного нагрева звукопровода на параметры распространения ПАВ посвящена работа [2], на основании которой относительное изменение частоты генерации каждого ПАВ-генератора ( $i = 1, 2$ ) запишем в виде

$$\Delta f_i/f_{0i} \approx \chi_\varepsilon \gamma_{pi} \Delta P + (K_T - \gamma_{Ti}) \Delta T.$$

Здесь  $\chi_\varepsilon = K_\varepsilon(1 - 2\nu) - 1$ ;  $\gamma_{pi} = \varepsilon(\Delta P)/(\Delta P)$  — относительный деформационный коэффициент акустической длины ЛЗ;  $\varepsilon$  — деформация ЛЗ;  $\gamma_{Ti} = \varepsilon(\Delta T)/(\Delta T)$  — относительный температурный коэффициент акустической длины ЛЗ;  $K_\varepsilon$  и  $K_T$  — коэффициенты деформационной и температурной чувствительностей фазовой скорости ПАВ, определяемые из выражений

$$\begin{aligned} K_\varepsilon &= -\theta B^{-1} - QB^{-1}\gamma_1^{-2}(0.5\hat{c}_{11} + \hat{c}_{12})^2(0.44\hat{c}_{11} + \hat{c}_{12})^{-2}, \\ K_T &= \beta K_\varepsilon, \\ B &= 2\hat{c}_{11}\gamma_1^{-1}(\gamma_3 - \gamma_4^{-1}) + 2\hat{c}_{12}\gamma_1^{-1}(\gamma_4^{-1} + \gamma_3^{-1}) + \\ &\quad + \gamma_3^{-1}(1 - \gamma_4^2)(\hat{c}_{12}\hat{c}_{11}^{-1}\gamma_3^{-2} + 1), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\theta &= \hat{c}_{12}\gamma_6(\gamma_3^{-1} - \gamma_4^{-1}) + \hat{c}_{11}\gamma_6(\gamma_4^{-1} - \gamma_3) - \\
&\quad - 0.5\gamma_3\gamma_3^{-1}(1 - \gamma_4^{-2})(\hat{c}_{11} - \hat{c}_{12}\gamma_3^{-2}), \\
Q &= 2\gamma_4(\hat{c}_{11}q_{11} + \hat{c}_{12}q_{12}) - \\
&\quad - (1 - \gamma_4^2)(\hat{c}_{11}q_{11}\gamma_3 + \hat{c}_{12}q_{12}\gamma_3^{-1}) + \\
&\quad + 0.5(\hat{c}_{12}q_{11} + \hat{c}_{11}q_{12})[(1 + \gamma_4^2)(\gamma_3^{-1} + \gamma_3) - 4\gamma_4], \\
\gamma_1 &= 0.5(\hat{c}_{11} - \hat{c}_{12}), \quad \gamma_2 = 0.5(\hat{c}_{11} + \hat{c}_{12}), \\
\gamma_3 &= -(1 - \rho v_0^2/\hat{c}_{11})^{0.5}, \quad \gamma_4 = -(1 - \rho v_0^2/\gamma_1)^{0.5}, \\
\gamma_5 &= (\hat{c}_{11} + q_{11})\hat{c}_{11}^{-2}, \quad \gamma_6 = 0.5\gamma_1^{-2}(q_{11} - q_{12}) + \gamma_1^{-1}, \\
q_{11} &= 2l + 22m/15, \quad q_{12} = 2l - 2m/5 + n/3, \\
\hat{c}_{11} &= (c_{11} + c_{22} + c_{33})/5 + 2(c_{12} + c_{23} + c_{31})/15 + \\
&\quad + 4(c_{44} + c_{55} + c_{66})/15, \\
\hat{c}_{12} &= (c_{11} + c_{22} + c_{33})/15 + 4(c_{12} + c_{23} + c_{31})/15 - \\
&\quad - 2(c_{44} + c_{55} + c_{66})/15, \\
\hat{E} &= (\hat{c}_{11}^2 + \hat{c}_{11}\hat{c}_{12} - 2\hat{c}_{12}^2)(\hat{c}_{11} + \hat{c}_{12})^{-1}, \\
\nu &= \hat{c}_{12}(\hat{c}_{11} + \hat{c}_{12})^{-1},
\end{aligned}$$

$c_{\alpha\beta}$  — элементы матрицы тензора модулей упругости недеформированного кристалла звукопровода;  $l$ ,  $m$ ,  $n$  — модули упругости третьего порядка Мэрнагана кристалла;  $\beta$  — коэффициент линейного температурного расширения материала звукопровода.

Функция преобразования дифференциального ИПД может быть представлена следующим образом:

$$f_{\Sigma} \approx f_{0\Sigma} + S_p \Delta P + S_t \Delta T,$$

где  $f_{01}$ ,  $f_{02}$ ,  $f_{0\Sigma} = f_{01} - f_{02}$  — соответственно частоты генерации ТП1 и ТП2, выходная частота ИПД при  $\Delta P = 0$ ;  $S_p$  и  $S_t$  — чувствительность и удельная аддитивная температурная погрешность ИПД, определяемые из выражений

$$\begin{aligned}
S_p &= \chi_e(f_{01}\gamma_{P1} - f_{02}\gamma_{P2}), \\
S_t &= f_{0\Sigma}K_t - f_{01}\gamma_{T1} + f_{02}\gamma_{T2}.
\end{aligned} \tag{1}$$

С целью определения величин  $\gamma_{P1}$  и  $\gamma_{T1}$  необходимо получить выражение для средней деформации ЛЗ. Для этого рассмотрим деформацию участка мембранны, представляющего узкую полоску длиной  $L_0$  симметрично расположенную относительно оси  $u$  (рис. 1). Пренебрегая небольшой погрешностью, вызванной искривлением рассматриваемого участка, относительное удлинение полоски выразим в виде интеграла

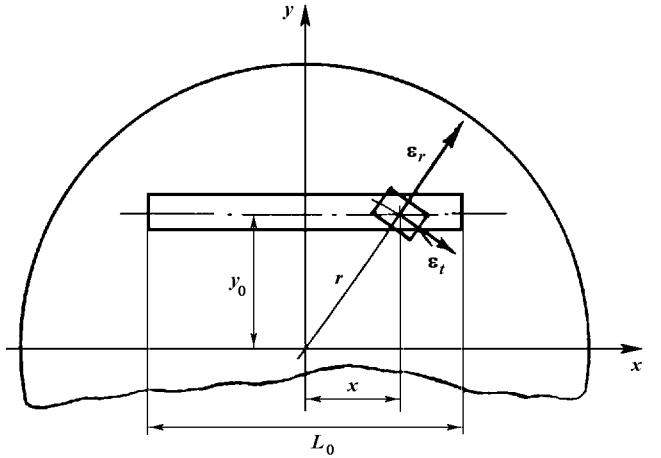


Рис. 1. Деформация участка поверхности мембранныго чувствительного элемента

$$\begin{aligned}
\Delta L/L_0 &= 2L_0^{-1} \left( \int_0^{0.5L_0} \varepsilon_r x (y_0^2 + x^2)^{-0.5} dx + \right. \\
&\quad \left. + \int_0^{0.5L_0} \varepsilon_t y_0 (y_0^2 + x^2)^{-0.5} dx \right).
\end{aligned}$$

Здесь  $\varepsilon_r$  и  $\varepsilon_t$  — радиальная и окружная составляющие деформации поверхности, которые для мембраны большой толщины ( $R \leq 25h$ ) имеют вид [1]:

$$\begin{aligned}
\varepsilon_r &= A(R^2 - 3r^2) + \alpha \Delta T, \\
\varepsilon_t &= A(R^2 - r^2) + \alpha \Delta T, \\
A &= 3(1 - \nu^2)(8h^2 E)^{-1} \Delta P, \\
r &= y_0^2 + x^2,
\end{aligned}$$

где  $R$  и  $h$  — радиус и толщина мембранны;  $\alpha$  — коэффициент линейного температурного расширения материала;  $E$  — модуль Юнга материала звукопровода. Обозначив  $y_0 = \delta_0 R$  ( $0 \leq \delta_0 \leq 1$ ),  $L_0 = \delta_1 R$ ,  $h = \delta_2 R$  после интегрирования получим:

$$\gamma_P = \hat{\gamma}_P, \quad \gamma_T = 2\alpha \hat{\gamma}_T, \tag{2}$$

Здесь

$$\begin{aligned}
S &= 3(1 - \nu^2)/4\delta_2^2 E, \\
\hat{\gamma}_P &= \delta_1^{-1} \left[ \delta_0 (1 - 0.5\delta_0^2) \left( \ln \frac{0.5\delta_1 + (\delta_0^2 + 0.25\delta_1^2)^{0.5}}{\delta_0} - 1 \right) + \right. \\
&\quad \left. + (\delta_0^2 + 0.25\delta_1^2)^{0.5} (1 + \delta_0^2 - 0.25\delta_1^2 - 0.25\delta_1\delta_0) \right], \\
\hat{\gamma}_T &= \delta_1^{-1} \left[ \delta_0 \ln \frac{0.5\delta_1 + (\delta_0^2 + 0.25\delta_1^2)^{0.5}}{\delta_0 e} + (\delta_0^2 + 0.25\delta_1^2)^{0.5} \right].
\end{aligned} \tag{3}$$

Заслуживает внимания, что  $\hat{\gamma}_P$  и  $\hat{\gamma}_T$  определяются только расположением ЛЗ на поверхности мембраны. Графики зависимостей  $\hat{\gamma}_P(\delta_0)$  и  $\hat{\gamma}_T(\delta_0)$  для различных значений  $\delta_1$  показаны на рис. 2.

Из анализа графиков и выражений (1) можно сделать некоторые качественные выводы.

1. Для обеспечения высокой чувствительности ИПД необходимо выполнение условия  $\hat{\gamma}_{P1} \approx \hat{\gamma}_{P2}$ , что возможно при расположении ТП1 в центральной, а ТП2 — в периферийной ( $\delta_0 > 0.75$ ) областях поверхности мембраны, причем большая крутизна зависимости  $\hat{\gamma}_P$  в периферийной области свидетельствует о более высокой тензочувствительности ТП2 по сравнению с ТП1.

2. Наименьшей аддитивной температурной по-

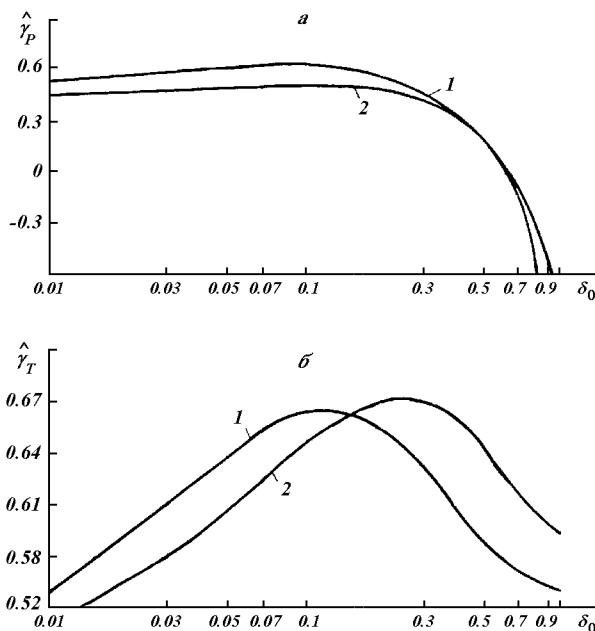


Рис. 2. Зависимость коэффициентов  $\hat{\gamma}_P$  (а) и  $\hat{\gamma}_T$  (б) от координаты  $\delta_0 = y_0 R^{-1}$  при различных длинах  $\delta_1 = L_0 R^{-1}$  исследуемого участка поверхности мембранныго чувствительного элемента: 1 —  $\delta_1 = 0.5$ , 2 —  $\delta_1 = 0.9$

грешности ИПД, согласно (1) при  $S_T = 0$ , соответствует условие

$$\hat{\gamma}_{T1} = (0.5f_{0\Sigma}K_T\alpha^{-1} + f_{02}\hat{\gamma}_{T2})f_{01}^{-1}, \quad (4)$$

которое может быть обеспечено выбором параметра  $\delta_0^{\text{TP1}}$  без существенного снижения его тензочувствительности вследствие малой крутизны зависимости  $\hat{\gamma}_P$  в области  $\delta_0 < 0.05$ .

Таким образом, можно предложить следующую схему выбора по nomogrammам рис. 2 варианта расположения ТП1 и ТП2 на поверхности мембранныго чувствительного элемента и расчета чувствительности ИПД.

1. Задаваясь величинами  $\delta_1$  и

$$\delta_0^{\text{TP2}} = 0.5(4 - \delta_1^2)^{0.5} - 0.5wR^{-1},$$

где  $w$  — апертура ЛЗ, определить по рис. 2, б значения  $\hat{\gamma}_{T2}$ .

2. Найти значение  $\delta_0^{\text{TP1}}$ , удовлетворяющее условию (4).

3. Для соответствующих  $\delta_0^{\text{TP1}}$  и  $\delta_0^{\text{TP2}}$  по рис. 2, а определить значения  $\hat{\gamma}_{P1}$  и  $\hat{\gamma}_{P2}$ .

4. По формулам (1) и (2) оценить чувствительность ИПД.

С целью экспериментальной проверки предлагаемой схемы расчета были изготовлены два типа дифференциальных ИПД с мембранным чувствительным элементом из плавленого кварца с пьезоэлектрической пленкой окси цинка. Испытания проводились на стенде, оснащенном задатчиком давления МПА-15 и термокамерой МС-81 в температурном диапазоне  $\pm 80^\circ\text{C}$ . Частота измерялась частотометром ЧЗ-54. Кратковременная нестабильность выходной частоты ИПД не превысила  $10^{-5}$  за 1.0 мин, что позволило фиксировать изменение давления в 0.002 %. Конструктивные параметры ИПД, экспериментальные и рассчитанные по полученным в статье зависимостям значения чувствительности ИПД и его удельной аддитивной температурной погрешности приведены в таблице. Расчеты проводились при следующих значениях пара-

Расчетные и экспериментальные значения чувствительности и аддитивной температурной погрешности ИПД

Конструктивные параметры ИПД	Диапазон давления $\times 10^{-2}$ кПа	$S_p$ , кГц/ $10^2$ кПа		$S_T$ , Гн/К	
		эксперимент	расчет	эксперимент	расчет
$f_{01} \approx 82.2$ мГц	тип 1	1.6	59.5	60.9	25
$f_{0\Sigma} \approx 183$ кГц	$\delta_0^{\text{TP1}} = 0$				16
$\delta_0^{\text{TP2}} = 0.82$	тип 2	1.6	59.5	61.0	8
$\delta_2 = 0.04875$	$\delta_0^{\text{TP1}} = 2.7 \cdot 10^{-2}$				0

метров материала чувствительного элемента [3]:

$$c_{11} = 7.85 \cdot 10^{10} \text{ Па},$$

$$c_{12} = 1.61 \cdot 10^{10} \text{ Па},$$

$$l = 12.9 \cdot 10^{10} \text{ Па},$$

$$m = 7.1 \cdot 10^{10} \text{ Па},$$

$$n = -4.4 \cdot 10^{10} \text{ Па.}$$

Результаты исследований демонстрируют хорошее совпадение расчетных и экспериментальных данных. Используя предложенную в статье схему выбора варианта расположения ТП на поверхности мембранны при разработке ИПД типа 2 удалось снизить его аддитивную температурную погрешность в  $2.5 \div 3$  раза по сравнению с ИПД типа 1.

Таким образом, полученные аналитические выражения и номограммы позволяют при проектировании дифференциального ИПД на ПАВ с погрешностью до 5 % оценить его чувствительность и обеспечить аддитивную относительную температурную погрешность не более  $10^{-4} \text{ K}^{-1}$ .

1. Биргер И. А., Мавлютов Р. Р. Сопротивление материалов. — М.: Наука, 1986.—380 с.
2. Павловский М. А., Лопушенко В. К., Черняк Н. Г., Кондратенко Н. Г. Деформационные, температурные и гироскопические эффекты в автогенераторах на поверхностных акустических волнах // Мех. гироскоп. систем.—1990.—Вып. 9.—С. 50—56.
3. Францевич И. И., Воронов Ф. Ф., Бакута С. А. Упругие постоянные и модули упругости металлов и неметаллов. Справочник. — Киев: Наук. думка, 1982.—190 с.
4. Rokhlin S. I., Korndlit L., Gorodetsky G. Surfase acoustic wave pressure transdusers and accelerometers // Prog. Aerospace Sci.—1984.—21.—Р. 1—31.

---

#### DESIGNING ACOUSTIC-ELECTRIC STRAIN-GAUGE CONVERTERS FOR SENSITIVE DIAPHRAGM ELEMENTS

M. G. Chernyak and T. V. Kovalenko

Analytical expressions and nomograms, are obtained to estimate the sensitivity of differential acoustic-electric measuring pressure converter with an error no more than 5 % and to choose such an arrangement of strain-gauge converters on its sensitive diaphragm element that would ensure an additive temperature error of the measuring pressure converter less than  $10^{-4} \text{ K}^{-1}$ .

УДК 629.764

# Высокоточная система стабилизации ракеты-носителя асимметричной конфигурации с учетом возможности отказа одного двигателя

Я. Е. Айзенберг, В. А. Батаев, А. И. Кузьмин

АО ХАРТРОН, Харків

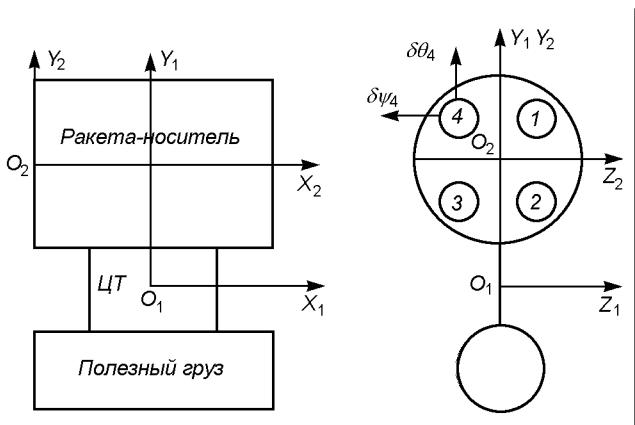
*Надійшла до редакції 11.11.97*

Розглянуто задачу формування керуючих сигналів для другого ступеня ракети-носія «Енергія», для якого можна не брати до уваги аеродинамічні сили та моменти. Необхідність її вирішення вперше виникла під час розробки системи стабілізації суттєво асиметричної РН «Енергія», яка має складну динамічну схему.

Компоновочная схема рассматриваемой второй ступени ракеты-носителя (РН) «Энергия» приведена на рисунке, где  $O_1x_1y_1z_1$  — связанная система координат,  $O_2x_2y_2z_2$  — базовая система координат,  $\delta\theta_k$ ,  $\delta\psi_k$  ( $k = 1, \dots, 4$ ) — нормированные проекции тяги четырех маршевых двигателей на кардановом подвесе.

Угловое движение в связанной системе координат описывается векторным уравнением:

$$I\dot{\omega}_1 = PB\delta + M_1 + \Delta M_1, \quad (1)$$



Компоновочная схема второй ступени ракеты-носителя (РН)

$$\omega_1 = [\omega_{x1}, \omega_{y1}, \omega_{z1}]^T,$$

$$I = \begin{vmatrix} I_{xx} & -I_{xy} & 0 \\ -I_{xy} & I_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & I_{zz} \end{vmatrix}, \quad (2)$$

$$B = \begin{vmatrix} -y_1^1 & -y_1^2 & -y_1^3 & -y_1^4 & -z_1^1 & -z_1^2 & -z_1^3 & -z_1^4 \\ x_1^1 & x_1^2 & x_1^3 & x_1^4 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & x_1^1 & x_1^2 & x_1^3 & x_1^4 \end{vmatrix}, \quad (3)$$

$$M_1 = \left[ 0, \sum_{k=1}^4 P_k(z_2^k - z_2^T), -\sum_{k=1}^4 P_k(y_2^k - y_2^T) \right]^T, \quad (4)$$

$$P = \frac{1}{4} P_\Sigma, \quad P_\Sigma = \sum_{k=1}^4 P_k, \quad (5)$$

$$r_1^k = r_2^k - r_2^T,$$

$$\Delta M_1 = [\Delta M_{x1}, \Delta M_{y1}, \Delta M_{z1}]^T,$$

$$r_2^k = [x_2^k, y_2^k, z_2^k]^T, \quad r_2^T = [x_2^T, y_2^T, z_2^T]^T,$$

$$\delta = [\delta\psi_1, \delta\psi_2, \delta\psi_3, \delta\psi_4, \delta\theta_1, \delta\theta_2, \delta\theta_3, \delta\theta_4]^T. \quad (6)$$

Движение центра масс РН в программной связанный системе координат описывается уравнениями

$$\begin{aligned} m\dot{W}_{y3} &= \theta P_{\Sigma} + \sum_{k=1}^4 (P_k \delta \theta_k), \\ m\dot{W}_{z3} &= -\psi P_{\Sigma} - \sum_{k=1}^4 (P_k \delta \psi_k), \end{aligned} \quad (7)$$

где  $m$  — масса РН,  $W_{y3}$ ,  $W_{z3}$  — проекции скорости центра масс РН на оси программной связанный системы координат  $O_3x_3y_3z_3$ ,  $\theta$ ,  $\psi$  — углы поворота продольной оси ракеты относительно осей программной связанный системы координат.

Управляющее воздействие (6) определим в виде суммы:

$$\delta = \varepsilon_c + \varepsilon_d, \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \varepsilon_c &= [\varepsilon_{\varphi c}^1, \varepsilon_{\varphi c}^2, \varepsilon_{\varphi c}^3, \varepsilon_{\varphi c}^4, \varepsilon_{\theta c}^1, \varepsilon_{\theta c}^2, \varepsilon_{\theta c}^3, \varepsilon_{\theta c}^4]^T, \\ \varepsilon_d &= [\varepsilon_{\varphi d}^1, \varepsilon_{\varphi d}^2, \varepsilon_{\varphi d}^3, \varepsilon_{\varphi d}^4, \varepsilon_{\theta d}^1, \varepsilon_{\theta d}^2, \varepsilon_{\theta d}^3, \varepsilon_{\theta d}^4]^T. \end{aligned}$$

Статическую часть управляющего воздействия  $\varepsilon_c$ , компенсирующую систематическое возмущение  $M_1$ , определим из векторного уравнения

$$PB\varepsilon_c + M_1 = 0. \quad (9)$$

Уравнение (1) с учетом уравнения (9) будет иметь вид

$$I\dot{\omega}_1 = PB\varepsilon_d + \Delta M_1. \quad (10)$$

Рассмотрим задачу минимизации нормы вектора  $\varepsilon_d$ :

$$\|\varepsilon_d\| = \sqrt{(\varepsilon_d, \varepsilon_d)} \longrightarrow \min. \quad (11)$$

Введем  $\varepsilon_y^n = [\varepsilon_{\varphi y}^n, \varepsilon_{\psi y}^n, \varepsilon_{\theta y}^n]^T$  — вектор управления в каналах вращения, рысканья и тангажа. Определим матрицу  $L$ :

$$L = \begin{vmatrix} -r_{\varphi} & 0 & 0 \\ 0 & x_2^p - x_2^r & 0 \\ 0 & 0 & x_2^p - x_2^r \end{vmatrix}, \quad (12)$$

где  $r_{\varphi}$  — радиус окружности, проходящей через центры карданных подвесов всех четырех двигателей,  $r_2^p = |x_2^p, y_2^p, z_2^p|^T$  — радиус-вектор точки приложения суммарного вектора тяги в базовой системе координат,

$$x_2^p = \frac{\sum_{k=1}^4 P_k x_2^k}{P_{\Sigma}}, \quad y_2^p = \frac{\sum_{k=1}^4 P_k y_2^k}{P_{\Sigma}}, \quad z_2^p = \frac{\sum_{k=1}^4 P_k z_2^k}{P_{\Sigma}}.$$

Как известно, задача минимизации (11) имеет единственное решение [1], определяемое линейным

преобразованием вектора  $\varepsilon_y^n$ :

$$\varepsilon_d = K\varepsilon_y^n, \quad (13)$$

$$K = B^+ L,$$

$$B^+ = B^T (BB^T)^{-1},$$

где  $B^+$  — псевдообратная матрица размера  $8 \times 3$ , ранг которой равен 3, поскольку строки матрицы  $B$  линейно независимы.

Учет центробежных моментов инерции произведен дополнительным преобразованием управляющего сигнала:

$$\varepsilon_y^n = A\varepsilon_y, \quad (14)$$

$$\varepsilon_y = [\varepsilon_{\varphi y}, \varepsilon_{\psi y}, \varepsilon_{\theta y}]^T,$$

$$A = L^{-1} I Q, \quad (15)$$

$$Q = \begin{vmatrix} -\frac{r_{\varphi}}{I_{xx}} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{x_2^p - x_2^r}{I_{yy}} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{x_2^p - x_2^r}{I_{zz}} \end{vmatrix}. \quad (16)$$

После подстановки в (15) матриц  $L$  из (12),  $I$  из (2),  $Q$  из (16) матрица  $A$  примет вид

$$A = \begin{vmatrix} 1 & -\frac{I_{xy}(x_2^p - x_2^r)}{I_{yy}r_{\varphi}} & 0 \\ \frac{I_{xy}r_{\varphi}}{I_{xx}(x_2^p - x_2^r)} & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix}.$$

Векторное уравнение моментов (10) после подстановки в него соотношений (13) и (14) и после определения матрицы эффективностей

$$C = \begin{vmatrix} C_{\varphi\delta} & 0 & 0 \\ 0 & C_{\psi\delta} & 0 \\ 0 & 0 & C_{\theta\delta} \end{vmatrix},$$

$$C_{\varphi\delta} = -\frac{Pr_{\varphi}}{I_{xx}},$$

$$C_{\psi\delta} = \frac{P(x_2^p - x_2^r)}{I_{yy}},$$

$$C_{\theta\delta} = \frac{P(x_2^p - x_2^r)}{I_{zz}},$$

будет иметь вид

$$\dot{\omega}_1 = C\varepsilon_y + \Delta M_1. \quad (17)$$

Таким образом, линейные преобразования (13) и (14)

$$\varepsilon_d = T \varepsilon_y, \quad T = KA$$

осуществляют расщепление исходной системы трех взаимосвязанных уравнений моментов (10) на три независимых уравнения (17):

$$\begin{aligned}\dot{\omega}_{x1} &= \ddot{\varphi} = C_{\varphi\delta}\varepsilon_{\varphi y} + \Delta M_{x1}, \\ \dot{\omega}_{y1} &= \ddot{\psi} = C_{\psi\delta}\varepsilon_{\psi y} + \Delta M_{y1}, \\ \dot{\omega}_{z1} &= \ddot{\theta} = C_{\theta\delta}\varepsilon_{\theta y} + \Delta M_{z1}.\end{aligned}$$

Управляющие сигналы  $\varepsilon_y$  в (14) будем формировать по соотношениям

$$\begin{aligned}\varepsilon_{\varphi y} &= \varepsilon_\varphi + \delta x_3^n, \\ \varepsilon_{\psi y} &= \varepsilon_\psi + \delta y_3^n, \\ \varepsilon_{\theta y} &= \varepsilon_\theta + \delta z_3^n, \\ \varepsilon_\varphi &= k_\varphi(\varphi - \varphi_n) + k_{\dot{\varphi}}(\dot{\varphi} - \dot{\varphi}_n) + \varepsilon_\varphi^s(t), \\ \varepsilon_\psi &= k_\psi(\psi - \psi_b - \psi_n) + k_{\dot{\psi}}(\dot{\psi} - \dot{\psi}_n) - \\ &\quad - k_z W_{z3} + \varepsilon_\psi^s(t), \\ \varepsilon_\theta &= k_\theta(\theta - \theta_b - \theta_n) + k_{\dot{\theta}}(\dot{\theta} - \dot{\theta}_n) + \\ &\quad + k_y W_{y3} + \varepsilon_\theta^s(t), \\ \varepsilon_\varphi^s(t) &= \int_{t_{\text{on}}}^t (\varphi - \varphi_n) dt, \\ \varepsilon_\psi^s(t) &= \int_{t_{\text{on}}}^t [\psi - \psi_b - \psi_n - \varepsilon_\psi^s(\tau)] d\tau, \\ \varepsilon_\theta^s(t) &= \int_{t_{\text{on}}}^t [\theta - \theta_b - \theta_n - \varepsilon_\theta^s(\tau)] d\tau,\end{aligned}\tag{18}$$

где

$$\delta_n = |\delta x_3^n, \delta y_3^n, \delta z_3^n|^T$$

— программное управляющее воздействие на участках угловых маневров РН,  $\varphi_n, \psi_n, \theta_n, \dot{\varphi}_n, \dot{\psi}_n, \dot{\theta}_n$  — программные углы и угловые скорости на участках угловых маневров РН,  $\psi_b, \theta_b$  — балансировочные углы.

Статические составляющие управляющих сигналов  $\varepsilon_c$ , определяемые по уравнению (9), вначале зададим одинаковыми для всех четырех двигателей по формулам:

$$\begin{aligned}\varepsilon_{\psi c}^k &= \varepsilon_{\psi c}, & \varepsilon_{\theta c}^k &= \varepsilon_{\theta c} \quad (k = 1, \dots, 4), \\ \varepsilon_{\psi c} &= -\frac{z_2^p - z_2^r}{x_2^p - x_2^r}, & \varepsilon_{\theta c} &= \frac{y_2^p - y_2^r}{x_2^p - x_2^r},\end{aligned}\tag{19}$$

Выражение для балансировочных углов  $\psi_b, \theta_b$  получим из уравнений (7) при условии  $\dot{W}_{y3} = \dot{W}_{z3} = 0$  после подстановки в правые части  $\psi = \psi_b, \theta = \theta_b, \delta\psi_k = \varepsilon_{\psi c}, \delta\theta_k = \varepsilon_{\theta c}$  ( $k = 1, \dots, 4$ ) в виде формул

$$\begin{aligned}\psi_b &= \frac{z_2^p - z_2^r}{x_2^p - x_2^r} \\ \theta_b &= -\frac{y_2^p - y_2^r}{x_2^p - x_2^r}.\end{aligned}\tag{20}$$

Для обеспечения температурного режима в хвостовом отсеке второй ступени необходимо поддерживать определенные взаимные угловые расстояния между камерами сгорания четырех маршевых двигателей. Указанные расстояния можно обеспечить специальной системой регулирования. В настоящей работе решение этой задачи совмещено с решением задачи формирования сигналов компенсации систематических возмущений.

Отметим два варианта формирования сигналов компенсации систематических возмущающих моментов.

**Первый вариант.** Расчетные направления осей камер сгорания всех четырех двигателей на карданных подвесах параллельны прямой, проходящей через точку приложения суммарного вектора тяги  $r_2^p$  и центр масс ракеты  $r_2^r$ . В этом случае при аварийном выключении одного из двигателей в системе стабилизации ракеты начинается переходный процесс из-за нарушения квазистатических соотношений между фазовыми координатами. Сигналы компенсации в этом варианте вычисляются по формулам (19), балансировочные углы — по формулам (20).

**Второй вариант.** Расчетное направление оси камеры сгорания каждого из четырех двигателей проходит через центр карданового подвеса этого двигателя и через центр тяжести ракеты. В этом варианте переходные процессы в системе стабилизации при выключении аварийного двигателя отсутствуют. Формулы расчета сигналов компенсации в этом случае имеют вид:

$$\tilde{\varepsilon}_{\psi c}^k = -\frac{z_2^p - z_2^r}{x_2^p - x_2^r}, \quad \tilde{\varepsilon}_{\theta c}^k = \frac{y_2^p - y_2^r}{x_2^p - x_2^r}, \tag{21}$$

а балансировочные углы рассчитываются, как и в первом варианте, по формулам (20).

При формировании сигналов компенсации по формулам (21) возникают существенные «косинусные» потери суммарной тяги двигателей. Для уменьшения этих потерь сигналы компенсации систематических моментов формируются в виде линейной комбинации сигналов, вычисляемых по

формулам (19) и (21):

$$\varepsilon_{\psi c}^k = (1 - \Omega_\psi) \varepsilon_{\psi c} + \Omega_\psi \tilde{\varepsilon}_{\psi c}^k,$$

$$\varepsilon_{\theta c}^k = (1 - \Omega_\theta) \varepsilon_{\theta c} + \Omega_\theta \tilde{\varepsilon}_{\theta c}^k,$$

$$k = 1, \dots, 4; \quad \Omega_\psi > 0, \quad \Omega_\theta < 1.$$

При этом балансировочные углы опять вычисляются по формулам (20).

При выключении одного (аварийного) двигателя в матрице  $\mathbf{B}$  (3) обнуляется соответствующий столбец, в формуле (4) для момента  $M_1$  и в формуле (5) для суммарной тяги  $P_\Sigma$  обнуляется соответствующая тяга  $P_k$  ( $k$  — номер выключенного двигателя).

Промежуточное линейное преобразование (14) с матрицей  $\mathbf{A}$  (15) введено для обеспечения устойчивости колебаний свободных поверхностей жидкостей в баках.

Из условий устойчивости ракеты (с учетом колебаний жидкости в баках и упругих колебаний корпуса) статические коэффициенты усиления автомата стабилизации  $k_\varphi$ ,  $k_\psi$ ,  $k_\theta$  в (18) не должны превосходить единицу.

В конце полета второй ступени РН «Энергия» углы поворота камер сгорания двигателей достигают  $20^\circ$ , поэтому при регулировании только по замкнутой схеме точность стабилизации углов ракеты была бы такого же порядка. В этих условиях введение комбинированного регулирования (8), включающего регулирование систематических возмущающих моментов  $M_1$ , величина которых достигает 97 % суммарных возмущающих моментов, —

по разомкнутой схеме и регулирование случайных возмущающих моментов  $\Delta M_1$  — по замкнутой схеме, позволило обеспечить точность стабилизации углов ракеты не хуже  $0.5^\circ$ .

Тензор инерции ракеты и положение ее центра тяжести вычисляются в ходе полета БЦВМ по соответствующим характеристикам трех тел («сухого» центрального блока, орбитального корабля «Буран», окислителя и горючего в баках).

Изложенная в настоящей статье методика формирования управляющих сигналов системы стабилизации прошла успешную проверку в ходе двух пусков РН «Энергия».

1. Гантмахер Ф. Р. Теория матриц. — М.: Наука, 1967.— 575 с.

#### HIGH ACCURACY STABILIZATION SYSTEM OF LAUNCH VEHICLE WITH ASYMMETRIC CONFIGURATION WHEN ONE ENGINE FAILURE IS POSSIBLE

Ya. Ye. Aizenberg, V. A. Bataev, and A. I. Kuzmin

We describe the formation of control signals for the launch vehicle (LV) «Energiya» second stage for which aerodynamic forces and moments can be ignored. The task control signal formation arose for the first time when elaborating a dynamically complicated the stabilization system of the essentially asymmetric LV «Energiya». A linear transformation which splits the system of three interconnected moment equations into three separate equations was found. It is proved in the paper that a combined control is necessary for a LV of «Energiya» type. This control includes open-loop control for systematic disturbances, which are 97 % of the total disturbances, and closed-loop control for random disturbances.

УДК 533.6.048:629.783

# Экспериментальные аэродинамические в свободномолекулярном результаты характеристик потоке определения спутников газа

В. А. Шабохин

Державне конструкторське бюро «Південне», Дніпропетровськ

*Надійшла до редакції 05.02.98*

---

Наведені значення коефіцієнта аеродинамічного опору, отримані на основі результатів обробки експериментальних даних з гальмування супутників.

---

Исследования проведены по результатам обработки 3132 измерений параметров орбит спутников серии «Космос» (полеты 1962—1972 гг.), которые имели форму, близкую к сфере [1, 2], для высот перигея 180—300 км и значений эксцентриситета 0—0.11.

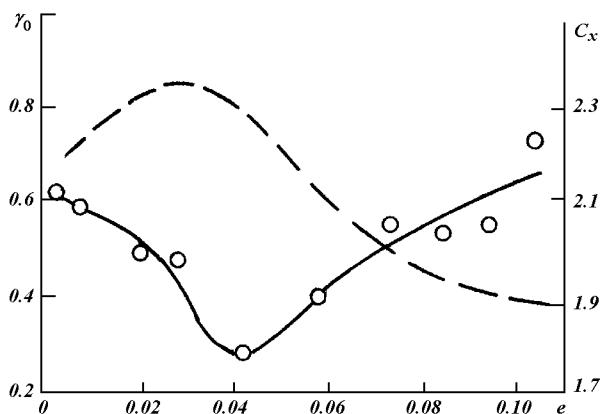
В результате исследований обнаружено, что опытные значения  $C_x$ , независимо от материала поверхности спутников, в среднем меньше расчетных на 8 % (расчетные значения получены с использованием полностью диффузной схемы взаимодействия). При этом была обнаружена корреляция опытного значения  $C_x$  с параметрами орбиты: эксцентриситетом  $e$  и высотой перигея  $h_p$ . Так, корреляционные отношения, характеризующие нелинейную стохастическую связь, составили  $\eta(C_x, e) = 0.4$ ;  $\eta(C_x, h_p) = 0.41$ . Полученные опытные значения  $C_x$  могут быть обусловлены как ошибками принятой модели плотности атмосферы, так и изменением аэродинамических характеристик спутников в зависимости от характера взаимодействия потока с поверхностью на различных участках орбитального полета. Для исключения ошибок определения плотности атмосферы все измерения были разбиты на классы по величине средней скорости торможения  $dT/dN$  (изменение периода обращения за  $N$ -мерных витков) и усред-

нены по совокупности измерений. Тем самым в оценках средних значений существенно уменьшается влияние случайных флюктуаций плотности. В табл. 1 приведены величины генеральных средних значений  $C_x$  с доверительной вероятностью 0.95.

Таблица 1. Генеральные средние значения  $C_x$

Пределы изменения (доверительный диапазон)	Число измерений	Среднее квадратичное отклонение
$1.67 \leq 1.78 \leq 1.89$	202	0.78
$1.75 \leq 1.86 \leq 1.97$	262	0.87
$1.87 \leq 1.98 \leq 2.09$	263	0.90
$1.95 \leq 2.04 \leq 2.13$	405	0.92
$2.04 \leq 2.15 \leq 2.26$	257	0.86
$2.10 \leq 2.20 \leq 2.30$	278	0.80
$2.18 \leq 2.30 \leq 2.42$	220	0.87
$2.27 \leq 2.37 \leq 2.47$	265	0.81

Разброс значений  $C_x$  относительно математического ожидания составляет  $2.17^{+9.2\%}_{-18\%}$ , а относительные значения, полученного по полностью диффузной схеме, —  $2.36^{+0.06\%}_{-25.0\%}$ .



Характер изменения  $C_x$  в зависимости от эксцентриситета при постоянном перигее: кружки — экспериментальные данные; пунктирная линия — доля атомарного кислорода  $\gamma_0$  (шкала справа)

Результаты проверки значимости различий между полученными в каждом классе математическими ожиданиями  $C_x$ , проведенной с использованием методов однофакторного дисперсионного анализа, показали, что различиями между математическими ожиданиями пренебрегать нельзя.

В дальнейшем все измерения орбит были разбиты на двупараметрические классы  $C_x = C_x(h_n, e)$ , из которых выделен класс для  $h_n = 180 \dots 210$  км. Для указанного класса имелись экспериментальные данные для значений эксцентриситета  $e = 0 \dots 0.1$ . Характер изменения  $C_x$  в зависимости от эксцентриситета при постоянном перигее показан на рисунке.

Для выяснения причины такого поведения  $C_x$  рассчитано суммарное количество молекул, падающих на поверхность спутника в единицу времени и за виток, определено количество энергии приносимой молекулами на поверхность в единицу времени и за виток. Оказалось, что с увеличением эксцентриситета указанные параметры монотонно уменьшаются.

На указанных высотах перигея основными компонентами атмосферы являются атомарный кислород, азот и гелий. Для приведенных на рисунке параметров орбит была подсчитана средняя за виток доля этих компонентов, падающих на поверхность КА в единицу времени. Результаты расчета показали, что с увеличением эксцентриситета доля азота уменьшается, доля гелия увеличивается, а характер изменения доли атомарного кислорода показан на рисунке пунктирной линией. Расчеты проведены для модели атмосферы CIRA-65.

Таблица 2. Зависимость  $C_x$  от индекса геомагнитной активности  $A_p$

$A_p$	$n$	$C_x$	$\sigma$
[0 ... 5)	454	2.25	0.97
[5 ... 10)	1126	2.16	0.91
[10 ... 15)	572	2.12	0.95
[15 ... 20)	318	2.10	0.86
[20 ... 30)	172	2.04	0.98
$\geq 30$	94	1.95	0.91

Из графика видно, что опытные значения  $C_x$  коррелируют с показателем доли атомарного кислорода, являющегося основным компонентом на этих орбитах. Можно сделать предположение, что количество атомарного кислорода, попадающего на поверхность КА, может влиять на параметры взаимодействия КА с атмосферой.

Имеется и косвенное подтверждение влияния атомарного кислорода на аэродинамические характеристики КА. Известно, что в процессе магнитных бурь происходит резкое увеличение температуры и плотности атмосферы, а также происходит увеличение доли атомарного кислорода в атмосфере.

Поэтому мы должны обнаружить связь между значениями планетарного индекса геомагнитной активности  $A_p$  и аэродинамическими характеристиками. Действительно, полученные данные подтверждают указанное предположение. В табл. 2 приведены число измерений  $n$ , математические ожидания  $C_x$  и средние квадратичные отклонения  $\sigma$  для значений  $A_p$  от нуля до 40.

Необходимо отметить также, что значения  $C_x$ , приведенные в табл. 1, 2 могут быть реализованы только при наличии доли зеркально отраженных от поверхности молекул при малых местных углах атаки  $\beta$  (угол между вектором скорости и плоскостью площадки), что показано в работах [1, 3].

Из изложенного видно:

- существует зависимость значений коэффициентов аэродинамического сопротивления КА, близких к сфере, от параметров орбит (высота перигея, эксцентриситет);
- основным компонентом атмосферы на рассмотренных высотах перигея (где осуществляется основное торможение КА) является химически активный атомарный кислород;
- изменения  $C_x$  при изменении эксцентриситета обратно пропорциональны изменению доли атомарного кислорода, падающего на поверхность КА за виток, что может свидетельствовать о

- влиянии атомарного кислорода на параметры взаимодействия потока с поверхностью, и в первую очередь на значения коэффициента аккомодации энергии;
- опытные значения  $C_x$  меньше вычисленных по полностью диффузной схеме взаимодействия.

1. Бушуев Е. И., Шабохин В. А. Оценка характера взаимодействия свободномолекулярного потока с поверхностью ИСЗ // Космич. исследования на Украине.—1979.—Вып. 13.—С. 32—36.
2. Бушуев Е. И., Шабохин В. А. и др. Исследование плотности верхней атмосферы и аэродинамики спутников по данным эволюции орбит // Определение движения косми-

ческих аппаратов. — М.: Наука, 1975.—С. 168—182.  
 3. Омелик А. К. Об экспериментальном моделировании в свободномолекулярной области // Прикладная аэродинамика космических аппаратов. — Киев: Наук. думка, 1977.—С. 40—49.

---

#### EXPERIMENTAL RESULTS OF DETERMINING AERODYNAMIC SATELLITE CHARACTERISTICS IN FREE-MOLECULE GAS FLOW

V. A. Shabokhin

We give some results of the determination of aerodynamic drag coefficient from experimental data on satellite deceleration.

УДК 629.7.54

# О специфике работы наземных испытательных комплексов при определении акустической устойчивости конструкции КА

В. В. Каракун, А. В. Петрик

Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут», Київ

*Надійшла до редакції 16.10.97*

Аналізується вплив кінематичного збудження з боку рухомої основи на роботу роторної сирени. Визначається вплив обертання Землі на динаміку генератора аеродинамічного шуму.

Исследования последних двух-трех десятилетий убедительно подтверждают существенное влияние акустического излучения двигательных установок носителей на механические системы конструкции ЛА, а также на комплектующие элементы, в том числе на приборы командно-измерительного комплекса [2].

Шум реактивной струи, обладая достаточно широким диапазоном и высоким уровнем акустического давления (160—180 дБ), генерирует в элементах конструкции множество форм колебаний, в том числе и резонансные, которые в своей совокупности могут оказать существенное влияние на физико-механические свойства материала. В некоторых случаях акустическое излучение может привести к появлению необратимых деформаций и даже трещин, а в итоге — к нарушению целостности конструкции в целом.

Таким образом, возникает проблема анализа акустической устойчивости конструкции космических аппаратов (КА). Речь идет о нормировочных работах в условиях внешних звуковых воздействий интенсивностью выше 150 дБ, так как уровни ниже 130 дБ оговорены паспортными требованиями, и, естественно, изделия им соответствуют.

Конечно, создание акустического излучения,

максимально близкого по структуре натурным условиям, сопряжено с целым рядом трудностей как технического, так и экономического характера. Не останавливаясь подробно на анализе всех аспектов этой проблемы, отметим, что наиболее перспективными, экономическими, с самым высоким КПД (4—40 %) являются роторные пневматические сирены. Они позволяют с минимальными затратами генерировать в наземных условиях аэrodinamicheskiy shum zhelajemogo urovnja i chastotnogo diapazona.

Эффективная работа роторной пневматической сирены достигается в том случае, когда ее ротор и статор максимально приближены торцевыми плоскостями. Для реальных конструкций это составляет  $3 \cdot 10^{-5}$ — $7 \cdot 10^{-5}$  м. В этом случае имеет место наиболее точное воспроизведение функции модуляции и желаемой структуры акустического излучения.

Вместе с тем, как оказалось, статическая и динамическая балансировка быстровращающегося ротора не обеспечивает заданного требования. Происходит постепенный перекос и затирание торцевых поверхностей ротора и статора.

Проанализируем работу роторной сирены с несколько иных позиций. Свои рассуждения будем строить на том факте, что роторная механическая

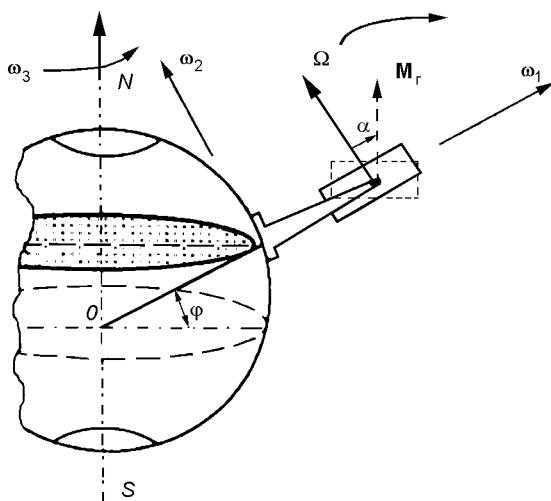


Рис. 1. Изменение пространственного положения ротора сирены вследствие влияния угловой скорости вращения Земли

система находится на подвижном основании, т. е. на Земле (рис. 1), вращающейся вокруг своей оси с угловой скоростью

$$\omega_3 = \frac{2\pi}{24 \cdot 3600} \text{ рад} \cdot \text{s}^{-1}.$$

Ось вращения ротора примем составляющей с полуденной линией угол  $\psi$  (угол рыскания).

Быстро вращающийся тяжелый ротор сирены представляет собой механическую систему с двумя степенями свободы. Одна реализуется собственным вращением ротора вокруг своей оси геометрической и массовой симметрии с угловой скоростью  $\Omega$ , вторая — поворотом ведущего вала вместе с посаженным на него ротором вокруг оси, перпендикулярной к оси вала, на величину, пропорциональную радиальному люфту  $\Delta$  подшипников.

Наличие вертикальной составляющей  $\omega_1$  угловой скорости вращения Земли ( $|\omega_1| = \omega_3 \sin \varphi$ , где  $\varphi$  — широта места) приводит к появлению гироскопического момента  $M_r = I\Omega \times \omega_1$  ( $I$  — осевой момент инерции ротора и вала с подшипниками), стремящегося установить ось собственного вращения ротора сирены параллельно вектору  $\omega_1$  (рис. 1). Тогда под действием гироскопического момента ротор сирены займет новое положение (пунктирная линия), отклоненное в вертикальной плоскости на угол  $\alpha$  от первоначального.

Таким образом, подшипники ротора будут испытывать дополнительно постоянное гироскопическое давление  $N_r$ . По третьему закону Ньютона реакция подшипников на это давление будет равна по

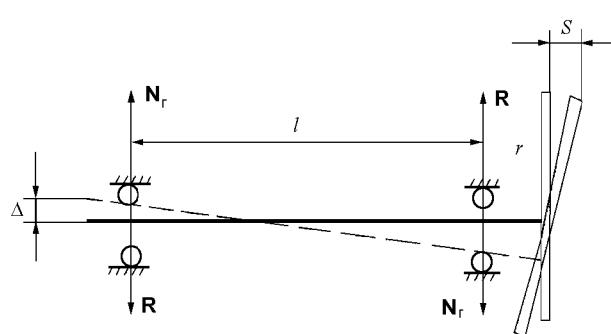


Рис. 2. Дополнительные гироскопические давления на подшипники ведущего вала роторной сирены

модулю и противоположна по направлению гироскопическому давлению. Вполне очевидно выполнение равенства гироскопического момента  $M_r$  и момента реакции подшипников  $M_R$ , то есть  $M_r = -M_R$  (рис. 2).

Таким образом, будет наблюдаться затирание дисков ротора и статора. Кроме того, уменьшится в  $\cos \alpha$  раз эффективная площадь окон сирены и увеличится непроизводительный расход  $f_{\min}$  воздуха, что в итоге приводит к уменьшению уровня генерируемого сиреной аэродинамического шума на величину  $\Delta P = 20 \lg(1 - f_{\min}/f_{\max})$  дБ и искажению функции модуляции [1]. Если зазор между дисками ротора и статора отсутствует, то  $f = 0$  при закрытых окнах и  $f = f_{\max} = f_0$  при открытых окнах ( $f_0$  — расход воздуха при отсутствии зазора между дисками при открытых окнах).

Для повышения качества воспроизведения задаваемого спектрального состава генерируемого однороторной сиреной аэродинамического шума, а также уменьшения непроизводительного расхода воздуха и увеличения срока службы сирены можно, как один из вариантов, ввести автоматическую коррекцию заданного равного минимального расстояния между концами вертикальных диаметров дисков вращающегося ротора и статора.

При регулировке сирены зазор между дисками ротора и статора устанавливается минимально возможным — 0,03—0,07 мм.

Реверберационная камера вместе с сиреной устанавливается на горизонтальной вращающейся платформе, механически соединенной с валом двигателя, управляющая обмотка которого подключена к задатчику широты и дифференциальному усилителю, соединенному с датчиками неразрушающего контроля. По сигналу задатчика широты двигатель вращает платформу относительно вертикали места

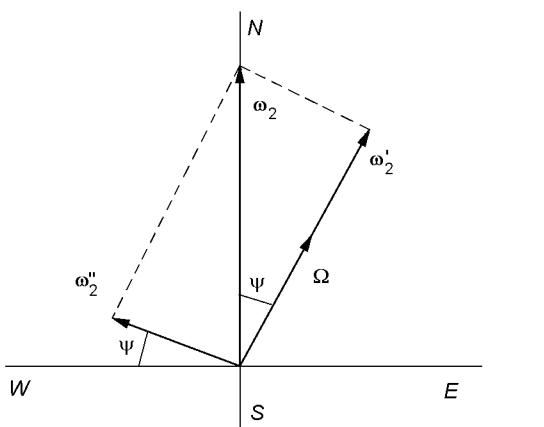


Рис. 3. Влияние горизонтальной составляющей вращения Земли на работу роторной сирены

с угловой скоростью  $\omega'_1 = -\omega_3 \sin \varphi$ , компенсируя тем самым влияние вертикальной составляющей угловой скорости вращения Земли. По сигналам датчиков неразрушающего контроля через дифференциальный усилитель подается дополнительное напряжение на управляющую обмотку двигателя, пропорционально имеющему место неравенству расстояний между концами вертикальных диаметров дисков вращающегося ротора и статора. Наличие добавочной угловой скорости  $\Delta\omega$  платформы приведет к появлению гироскопического момента  $\Delta M_r = I\Omega \times \Delta\omega$ , благодаря чему диск ротора сирены установится параллельно диску статора (до наступления равенства расстояний между концами вертикальных диаметров).

Чтобы исключить перекрестное влияние угловых скоростей, платформа должна быть строго горизонтальной.

Таким образом, на показатели работы роторной сирены оказывает влияние кинематическое возмущение со стороны основания, в частности, угловая скорость вращения Земли. Проведенный анализ показывает, что пренебречь этим влиянием недопустимо. Из этого следует вывод о необходимости контроля и электродинамической регулировки не-

которых параметров роторной сирены не только в исходном состоянии (статическая и динамическая балансировка), но и обязательно во время ее работы, а предлагаемое техническое решение позволяет устранить этот недостаток.

В заключение следует отметить, что в том случае, когда ось собственного вращения ротора сирены не совпадает с полуденной линией на угол  $\psi$ , составляющая угловой скорости вращения Земли  $\omega''_2 = \omega_3 \cos \varphi \sin \psi$ , направленная на запад, также приведет к возникновению гироскопической реакции и вынужденному движению оси ротора (рис. 3). Очевидно, что составляющая  $\omega'_2 = \omega_3 \cos \varphi \cos \psi$ , параллельная вектору кинетического момента ротора, не будет оказывать влияния на динамику сирены (в предположении малости люфтов подшипников). Таким образом, совмещая ось ротора с полуденной линией, можно полностью исключить влияние горизонтальной составляющей  $\omega_2$  вращения Земли на работу роторной сирены. Если ось вращения ротора ориентировать параллельно линии WE (запад—восток), то влияние перекрестной составляющей угловой скорости вращения Земли будет максимальным.

1. А. с. 228565 СССР, МПК G 10 K. Однороторная сирена / Л. Е. Матюхин, Ю. А. Каштаян. — Опубл. 08.10.68, Бюл. № 31.
2. Каракун В. В., Мартыненко В. С. О перемещении абсолютно твердой оболочки под воздействием внешней акустической волны давления // Докл. АН УССР. Сер. А.—1991.—№ 3.—С. 42—45.

#### ON SOME PECULIARITIES IN THE OPERATION OF GROUND COMPLEXES WHEN DETERMINING THE ACOUSTIC STABILITY OF SPACECRAFT CONSTRUCTION

V. V. Karachun and A. V. Petrik

We analyze the influence of kinematics excitation from a moving base on the operation of a rotor siren. The effect of Earth rotation on the dynamics of an aerodynamic noise generator is estimated quantitatively and qualitatively.

УДК 517.977

# Исследование динамики быстродействующего упругого кинематически управляемого робота-манипулятора

Т. В. Завражина, Н. М. Завражина

Київський державний технічний університет будівництва і архітектури

*Надійшла до редакції 04.12.97*

Поставлено задачу кінематичного керування просторовими рухами гнучкого багатоланкового робота-манипулятора космічного призначення при високошвидкісному маневруванні. Побудована механічна модель динаміки системи враховує розподілені властивості пружності та інерції ланок манипулятора, які знаходяться в стані складного руху. Наведено приклад чисельного дослідження динамічних характеристик дволанкового робота при перенесенні ним корисного навантаження.

## ВВЕДЕНИЕ

При проектировании высокоманевренных автономных роботов-манипуляторов космического базирования особую актуальность приобретают вопросы построения моделей их динамики, адекватно учитывающих наличие распределенной упругой податливости исполнительных органов и влияние сил инерции. Применение таких моделей может позволить существенно улучшить технические характеристики манипуляционных систем за счет возможности исследования и регулирования полей упругих перемещений их звеньев и добиться в конечном итоге повышения точности позиционирования транспортируемых объектов.

Возникающие при моделировании динамики автономных космических роботов теоретические трудности связаны с необходимостью учета подвижности несущей манипулятор платформы и обусловленного действием сил инерции Кориолиса гирокопического взаимодействия между жесткими вращательными и упругими линейными составляющими движений элементов его звеньев. Их преодоление требует разработки специальных методов построения решений получаемых при таком подходе эволюционных задач для систем взаимосвязан-

ных существенно нелинейных дифференциальных уравнений гибридного типа, содержащих обыкновенные и частные производные по временной и пространственным координатам, что представляет собой сложную вычислительную проблему.

Попытки построения упрощенных расчетных моделей динамики упругих космических роботов шарниро-стержневой структуры предприняты в работах [10—13]. Они базируются на специальных предположениях об инерционных и жесткостных свойствах стержневых звеньев и формах их деформирования и получены либо приведением соответствующих механических моделей с распределенными параметрами к конечномерным моделям процедурой пространственной дискретизации упругих перемещений [10, 12], либо с применением формализма Лагранжа [11, 13].

Указанные подходы оказываются наиболее эффективными при анализе динамических характеристик роботов, включающих одно упругое звено [12]. При увеличении количества упругих звеньев, составляющих кинематическую цепь реального робота, наличие их взаимодействия и взаимного влияния значительно усложняет задачу динамического моделирования и затрудняет использование изложенных выше методов. Принятые в связи с этим в

работах [11, 13] упрощающие предположения существенно сужают область применимости полученных расчетных схем многозвездных роботов.

Вопросы построения математических моделей многозвездных динамически управляемых упругих роботов-манипуляторов, функционирующих в условиях, максимально приближенных к реальным, рассмотрена в монографии [1], где приведен обзор существующих подходов к исследованию динамических характеристик пространственных космических конструкций переменной конфигурации. Обсуждаются целесообразность и границы применимости каждой модели для описания динамических свойств манипуляторов с различными конструктивными параметрами при выполнении медленных маневров.

В настоящей работе построена механическая модель быстродействующего космического робота-манипулятора, конструкция которого состоит из абсолютно жесткой несущей платформы и укрепленного на ней упругого многозвездного манипулятора шарниро-стержневой структуры, при перемещении груза, представляющего собой абсолютно твердое тело. Предполагается, что данная механическая система совершают в пространстве свободное движение. Для решения поставленной задачи кинематического управления движениями робота-манипулятора применяется методика, развитая ранее в работе [5] для случая динамического управления.

#### МЕХАНИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ И ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ КИНЕМАТИЧЕСКОГО УПРАВЛЕНИЯ

Пусть механическая система, моделирующая космический робот-манипулятор (рис. 1), состоит из подвижной платформы, представляющей собой абсолютно твердое тело, и присоединенной к ней цепи  $N$  прямолинейных упругих стержней длиной  $l_n$  ( $n = 1, \dots, N$ ), соединенных с платформой и между собой посредством идеальных цилиндрических шарниров. На конце  $N$ -го стержня жестко прикреплено абсолютно твердое тело (груз), переносимое манипулятором. Пронумеруем входящие в систему абсолютно твердые и упругие тела в порядке их присоединения друг к другу, начиная с платформы, которой присвоим нулевой номер. Для построения механической модели данной системы введем инерциальную систему координат  $OXYZ$  с ортами  $i, j, k$  и жестко связем с каждым  $n$ -м телом местную систему координат  $O_nx_ny_nz_n$  с ортами  $i_n, j_n, k_n$  ( $n = 0, \dots, N + 1$ ). При этом для абсолютно твердых тел ( $n = 0; n = N + 1$ ) в качестве осей систем координат  $O_nx_ny_nz_n$  будем выбирать их главные центральные оси инерции, а для упругих тел

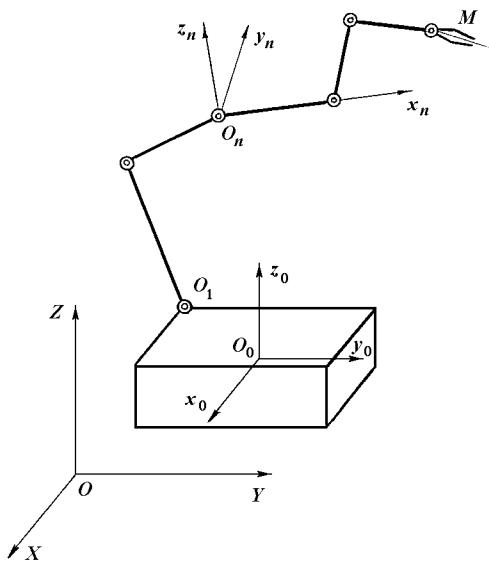


Рис. 1. Кинематическая схема многозвездного космического робота-манипулятора

( $n = 1, \dots, N$ ) будем считать, что начало  $O_n$  соответствующей системы координат совпадает с началом  $n$ -го стержня, ось  $O_nx_n$  совпадает с его осевой линией в недеформированном состоянии, а оси  $O_ny_n$  и  $O_nz_n$  всех звеньев параллельны, когда вся кинематическая цепочка манипулятора вытянута в одну прямую линию и оси  $O_nx_n$  направлены вдоль одной прямой. Примем, что каждая из осей соединяющих звенья цилиндрических шарниров совпадает с какой-либо из осей местной системы координат. Угол поворота последующего  $n$ -го упругого звена по отношению к предыдущему вокруг одной из осей  $O_nx_n$ ,  $O_ny_n$  или  $O_nz_n$  обозначим  $\varphi_n$ ,  $\psi_n$  или  $\theta_n$  соответственно. Он считается положительным, если с конца соответствующей оси вращения поворот виден происходящим против часовой стрелки. Кинематическое управление системой осуществляется путем задания  $N$  функций  $\varphi_k = \varphi_k(t)$ ,  $\psi_l = \psi_l(t)$ ,  $\theta_m = \theta_m(t)$  ( $k \neq l \neq m$ ). Внешние моменты  $M_n^e = M_n^e(t)$ , которые обеспечивают реализацию заданного закона программного управления, создаются независимыми приводами, расположенными в соединительных шарнирах, и считаются неизвестными.

Запишем дифференциальные уравнения свободного движения несущей платформы в векторной форме:

$$\begin{aligned} M_0 \mathbf{a}_{O_0} &= \mathbf{A}_0 \mathbf{R}_{O_1}, \\ \frac{d\mathbf{L}_0}{dt} &= \mathbf{A}_0 \mathbf{M}_{O_1} + \mathbf{r}_{O_1} \times (\mathbf{A}_0 \mathbf{R}_{O_1}). \end{aligned} \quad (1)$$

Они получены на основе теорем о движении центра масс материальной системы и об изменении момента количества движения системы относительно неподвижного центра [7]. Здесь  $\mathbf{r}_{O_1}$  — радиус-вектор точки  $O_1$  сочленения платформы с первым стержнем, вычисленный в системе координат  $OXYZ$ ;  $\mathbf{R}_{O_1} = N_{x,0}\mathbf{i}_0 - Q_{y,0}\mathbf{j}_0 - Q_{z,0}\mathbf{k}_0$ ,  $M_{O_1} = M_{x,0}\mathbf{i}_0 - M_{y,0}\mathbf{j}_0 + M_{z,0}\mathbf{k}_0$  — реакция и реактивный момент начала  $x_1 = 0$  первого стержня, возникающие в шарнире  $O_1$ ;  $\alpha_{ij}^0 = \alpha_{ij}^0(t)$  — компоненты матрицы  $A_0$  направляющих косинусов:  $\alpha_{11}^0 = \cos(X, x_0)$ ,  $\alpha_{12}^0 = \cos(X, y_0)$ , ...,  $\alpha_{33}^0 = (Z, z_0)$ ;  $\mathbf{a}_{O_0}$  — вектор ускорения центра масс  $O_0$  платформы.

Вектор момента количества движения платформы относительно точки  $O$  определяется выражением

$$\begin{aligned} \mathbf{L} = & (I_{x,0}\omega_{x,0} - I_{xy,0}\omega_{y,0} - I_{xz,0}\omega_{z,0})\mathbf{i} + \\ & + (I_{y,0}\omega_{y,0} - I_{yz,0}\omega_{z,0} - I_{xy,0}\omega_{x,0})\mathbf{j} + \\ & + (I_{z,0}\omega_{z,0} - I_{xz,0}\omega_{x,0} - I_{yz,0}\omega_{y,0})\mathbf{k}, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $\omega_{x,0} = \omega_{x,0}(t)$ ,  $\omega_{y,0} = \omega_{y,0}(t)$ ,  $\omega_{z,0} = \omega_{z,0}(t)$  — проекции вектора угловой скорости  $\omega_0(t)$  платформы на оси системы  $OXYZ$ ;  $I_{x,0}$ ,  $I_{y,0}$ ,  $I_{z,0}$ ,  $I_{xy,0}$ ,  $I_{xz,0}$ ,  $I_{yz,0}$  — моменты инерции платформы относительно осей системы  $OXYZ$ . Последние связаны с моментами инерции платформы  $I_{x,0}$ ,  $I_{y,0}$ ,  $I_{z,0}$ , задаваемыми относительно осей системы  $O_0x_0y_0z_0$ , соотношениями

$$\begin{aligned} I_{x,0} &= I_{x,0}\alpha_{11}^0 + I_{y,0}\alpha_{12}^0 + I_{z,0}\alpha_{13}^0, \\ I_{y,0} &= I_{x,0}\alpha_{21}^0 + I_{y,0}\alpha_{22}^0 + I_{z,0}\alpha_{23}^0, \\ I_{z,0} &= I_{x,0}\alpha_{31}^0 + I_{y,0}\alpha_{32}^0 + I_{z,0}\alpha_{33}^0, \\ I_{xy,0} &= -(I_{x,0}\alpha_{11}^0\alpha_{21}^0 + I_{y,0}\alpha_{12}^0\alpha_{22}^0 + I_{z,0}\alpha_{13}^0\alpha_{23}^0), \\ I_{xz,0} &= -(I_{x,0}\alpha_{11}^0\alpha_{31}^0 + I_{y,0}\alpha_{12}^0\alpha_{32}^0 + I_{z,0}\alpha_{13}^0\alpha_{33}^0), \\ I_{yz,0} &= -(I_{x,0}\alpha_{21}^0\alpha_{31}^0 + I_{y,0}\alpha_{22}^0\alpha_{32}^0 + I_{z,0}\alpha_{23}^0\alpha_{33}^0). \end{aligned} \quad (3)$$

Проецируя векторные равенства (1) с учетом (2) на оси инерциальной системы координат  $OXYZ$ , получим скалярную форму дифференциальных уравнений свободного движения платформы:

$$\begin{aligned} dM_0 \frac{d^2X_0}{dt^2} &= N_{x,0}\alpha_{11}^0 - Q_{y,0}\alpha_{12}^0 - Q_{z,0}\alpha_{13}^0, \\ dM_0 \frac{d^2Y_0}{dt^2} &= N_{x,0}\alpha_{21}^0 - Q_{y,0}\alpha_{22}^0 - Q_{z,0}\alpha_{23}^0, \\ dM_0 \frac{d^2Z_0}{dt^2} &= N_{x,0}\alpha_{31}^0 - Q_{y,0}\alpha_{32}^0 - Q_{z,0}\alpha_{33}^0, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & I_{x,0} \frac{d\omega_{x,0}}{dt} - I_{xy,0} \frac{d\omega_{y,0}}{dt} - I_{xz,0} \frac{d\omega_{z,0}}{dt} - \\ & - I_{xz,0}\omega_{x,0}\omega_{y,0} + (I_{z,0} - I_{y,0})\omega_{y,0}\omega_{z,0} + I_{xy,0}\omega_{x,0}\omega_{z,0} - \\ & - I_{yz,0}(\omega_{y,0}^2 - \omega_{z,0}^2) = M_{x,0}\alpha_{11}^0 - M_{y,0}\alpha_{12}^0 + M_{z,0}\alpha_{13}^0 + \\ & + N_{x,0}(Y_0\alpha_{31}^0 - Z_0\alpha_{21}^0 - y_{0,1}\alpha_{13}^0 + z_{0,1}\alpha_{12}^0) - \\ & - Q_{y,0}(Y_0\alpha_{32}^0 - Z_0\alpha_{22}^0 + x_{0,1}\alpha_{13}^0 - z_{0,1}\alpha_{11}^0) - \\ & - Q_{z,0}(Y_0\alpha_{33}^0 - Z_0\alpha_{23}^0 - x_{0,1}\alpha_{12}^0 + y_{0,1}\alpha_{11}^0), \\ & - I_{xy,0} \frac{d\omega_{x,0}}{dt} + I_{y,0} \frac{d\omega_{y,0}}{dt} - I_{yz,0} \frac{d\omega_{z,0}}{dt} + \\ & + I_{yz,0}\omega_{x,0}\omega_{y,0} + (I_{x,0} - I_{y,0})\omega_{x,0}\omega_{z,0} - I_{xy,0}\omega_{y,0}\omega_{z,0} - \\ & - I_{xz,0}(\omega_{z,0}^2 - \omega_{x,0}^2) = M_{x,0}\alpha_{21}^0 - M_{y,0}\alpha_{22}^0 + M_{z,0}\alpha_{23}^0 + \\ & + N_{x,0}(Z_0\alpha_{11}^0 - X_0\alpha_{31}^0 - y_{0,1}\alpha_{23}^0 + z_{0,1}\alpha_{22}^0) - \\ & - Q_{y,0}(Z_0\alpha_{12}^0 - X_0\alpha_{32}^0 + x_{0,1}\alpha_{23}^0 - z_{0,1}\alpha_{21}^0) - \\ & - Q_{z,0}(Z_0\alpha_{13}^0 - X_0\alpha_{33}^0 - x_{0,1}\alpha_{22}^0 + y_{0,1}\alpha_{21}^0), \\ & - I_{xz,0} \frac{d\omega_{x,0}}{dt} - I_{yz,0} \frac{d\omega_{y,0}}{dt} + I_{z,0} \frac{d\omega_{z,0}}{dt} - \\ & - I_{yz,0}\omega_{x,0}\omega_{z,0} + (I_{y,0} - I_{x,0})\omega_{x,0}\omega_{y,0} + I_{xz,0}\omega_{y,0}\omega_{z,0} - \\ & - I_{xy,0}(\omega_{x,0}^2 - \omega_{y,0}^2) = M_{x,0}\alpha_{31}^0 - M_{y,0}\alpha_{32}^0 + M_{z,0}\alpha_{33}^0 + \\ & + N_{x,0}(X_0\alpha_{21}^0 - Y_0\alpha_{11}^0 - y_{0,1}\alpha_{33}^0 + z_{0,1}\alpha_{32}^0) - \\ & - Q_{y,0}(X_0\alpha_{22}^0 - Y_0\alpha_{12}^0 + x_{0,1}\alpha_{33}^0 - z_{0,1}\alpha_{31}^0) - \\ & - Q_{z,0}(X_0\alpha_{23}^0 - Y_0\alpha_{13}^0 - x_{0,1}\alpha_{32}^0 + y_{0,1}\alpha_{31}^0), \end{aligned} \quad (4)$$

где  $X_0 = X_0(t)$ ,  $Y_0 = Y_0(t)$ ,  $Z_0 = Z_0(t)$  — координаты центра масс  $O_0$  платформы в системе  $OXYZ$ ;  $x_{0,1} = x_{0,1}(t)$ ,  $y_{0,1} = y_{0,1}(t)$ ,  $z_{0,1} = z_{0,1}(t)$  — координаты точки  $O_1$  платформы в системе  $O_0x_0y_0z_0$ .

Дополним дифференциальные уравнения (4) кинематическими уравнениями Пуассона [8]:

$$\begin{aligned} \frac{d\alpha_{11}^0}{dt} &= \omega_{y,0}\alpha_{31}^0 - \omega_{z,0}\alpha_{21}^0, \\ \frac{d\alpha_{21}^0}{dt} &= -\omega_{x,0}\alpha_{31}^0 + \omega_{z,0}\alpha_{11}^0, \\ \frac{d\alpha_{31}^0}{dt} &= \omega_{x,0}\alpha_{21}^0 - \omega_{y,0}\alpha_{11}^0, \\ \frac{d\alpha_{12}^0}{dt} &= \omega_{y,0}\alpha_{32}^0 - \omega_{z,0}\alpha_{22}^0, \\ \frac{d\alpha_{22}^0}{dt} &= -\omega_{x,0}\alpha_{32}^0 + \omega_{z,0}\alpha_{12}^0, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \frac{d\alpha_{32}^0}{dt} &= \omega_{x,0}\alpha_{22}^0 - \omega_{y,0}\alpha_{12}^0, \\
 \frac{d\alpha_{13}^0}{dt} &= \omega_{y,0}\alpha_{33}^0 - \omega_{z,0}\alpha_{23}^0, \\
 \frac{d\alpha_{23}^0}{dt} &= -\omega_{x,0}\alpha_{33}^0 + \omega_{z,0}\alpha_{13}^0, \\
 \frac{d\alpha_{33}^0}{dt} &= \omega_{x,0}\alpha_{23}^0 - \omega_{y,0}\alpha_{13}^0.
 \end{aligned} \tag{5}$$

Выведем уравнения динамического равновесия звеньев манипулятора, описывая их упругие свойства в рамках линейной теории прямолинейных стержней. Рассмотрим произвольный элемент  $n$ -го звена манипулятора. Пользуясь принципом Даламбера, спроектируем на оси  $O_n x_n y_n z_n$  действующие на него силы и моменты упругости и инерции:

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial N_{x,n}}{\partial x_n} - \rho_n F_n a_{xn} &= 0, \\
 -\frac{\partial Q_{y,n}}{\partial x_n} + \frac{\partial}{\partial x_n} \left[ N_{x,n} \frac{\partial v_n}{\partial x_n} \right] - \rho_n F_n a_{yn} &= 0, \\
 -\frac{\partial Q_{z,n}}{\partial x_n} + \frac{\partial}{\partial x_n} \left[ N_{x,n} \frac{\partial w_n}{\partial x_n} \right] - \rho_n F_n a_{zn} &= 0, \\
 \frac{\partial M_{x,n}}{\partial x_n} - \rho_n J_{pn} \varepsilon_{xn} &= 0,
 \end{aligned} \tag{6}$$

где  $\rho_n$  — плотность материала стержня;  $F_n$ ,  $J_{pn}$  — площадь и полярный момент инерции поперечного сечения стержня;  $a_{xn} = a_{xn}(x_n, t)$ ,  $a_{yn} = a_{yn}(x_n, t)$ ,  $a_{zn} = a_{zn}(x_n, t)$  — проекции вектора абсолютного ускорения  $\mathbf{a}_n = \mathbf{a}_n(x_n, t)$  элемента стержня на оси  $O_n x_n y_n z_n$ ;  $\varepsilon_{xn} = \varepsilon_{xn}(x_n, t)$ ,  $\varepsilon_{yn} = \varepsilon_{yn}(x_n, t)$ ,  $\varepsilon_{zn} = \varepsilon_{zn}(x_n, t)$  — проекции вектора абсолютного углового ускорения  $\boldsymbol{\varepsilon}_n = \boldsymbol{\varepsilon}_n(x_n, t)$  элемента стержня на оси  $O_n x_n y_n z_n$ .

Внутренние силовые факторы, возникающие в рассматриваемом поперечном сечении, определяются соотношениями

$$\begin{aligned}
 N_{x,n} &= E_n F_n \frac{\partial u_n}{\partial x_n}, & Q_{y,n} &= E_n J_{zn} \frac{\partial^3 v_n}{\partial x_n^3}, \\
 Q_{z,n} &= E_n J_{yn} \frac{\partial^3 w_n}{\partial x_n^3}, & M_{x,n} &= G_n J_{pn} \frac{\partial \gamma_n}{\partial x_n}, \\
 M_{y,n} &= E_n J_{yn} \frac{\partial^2 w_n}{\partial x_n^2}, & M_{z,n} &= E_n J_{zn} \frac{\partial^2 v_n}{\partial x_n^2},
 \end{aligned} \tag{7}$$

где  $E_n F_n$ ,  $E_n J_{yn}$ ,  $E_n J_{zn}$ ,  $G_n J_{pn}$  — жесткости при растяжении, изгибе в двух плоскостях и кручении;  $u_n = u_n(x_n, t)$ ,  $v_n = v_n(x_n, t)$ ,  $w_n = w_n(x_n, t)$ ,  $\gamma_n = \gamma_n(x_n, t)$  — функции упругих перемещений стержня вдоль осей  $O_n x_n$ ,  $O_n y_n$ ,  $O_n z_n$  и угла закручивания.

Будем считать, что каждый элемент стержня находится в состоянии сложного движения, тогда его абсолютное ускорение  $\mathbf{a}_n = \mathbf{a}_n(x_n, t)$  можно представить в виде [6]:

$$\mathbf{a}_n = \mathbf{a}_n^e + \mathbf{a}_n^r + \mathbf{a}_n^c \tag{8}$$

где  $\mathbf{a}_n^e = \mathbf{a}_n^e(x_n, t)$ ,  $\mathbf{a}_n^r = \mathbf{a}_n^r(x_n, t)$ ,  $\mathbf{a}_n^c = \mathbf{a}_n^c(x_n, t)$  — соответственно векторы переносного, относительного и кoriолисового ускорений.

Ускорение  $\mathbf{a}_n^e$  вычисляется по формуле

$$\mathbf{a}_n^e = \mathbf{a}_n(0) + \omega_n(0) \times (\omega_n(0) \times \mathbf{r}_n) + \boldsymbol{\varepsilon}_n(0) \times \mathbf{r}_n, \tag{9}$$

где  $\mathbf{a}_n(0) = \mathbf{a}_n(0, t)$  — вектор абсолютного ускорения точки  $O_n$ ;  $\omega_n(0, t)$ ,  $\boldsymbol{\varepsilon}_n(0, t)$  — векторы угловой скорости и углового ускорения подвижной системы координат  $O_n x_n y_n z_n$  относительно системы  $OXYZ$ ;  $\mathbf{r}_n = (x_n + u_n)\mathbf{i}_n + v_n \mathbf{j}_n + w_n \mathbf{k}_n$  — радиус-вектор рассматриваемого элемента стержня.

Относительное ускорение  $\mathbf{a}_n^r$  представим выражением

$$\mathbf{a}_n^r = \frac{\partial^2 u_n}{\partial t^2} \mathbf{i}_n + \frac{\partial^2 v_n}{\partial t^2} \mathbf{j}_n + \frac{\partial^2 w_n}{\partial t^2} \mathbf{k}_n. \tag{10}$$

Отметим, что при выполнении манипулятором быстрых маневров значения угловой скорости  $\omega_n(0)$  и упругих смещений  $u_n$ ,  $v_n$ ,  $w_n$  могут оказаться достаточно большими и ускорением Кoriолиса

$$\mathbf{a}_n^c = 2\omega_n(0) \times \left( \frac{\partial u_n}{\partial t} \mathbf{i}_n + \frac{\partial v_n}{\partial t} \mathbf{j}_n + \frac{\partial w_n}{\partial t} \mathbf{k}_n \right) \tag{11}$$

в этом случае пренебрегать нельзя.

Согласно работе [6] абсолютную угловую скорость  $\omega_n = \omega_n(x_n, t)$  элемента стержня, участвующего в нескольких вращательных движениях, можно представить соотношением

$$\omega_n = \omega_n(0) + \frac{\partial \gamma_n}{\partial t} \mathbf{i}_n - \frac{\partial w_n}{\partial t} \mathbf{j}_n + \frac{\partial v_n}{\partial t} \mathbf{k}_n, \tag{12}$$

а абсолютное угловое ускорение

$$\boldsymbol{\varepsilon}_n = \boldsymbol{\varepsilon}_n(0) + \frac{\partial^2 \gamma_n}{\partial t^2} \mathbf{i}_n - \frac{\partial^2 w_n}{\partial t^2} \mathbf{j}_n + \frac{\partial^2 v_n}{\partial t^2} \mathbf{k}_n, \tag{13}$$

получить дифференцированием выражения (12) в системе координат  $O_n x_n y_n z_n$ , связанной со стержнем.

С учетом (7)–(11), (13) система (6) примет вид

$$\begin{aligned}
E_n F_n \frac{\partial^2 u_n}{\partial x_n^2} &= \rho_n F_n \left[ a_{xn}(0) - (\omega_{yn}^2(0) + \omega_{zn}^2(0))(x_n + u_n) + \right. \\
&\quad + \omega_{yn}(0)\omega_{xn}(0)v_n + \omega_{zn}(0)\omega_{xn}(0)w_n + \varepsilon_{yn}(0)w_n - \\
&\quad \left. - \varepsilon_{zn}(0)v_n + \frac{\partial^2 u_n}{\partial t^2} + 2\omega_{yn}(0) \frac{\partial w_n}{\partial t} - 2\omega_{zn}(0) \frac{\partial v_n}{\partial t} \right], \\
E_n J_{zn} \frac{\partial^4 v_n}{\partial x_n^4} - E_n F_n \frac{\partial}{\partial x_n} \left[ \frac{\partial u_n}{\partial x_n} \frac{\partial v_n}{\partial x_n} \right] &= \\
&= -\rho_n F_n \left[ a_{yn}(0) + \omega_{xn}(0)\omega_{yn}(0)(x_n + u_n) - \right. \\
&\quad - (\omega_{xn}^2(0) + \omega_{zn}^2(0))v_n + \omega_{zn}(0)\omega_{yn}(0)w_n - \varepsilon_{xn}(0)w_n + \\
&\quad + \varepsilon_{zn}(0)(x_n + u_n) + \frac{\partial^2 v_n}{\partial t^2} - 2\omega_{xn}(0) \frac{\partial w_n}{\partial t} + 2\omega_{zn}(0) \frac{\partial u_n}{\partial t} \left. \right], \\
E_n J_{yn} \frac{\partial^4 w_n}{\partial x_n^4} - E_n F_n \frac{\partial}{\partial x_n} \left[ \frac{\partial u_n}{\partial x_n} \frac{\partial w_n}{\partial x_n} \right] &= \\
&= -\rho_n F_n \left[ a_{zn}(0) + \omega_{xn}(0)\omega_{zn}(0)(x_n + u_n) - \right. \\
&\quad - (\omega_{xn}^2(0) + \omega_{yn}^2(0))w_n + \omega_{yn}(0)\omega_{zn}(0)v_n + \varepsilon_{xn}(0)v_n - \\
&\quad - \varepsilon_{yn}(0)(x_n + u_n) + \frac{\partial^2 w_n}{\partial t^2} + 2\omega_{xn}(0) \frac{\partial v_n}{\partial t} - 2\omega_{yn}(0) \frac{\partial u_n}{\partial t} \left. \right], \\
G_n J_{pn} \frac{\partial^2 \gamma_n}{\partial x_n^2} &= -\rho_n J_{pn} \left[ \varepsilon_{xn}(0) + \frac{\partial^2 \gamma_n}{\partial t^2} \right], \\
\varepsilon_{xn}(0) = \frac{d\omega_{xn}(0)}{dt}, \quad \varepsilon_{yn}(0) = \frac{d\omega_{yn}(0)}{dt}, \quad \varepsilon_{zn}(0) = \frac{d\omega_{zn}(0)}{dt}, & \tag{14}
\end{aligned}$$

где  $\omega_{xn}(0)$ ,  $\omega_{yn}(0)$ ,  $\omega_{zn}(0)$ ,  $\varepsilon_{xn}(0)$ ,  $\varepsilon_{yn}(0)$ ,  $\varepsilon_{zn}(0)$  — проекции векторов угловой скорости  $\omega_n(0)$  и углового ускорения  $\varepsilon_n(0)$  на оси системы  $O_n x_n y_n z_n$ .

Таким образом, динамика робота-манипулятора описывается системой существенно нелинейных взаимосвязанных уравнений (4), (5), (14) гибридного типа, которая содержит обыкновенные и частные производные по временной и пространственным координатам. Дополним ее граничными уравнениями, вытекающими из способа соединения концов упругих стержней. Учтем при этом, что в указанной системе, общий порядок которой равен двенадцати, помимо неизвестных полевых переменных  $u_n$ ,  $v_n$ ,  $w_n$ ,  $\gamma_n$  и функций времени  $a_{xn}(0)$ ,  $a_{yn}(0)$ ,  $a_{zn}(0)$ ,  $\varepsilon_{xn}(0)$ ,  $\varepsilon_{yn}(0)$ ,  $\varepsilon_{zn}(0)$  неизвестными являются также функции времени  $N_{x,0}$ ,  $Q_{y,0}$ ,  $Q_{z,0}$ ,  $M_{x,0}$ ,  $M_{y,0}$ ,  $M_{z,0}$ . Поэтому для замыкания системы следует сформулировать  $18N + 6$  граничных уравнений, из которых восемнадцать уравнений сочленения  $n-1$ -го и  $n$ -го звеньев будут замыкать уравнения (14),

составленные для каждого  $n$ -го звена, и шесть уравнений будут выражать условия жесткого присоединения абсолютно твердого тела к концу  $x_N = l_N$  последнего звена манипулятора.

Из условий жесткой связи местной системы координат  $O_n x_n y_n z_n$  с началом  $x_n = 0$   $n$ -го стержня получим следующие граничные уравнения:

$$\begin{aligned}
u_n(0) = 0, \quad v_n(0) = 0, \quad w_n(0) = 0, \quad \gamma_n(0) = 0, \\
\frac{\partial v_n(0)}{\partial x_n} = 0, \quad \frac{\partial w_n(0)}{\partial x_n} = 0. \tag{15}
\end{aligned}$$

Как и в работе [5], не ограничивая общности постановки задачи, будем считать, что  $n-1$ -й и  $n$ -й стержни соединены цилиндрическим шарниром, ось которого совпадает с осью  $O_n y_n$ . Тогда условия шарнирного соединения конца  $x_{n-1} = l_{n-1}$   $n-1$ -го стержня с началом  $x_n = 0$   $n$ -го ( $n = 2, \dots, N$ ) стержня представим векторными равенствами

$$\begin{aligned}
\mathbf{R}_{n-1}(l_{n-1}) + \mathbf{R}_n(0) &= 0, \\
\mathbf{M}_{n-1}(l_{n-1}) + \mathbf{M}_n(0) &= 0, \\
\mathbf{a}_{n-1}(l_{n-1}) + \mathbf{a}_n(0) &= 0, \\
\varepsilon_n(0) - \frac{d^2 \psi_n}{dt^2} \mathbf{j}_n &= \varepsilon_{n-1}(0) + \\
&+ \frac{\partial^2 \gamma_{n-1}(l_{n-1})}{\partial t^2} \mathbf{i}_{n-1} - \frac{\partial^2 \left( \frac{\partial w_{n-1}(l_{n-1})}{\partial x_{n-1}} \right)}{\partial t^2} \mathbf{j}_{n-1} + \\
&+ \frac{\partial^2 \left( \frac{\partial v_{n-1}(l_{n-1})}{\partial x_{n-1}} \right)}{\partial t^2} \mathbf{k}_{n-1} + \omega_n(0) \times \omega_{n-1}(l_{n-1}),
\end{aligned} \tag{16}$$

где  $\mathbf{R}_{n-1}(l_{n-1}) = N_{x,n-1}(l_{n-1})\mathbf{i}_{n-1} - Q_{y,n-1}(l_{n-1})\mathbf{j}_{n-1} - Q_{z,n-1}(l_{n-1})\mathbf{k}_{n-1}$ ,  $\mathbf{M}_{n-1}(l_{n-1}) = M_{x,n-1}(l_{n-1})\mathbf{i}_{n-1} - M_{y,n-1}(l_{n-1})\mathbf{j}_{n-1} + M_{z,n-1}(l_{n-1})\mathbf{k}_{n-1}$  — реакция и реактивный момент начала  $x_n = 0$   $n$ -го стержня;  $\mathbf{R}_n(0) = -N_{x,n}(0)\mathbf{i}_n + Q_{y,n}(0)\mathbf{j}_n + Q_{z,n}(0)\mathbf{k}_n$ ,  $\mathbf{M}_n(0) = -M_{x,n}(0)\mathbf{i}_n + M_{y,n}(0)\mathbf{j}_n - M_{z,n}(0)\mathbf{k}_n$  — соответственно реакция и реактивный момент конца  $x_{n-1} = l_{n-1}$   $n-1$ -го стержня. Первые два уравнения выражают условия равенства нулю геометрической суммы реакций и реактивных моментов в соединительном шарнире  $O_n$ , которое вытекает из закона о равенстве действия и противодействия. Третье соотношение представляет собой условие равенства векторов абсолютных ускорений соответствующих концов стержней. Четвертое выражение отражает соотношение между векторами угловых ускорений систем координат  $O_{n-1} x_{n-1} y_{n-1} z_{n-1}$  и  $O_n x_n y_n z_n$ .

Скалярную форму граничных уравнений (16) получим, проецируя их на оси системы координат  $O_n x_n y_n z_n$ :

$$\begin{aligned}
& \left| \begin{array}{c} -N_{x,n}(0) \\ Q_{y,n}(0) \\ Q_{z,n}(0) \end{array} \right| - \mathbf{B}_{n-1,n}^T \left| \begin{array}{c} -N_{x,n-1}(l_{n-1}) \\ Q_{y,n-1}(l_{n-1}) \\ Q_{z,n-1}(l_{n-1}) \end{array} \right| = 0, \\
& \left| \begin{array}{c} -M_{x,n}(0) \\ M_{y,n}(0) \\ -M_{z,n}(0) \end{array} \right| - \mathbf{B}_{n-1,n}^T \left| \begin{array}{c} -M_{x,n-1}(l_{n-1}) \\ M_{y,n-1}(l_{n-1}) \\ -M_{z,n-1}(l_{n-1}) \end{array} \right| = 0, \\
& \left| \begin{array}{c} a_{x,n}(0) \\ a_{y,n}(0) \\ a_{z,n}(0) \end{array} \right| - \mathbf{B}_{n-1,n}^T \left| \begin{array}{c} a_{x,n-1}(l_{n-1}) \\ a_{y,n-1}(l_{n-1}) \\ a_{z,n-1}(l_{n-1}) \end{array} \right| = 0, \\
& \left| \begin{array}{c} \varepsilon_{x,n} \\ \varepsilon_{y,n} - \frac{d^2\psi_n}{dt^2} \\ \varepsilon_{z,n} \end{array} \right| - \\
& - \frac{d\mathbf{B}_{n-1,n}^T}{dt} \left| \begin{array}{c} \omega_{x,n-1} + \frac{\partial\gamma_{n-1}(l_{n-1})}{\partial t} \\ \omega_{y,n-1} - \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial w_{n-1}(l_{n-1})}{\partial x_{n-1}} \right) \\ \omega_{z,n-1} + \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial v_{n-1}(l_{n-1})}{\partial x_{n-1}} \right) \end{array} \right| - \\
& - \mathbf{B}_{n-1,n}^T \left| \begin{array}{c} \varepsilon_{x,n-1} + \frac{\partial^2\gamma_{n-1}(l_{n-1})}{\partial t^2} \\ \varepsilon_{y,n-1} - \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left( \frac{\partial w_{n-1}(l_{n-1})}{\partial x_{n-1}} \right) \\ \varepsilon_{z,n-1} + \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left( \frac{\partial v_{n-1}(l_{n-1})}{\partial x_{n-1}} \right) \end{array} \right| = 0,
\end{aligned} \tag{17}$$

где  $\mathbf{B}_{n-1,n} = \mathbf{A}_n^T \mathbf{A}_{n-1}$  — матрица перехода от базиса  $\mathbf{i}_{n-1}, \mathbf{j}_{n-1}, \mathbf{k}_{n-1}$  к базису  $\mathbf{i}_n, \mathbf{j}_n, \mathbf{k}_n$ ;  $\alpha_{ij}^n = \alpha_{ij}^n(t)$  — компоненты матрицы  $\mathbf{A}_n$  направляющих косинусов:  $\alpha_{11}^n = \cos(X, x_n)$ ,  $\alpha_{12}^n = \cos(X, y_n)$ , ...,  $\alpha_{33}^n = \cos(Z, z_n)$ . Структура матрицы  $\mathbf{B}_{n-1,n}$  такова, что при выбранной для данного соединения ориентации оси цилиндрического шарнира второе равенство во второй группе уравнений системы (17) приводится к двум равенствам

$$\begin{aligned}
M_{y,n-1}(l_{n-1}) &= M_n^e, \\
M_{y,n}(0) &= M_n^e,
\end{aligned} \tag{18}$$

где  $M_n^e$  — неизвестный внешний момент в  $n$ -м шарнире.

Отметим, что окончательный вид граничных уравнений (17) может быть получен с учетом дифференциальных зависимостей (7) и выражений (8)–(11).

Границные условия шарнирного сочленения платформы с началом  $x_1 = 0$  первого стержня в

точке  $O_1$  могут быть получены из тех же соображений, что и условия соединения смежных стержней (16):

$$\begin{aligned}
\mathbf{R}_{O_1} + \mathbf{R}_1(0) &= 0, \\
\mathbf{M}_{O_1} + \mathbf{M}_1(0) &= 0, \\
\mathbf{a}_{O_1} &= \mathbf{a}_1(0), \\
\varepsilon_1(0) - \frac{d^2\psi_1}{dt^2} \mathbf{j}_1 &= \varepsilon_0 + \omega_1(0) \times \omega_0,
\end{aligned} \tag{19}$$

где  $\mathbf{R}_1(0) = -N_{x,1}(0)\mathbf{i}_1 + Q_{y,1}(0)\mathbf{j}_1 + Q_{z,1}(0)\mathbf{k}_1$ ,  $\mathbf{M}_1(0) = -M_{x,1}(0)\mathbf{i}_1 + M_{y,1}(0)\mathbf{j}_1 - M_{z,1}(0)\mathbf{k}_1$  — соответственно реакция и реактивный момент начала  $x_1 = 0$  первого стержня;  $\mathbf{a}_{O_1}$  — вектор ускорения точки  $O_1$  платформы;  $\varepsilon_0 = \varepsilon_0(t)$  — вектор углового ускорения платформы. Для определения скалярной формы уравнений (19) их следует спроектировать на оси системы координат  $O_1x_1y_1z_1$ .

В случае жесткого присоединения груза к концу  $x_N = l_N$   $N$ -го стержня соответствующие граничные условия представим в виде дифференциальных уравнений свободного движения твердого тела [7]

$$\begin{aligned}
M_{N+1}\mathbf{a}_{O_{N+1}} &= \mathbf{R}_{O_N}, \\
\frac{d\mathbf{L}_{O_{N+1}}}{dt} &= \mathbf{M}_{O_N} + \mathbf{r}_{O_N} \times \mathbf{R}_{O_N},
\end{aligned} \tag{20}$$

где  $M_{N+1}$  — масса груза;

$$\mathbf{r}_{O_N} = x_{N,N+1}\mathbf{i}_{N+1} + y_{N,N+1}\mathbf{j}_{N+1} + z_{N,N+1}\mathbf{k}_{N+1}$$

— радиус-вектор точки  $O_N$  присоединения  $N$ -го стержня и груза, вычисленный в системе  $O_{N+1}x_{N+1}y_{N+1}z_{N+1}$ ;

$$\mathbf{R}_{O_N} = -N_{x,N+1}\mathbf{i}_{N+1} + Q_{y,N+1}\mathbf{j}_{N+1} + Q_{z,N+1}\mathbf{k}_{N+1}$$

и

$$\mathbf{M}_{O_N} = -M_{x,N+1}\mathbf{i}_{N+1} + M_{y,N+1}\mathbf{j}_{N+1} - M_{z,N+1}\mathbf{k}_{N+1}$$

— реакция и реактивный момент конца  $x_N = l_N$   $N$ -го стержня;  $\mathbf{a}_{O_{N+1}}$  — вектор ускорения центра масс  $O_{N+1}$  груза;

$$\begin{aligned}
\mathbf{L}_{O_{N+1}} &= I_{x,N+1}\omega_{x,N+1}\mathbf{i}_{N+1} + I_{y,N+1}\omega_{y,N+1}\mathbf{j}_{N+1} + \\
& + I_{z,N+1}\omega_{z,N+1}\mathbf{k}_{N+1}
\end{aligned}$$

— момент количества движения груза относительно точки  $O_{N+1}$ ;  $I_{x,N+1}$ ,  $I_{y,N+1}$ ,  $I_{z,N+1}$  — главные центральные моменты инерции груза относительно осей системы  $O_{N+1}x_{N+1}y_{N+1}z_{N+1}$ ;  $\omega_{x,N+1}$ ,  $\omega_{y,N+1}$ ,  $\omega_{z,N+1}$  — проекции угловой скорости  $\omega_{N+1} = \omega_{N+1}(t)$  груза.

Проектируя векторные равенства (20) на оси сис-

темы координат  $O_{N+1}x_{N+1}y_{N+1}z_{N+1}$ , получим:

$$\begin{aligned} M_{N+1}a_{x,N+1} &= -N_{x,N+1}, \\ M_{N+1}a_{y,N+1} &= Q_{y,N+1}, \\ M_{N+1}a_{z,N+1} &= Q_{z,N+1}, \\ I_{x,N+1}\frac{d\omega_{x,N+1}}{dt} + (I_{z,N+1} - I_{y,N+1})\omega_{y,N+1}\omega_{z,N+1} &= \\ = -M_{x,N+1} + y_{N,N+1}Q_{z,N+1} - z_{N,N+1}Q_{y,N+1}, & \quad (21) \\ I_{y,N+1}\frac{d\omega_{y,N+1}}{dt} + (I_{x,N+1} - I_{z,N+1})\omega_{x,N+1}\omega_{z,N+1} &= \\ = M_{y,N+1} - x_{N,N+1}Q_{z,N+1} - z_{N,N+1}N_{x,N+1}, & \\ I_{z,N+1}\frac{d\omega_{z,N+1}}{dt} + (I_{y,N+1} - I_{x,N+1})\omega_{x,N+1}\omega_{y,N+1} &= \\ = -M_{z,N+1} + x_{N,N+1}Q_{y,N+1} + y_{N,N+1}N_{x,N+1}, & \end{aligned}$$

где  $a_{x,N+1}$ ,  $a_{y,N+1}$ ,  $a_{z,N+1}$  — проекции ускорения  $\mathbf{a}_{N+1} = \mathbf{a}_{N+1}(t)$  точки  $O_N$  на оси системы  $O_{N+1}x_{N+1}y_{N+1}z_{N+1}$ .

Дополним систему (4), (5), (14), (15), (17)–(19), (21) начальными условиями при  $t = 0$ .

Начальная конфигурация точек системы:

$$\begin{aligned} X_0(0) &= X_{0,0}, \quad Y_0(0) = Y_{0,0}, \quad Z_0(0) = Z_{0,0}, \\ a_{ij}^0(0) &= a_{ij,0}^0 \quad (i, j = 1, \dots, 3), \\ \varphi_k(0) &= \varphi_{k,0}, \quad \psi_l(0) = \psi_{l,0}, \\ \theta_m(0) &= \theta_{m,0} \quad (k \neq l \neq m), \\ u_n(x_n, 0) &= u_{n,0}(x_n), \quad v_n(x_n, 0) = v_{n,0}(x_n), \\ w_n(x_n, 0) &= w_{n,0}(x_n), \quad \gamma_n(x_n, 0) = \gamma_{n,0}(x_n) \quad (n = 1, \dots, N); \end{aligned} \quad (22)$$

начальное распределение скоростей:

$$\begin{aligned} \frac{dX_0(0)}{dt} &= \dot{X}_{0,0}, \quad \frac{dY_0(0)}{dt} = \dot{Y}_{0,0}, \quad \frac{dZ_0(0)}{dt} = \dot{Z}_{0,0}, \\ \omega_{x,0}(0) &= \omega_{x,0}^0, \quad \omega_{y,0}(0) = \omega_{y,0}^0, \quad \omega_{z,0}(0) = \omega_{z,0}^0, \\ \frac{d\varphi_k(0)}{dt} &= \dot{\varphi}_{k,0}, \quad \frac{d\psi_l(0)}{dt} = \dot{\psi}_{l,0}, \quad \frac{d\theta_m(0)}{dt} = \dot{\theta}_{m,0} \\ &\quad (k \neq l \neq m), \\ \frac{\partial u_n(x_n, 0)}{\partial t} &= \dot{u}_{n,0}(x_n), \quad \frac{\partial v_n(x_n, 0)}{\partial t} = \dot{v}_{n,0}(x_n), \\ \frac{\partial w_n(x_n, 0)}{\partial t} &= \dot{w}_{n,0}(x_n), \quad \frac{\partial \gamma_n(x_n, 0)}{\partial t} = \dot{\gamma}_{n,0}(x_n) \quad (n = 1, \dots, N). \end{aligned} \quad (23)$$

Таким образом, система разрешающих уравне-

ний (4), (5), (14) с граничными уравнениями (15), (17)–(19), (21) и начальными условиями (22), (23) при заданном законе кинематического управления  $\varphi_k = \varphi_k(t)$ ,  $\psi_l = \psi_l(t)$ ,  $\theta_m = \theta_m(t)$  ( $k \neq l \neq m$ ) однозначно определяет движения рассматриваемой механической системы.

Задачу кинематического управления системой (4), (5), (14), (15), (17)–(19), (21)–(23) поставим следующим образом. Пусть задан программный закон изменения  $N$  углов  $\varphi_k(t)$ ,  $\psi_l(t)$ ,  $\theta_m(t)$  взаимного поворота звеньев. Требуется определить движение системы (переменные  $X_0(t)$ ,  $Y_0(t)$ ,  $Z_0(t)$ ,  $X_0(t)$ ,  $\dot{Y}_0(t)$ ,  $\dot{Z}_0(t)$ ,  $a_{ij}^0(t)$  ( $i, j = 1, \dots, 3$ ),  $\omega_{x,0}(t)$ ,  $\omega_{y,0}(t)$ ,  $\omega_{z,0}(t)$ ), описывающие движение несущей платформы, и функции упругих перемещений звеньев  $u_n(x_n, t)$ ,  $v_n(x_n, t)$ ,  $w_n(x_n, t)$ ,  $\gamma_n(x_n, t)$ ;  $n = 1, \dots, N$ ), а также найти управляющие моменты  $M_n^e(t)$ , обеспечивающие реализацию  $N$  заданных зависимостей  $\varphi_k = \varphi_k(t)$ ,  $\psi_l = \psi_l(t)$ ,  $\theta_m = \theta_m(t)$  ( $k \neq l \neq m$ ).

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Для решения поставленной задачи кинематического управления использовалась развитая авторами в работе [5] методика, основанная на совместном применении метода начальных параметров [3], одновременного метода Рунге–Кутта 4-го порядка [9], процедуры дискретной ортогонализации Годунова [4] и многошагового метода предиктор–корректор Адамса–Башфорта [9] для интегрирования разрешающих уравнений по пространственным и временной координатам, а также неявной схемы Хуболта [2] представления частных производных по временной координате их конечно-разностными аналогами.

Рассмотрим результаты моделирования динамики робота-манипулятора для случая его движения в одной из координатных плоскостей. Примем, например, что движение робота происходит в плоскости  $OXY$  инерциальной системы координат из состояния покоя, в котором оси жестко связанной с платформой системы координат  $O_0x_0y_0z_0$  совмещены с соответствующими осями системы  $OXYZ$ , а оси  $O_i x_i$  ( $i = 1, 2$ ) — с осью  $O_0 x_0$ . Точка  $O_1$  шарнирного присоединения начала первого звена к платформе лежит на оси  $O_0 x_0$  и отстоит от точки  $O_0$  на 0.5 м.

При расчетах принято, что несущая платформа имеет массу  $M_0 = 5 \cdot 10^3$  кг и моменты инерции  $I_{x,0} = 1.417 \cdot 10^4$  кг·м<sup>2</sup>,  $I_{y,0} = 4.167 \cdot 10^3$  кг·м<sup>2</sup>,  $I_{z,0} = 1.083 \cdot 10^4$  кг·м<sup>2</sup>. Звенья манипулятора представляют собой трубчатые алюминиевые стержни дли-

ной  $l_1 = 6$  м,  $l_2 = 5$  м с одинаковыми наружными ( $D_1 = D_2 = 10$  см) и внутренними ( $d_1 = d_2 = 5$  см) диаметрами. Плотность материала обоих звеньев  $\rho = 2.7 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>, модуль упругости  $E = 6.8 \cdot 10^{10}$  Па. Переносимый манипулятором груз представляет собой шарообразное тело с радиусом  $r = 0.3$  м, массой  $M_3 = 887.4$  кг и моментами инерции  $I_{x,3} = I_{y,3} = I_{z,3} = 31.945$  кг·м<sup>2</sup>.

Кинематически управляемое движение манипулятора осуществляется в результате изменения углов  $\theta_1(t)$ ,  $\theta_2(t)$  в течение 12 с по заданному закону. Графики изменения вторых производных  $\ddot{\theta}_1(t)$ ,  $\ddot{\theta}_2(t)$  представлены на рис. 2, а, б. Максимумы их абсолютных значений равны  $|\ddot{\theta}_1(t)|_{\max} = 0.04361$  с<sup>-2</sup>,  $|\ddot{\theta}_2(t)|_{\max} = 0.02181$  с<sup>-2</sup>, при этом полные углы поворотов составили  $\theta_1(12) = 60^\circ$ ,  $\theta_2(12) = 30^\circ$ . Движение системы исследовалось на отрезке времени  $0 \leq t \leq 15$  с.

Для анализа и тестирования полученных результатов дополнительно рассматривалась задача кинематического управления роботом-манипулятором с эквивалентными физическими и геометрическими характеристиками, звенья которого считались абсолютно жесткими. Построенная в таких предположениях система обыкновенных дифференциальных уравнений динамики жесткого робота обладает первыми интегралами движения, которые в настоящей работе использованы для контроля точности расчетов, выполненных в упругом случае (рис. 2).

Можно заметить (рис. 2, в, г, д, функции  $X_0(t)$ ,  $Y_0(t)$ ,  $\theta_0(t)$ ), что влияние упругой податливости звеньев на движение платформы невелико и проявляется лишь на участках разгона и торможения системы.

При кинематическом управлении углы  $\theta_1(t)$ ,  $\theta_2(t)$  изменяются по заданному закону и от податливости звеньев не зависит. Однако углы поворота  $\alpha_1(t) = \arccos(\alpha_{11}^1(t))$ ,  $\alpha_2(t) = \arccos(\alpha_{11}^2(t))$  связанных со звеньями систем координат  $O_1x_1y_1z_1$ ,  $O_2x_2y_2z_2$  относительно инерциальной системы  $OXYZ$  включают в себя и углы упругих поворотов. Графики функций этих углов (рис. 2, е, ж) свидетельствуют, что в режиме управляемого движения ( $0 \leq t \leq 12$  с) влияние на них упругих искривлений звеньев заметно.

После прекращения управления движением ( $t > 12$  с) упругие перемещения  $v_1(l_1)$ ,  $v_2(l_2)$  концов звеньев становятся относительно малыми и для заданных параметров управления их влияние на движение системы в целом оказывается слабо ощущимым.

Профили функций моментов  $M_1^e(t)$ ,  $M_2^e(t)$  в шар-

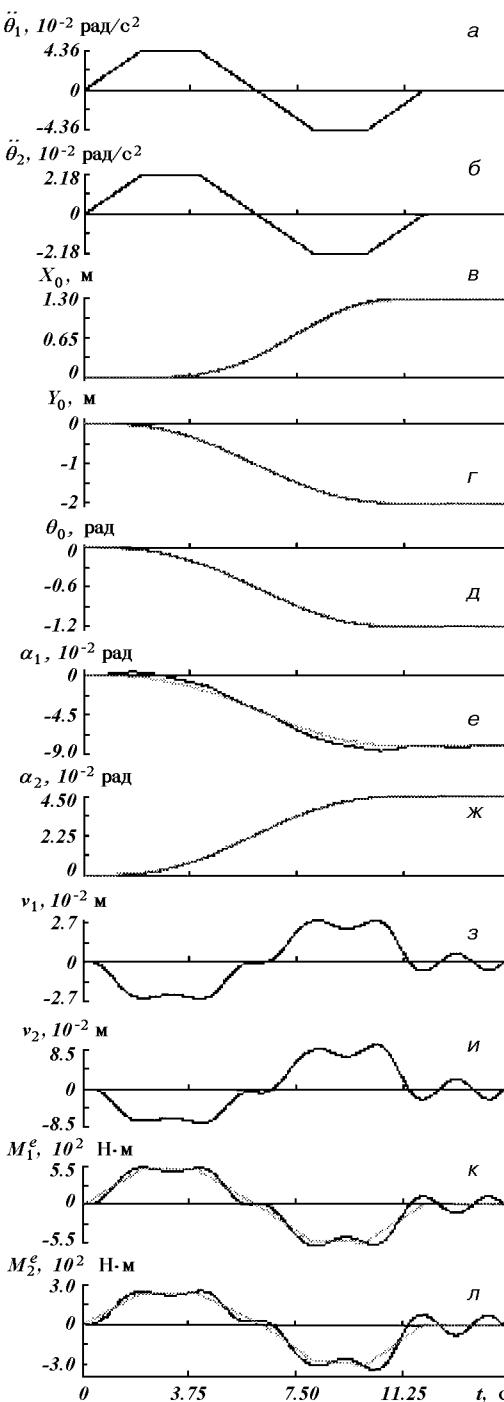


Рис. 2. Динамические характеристики двузвенного робота-манипулятора при движении в плоскости  $OXY$ : а, б — угловые ускорения  $\dot{\theta}_1(t)$ ,  $\dot{\theta}_2(t)$  взаимного поворота звеньев; в, г, д, — функции  $X_0(t)$ ,  $Y_0(t)$ ,  $\theta_0(t)$ , характеризующие движение несущей платформы; е, ж — углы поворота  $\alpha_1(t)$ ,  $\alpha_2(t)$  звеньев манипулятора относительно инерциальной системы координат; з, и — упругие перемещения  $v_1(l_1)$ ,  $v_2(l_2)$  концов звеньев; к, л — управляющие моменты  $M_1^e(t)$ ,  $M_2^e(t)$  в соединительных шарнирах. Сплошные линии — упругая модель, пунктирные — жесткая

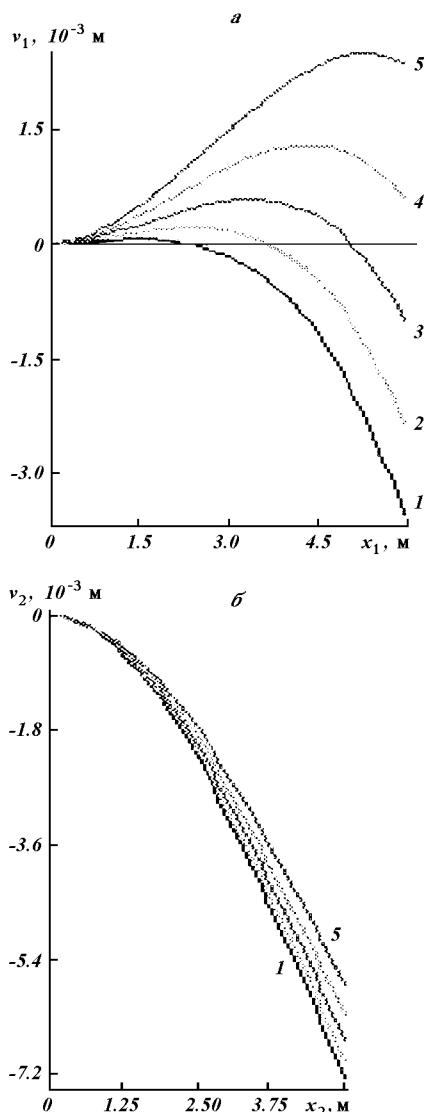


Рис. 3. Формы 1—5 изгиба  $v_1(x_1)$  первого (а) и  $v_2(x_2)$  второго (б) звеньев в последовательные моменты времени  $t = 6.375, 6.4, 6.425, 6.45, 6.475$  с

нирах (рис. 2, к, л) для жесткого манипулятора близки к профилям функций угловых ускорений  $\ddot{\theta}_1(t), \ddot{\theta}_2(t)$ . Учет гибкости звеньев манипулятора приводит к заметному изменению функций  $M_1^e(t), M_2^e(t)$ , которые оказываются отличными от нуля и при  $t > 12$  с.

На рис. 3 даны пять различных форм изгиба

первого (а) и второго (б) звеньев, полученные в последовательные моменты времени. Каждая из них представляет собой суперпозицию по меньшей мере двух первых форм собственных парциальных колебаний.

1. Алпатов А. П., Белононко П. А., Горбунцов В. В. и др. Динамика пространственных развитых механических систем изменяемой конфигурации. — К.: Наук. думка, 1990.—256 с.
2. Бате К., Вилсон Е. Численные методы анализа и метод конечных элементов. — М.: Стройиздат, 1982.—447 с.
3. Бидерман В. Л. Механика тонкостенных конструкций. — М.: Машиностроение, 1977.—488 с.
4. Годунов С. К. О численном решении краевых задач для систем обыкновенных дифференциальных уравнений // Успехи мат. наук.—1961.—16, вып. 3 (99).—С. 171—174.
5. Гуляев В. И., Завражина Т. В. Динамика пространственных движений робота-манипулятора // Космічна наука і технологія.—1997.—3, № 3/4.—С. 90—95.
6. Лойцянский Л. Г., Лурье А. И. Курс теоретической механики. — М.: Наука, 1982.—Т. 1.—352 с.
7. Лойцянский Л. Г., Лурье А. И. Курс теоретической механики. — М.: Наука, 1983.—Т. 2.—640 с.
8. Лурье А. И. Аналитическая механика. — М.: Физматгиз, 1961.—827 с.
9. Хайрер Э., Нерсерт С., Ваннер Г. Решение обыкновенных дифференциальных уравнений. Нежесткие задачи. — М.: Мир, 1990.—512 с.
10. Damaren Chris, Sharf Inna. Simulation of flexible-link manipulators with inertial and geometric nonlinearities // Trans. ASME. J. Dyn. Syst., Meas. and Contr.—1995.—117, N 1.—P. 74—87.
11. Kirk C. L., Oria A., Hammer F. Slewing dynamics and vibration control of flexible space shuttle remote manipulator // AAS // AIAA Astrodynamics Specialist Conference, Halifax, Canada, 1995.—19 p.
12. Van Woerkom P. Th. L. M. Modified dynamics modelling for maneuvering flexible space manipulators // J. Sound and Vibr.—1995.—179, N 5.—P. 777—792.
13. Xu Jianke, Bainum Peter M. Dynamics of flexible multi-link robots arms with mass center offset // Acta astronaut.—1995.—36, N 2.—P. 99—111.

#### STUDYING THE DYNAMICS OF HIGH-SPEED ELASTIC KINEMATICALLY CONTROLLED ROBOT-MANIPULATOR

T. V. Zavrazhina and N. M. Zavrazhina

We set out the problem on controlling kinematically spatial motions of a flexible multi-link space robot-manipulator under conditions of its high-speed manoeuvring. The constructed mathematical model of the system dynamics takes into account the distributed properties of elasticity and inertia of the manipulator links, which are at the state of compound motion. We give an example of the numerical investigation of dynamical characteristics of a two-link robot when it is employed to carry a load.

УДК 629.78

# Математическая модель динамики большой космической конструкции

**В. П. Делямуре, Д. А. Храмов**

Інститут технічної механіки НАН та НКА України, Дніпропетровськ

*Надійшла до редакції 23.12.97*

Подается новый підхід до математического опису динаміки великої космічної конструкції як деформованого тіла. Вводиться поняття кінематичних параметрів для руху деформованого тіла. Враховується скінченна швидкість поширення механічної взаємодії. Тривимірна модель динаміки замінюється еквівалентною чотиривимірною моделлю статики, для якої наведені умови рівноваги сил і моментів.

## ВВЕДЕНИЕ

Перспективы развития космической техники связаны с созданием качественно новых космических объектов — больших космических конструкций (БКК). Одной из основных проблем, возникающих в процессе проектирования таких объектов, является разработка адекватной модели их динамики. Несмотря на значительные достижения в области вычислительных процессов, до сих пор не удалось создать математическую модель, адекватно описывающую динамику БКК.

В настоящее время преимущественно применяются модели БКК в виде систем твердых тел [4], эквивалентных балок [2] и т. п. Такого рода модели не учитывают существенных особенностей, определяющих характер движения БКК.

Для полного и детального описания динамики БКК как деформируемого тела необходимы кинематические параметры, подобные углам Эйлера в кинематике абсолютно твердого тела, но описывающие, помимо поворотов, также сдвиги и растяжения (сжатия) и позволяющие получить кинематические уравнения движения БКК. В рамках существующих методов кинематика БКК не рассматривается вообще. В рассматриваемой здесь математи-

ческой модели введены все необходимые кинематические параметры.

В упругом теле, каковым является БКК, механическое взаимодействие распространяется со скоростью звука. Усилие, приложенное в некоторой точке БКК, начинает действовать на другую ее точку, удаленную от первой, только спустя некоторое время. По этой причине динамика реальной БКК должна существенно отличаться от динамики конструкции, составленной из абсолютно твердых тел или балок, в которых скорость распространения механического взаимодействия по умолчанию принимается бесконечно большой.

Учет конечной скорости распространения механического взаимодействия при построении модели динамики БКК естественным образом приводит к четырехмерному математическому формализму.

При использовании четырехмерной модели исчезает разница между статикой и динамикой. Точнее, классическая трехмерная динамика рассматривается как четырехмерная статика. Четырехмерные уравнения равновесия сил и моментов, будучи по форме аналогичными соответствующим уравнениям трехмерной статики, описывают динамику БКК и позволяют определить все характеристики движения.

## КИНЕМАТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ

В каждой точке конструкции в каждый момент времени определен подвижный четырехмерный векторный базис. Локальная деформация конструкции рассматривается как изменение этого базиса по сравнению с абсолютным базисом, характеризующим натуральное состояние конструкции, и описывается кинематическими параметрами  $\Lambda_i^j$  ( $i, j = 0, \dots, 3$ ), которые могут быть объединены в матрицу

$$\Lambda = \begin{bmatrix} \Lambda_0^0 & \Lambda_1^0 & \Lambda_2^0 & \Lambda_3^0 \\ \Lambda_0^1 & \Lambda_1^1 & \Lambda_2^1 & \Lambda_3^1 \\ \Lambda_0^2 & \Lambda_1^2 & \Lambda_2^2 & \Lambda_3^2 \\ \Lambda_0^3 & \Lambda_1^3 & \Lambda_2^3 & \Lambda_3^3 \end{bmatrix}.$$

Кинематические параметры имеют смысл квазикоординат и описывают поворот, сдвиг, растяжение (сжатие) и скорость движения подвижного базиса по отношению к абсолютному базису во всех точках БКК во все моменты времени.

Частные производные кинематических параметров имеют смысл квазискоростей и в совокупности образуют объект связности

$$\Omega_{ki}^j = \partial_k \Lambda_i^j, \quad (i, j, k = 0, \dots, 3).$$

Здесь  $\partial_k$  — символ частной производной по координате  $x^k$ , индекс ноль соответствует временной координате.

## ТЕНЗОР ДЕФОРМАЦИИ

Четырехмерный тензор деформации имеет вид

$$D_k^i = \nabla_k \xi^i, \quad (i, k = 0, \dots, 3),$$

где  $\xi^i$  — четырехмерный вектор, соединяющий две различные точки тела в два различных момента времени;  $\nabla_k$  — символ абсолютной производной по координате  $x^k$ . Более подробно

$$D_k^i = \partial_k \xi^i + \Omega_{kp}^i \xi^p.$$

Введенный таким образом тензор деформации  $D_k^i$  в общем случае нелинеен. Нелинейность обусловлена наличием связности.

Физическое истолкование элементов тензора деформации  $D_k^i$  состоит в следующем.

Элементы  $D_k^i$  ( $i, k = 1, \dots, 3$ ) в линейном случае при  $\Omega_{kp}^i = 0$  совпадают с элементами обычного линейного тензора деформации  $\varepsilon_k^i$  [3]:

$$D_k^i = \varepsilon_k^i, \quad (i, k = 1, \dots, 3)$$

и описывают локальную деформацию, вызванную

движением точки относительно неизмененного базиса, то есть чисто относительным ее движением.

В нелинейном случае элементы тензора

$$D_k^i = \partial_k \xi^i + \Omega_{kp}^i \xi^p, \quad (i, k, p = 1, \dots, 3)$$

описывают ту же деформацию, но уже с учетом движения базиса, т. е. с учетом переносного движения точки.

Элементы  $D_0^i$  ( $i = 1, \dots, 3$ ) в линейном случае имеют смысл скорости  $v^i$  поступательного движения частицы, отнесенной к скорости звука  $a$ , но без учета движения базиса:

$$D_0^i = \frac{\partial \xi^i}{\partial x^0} = \frac{1}{a} \frac{\partial \xi^i}{\partial t} = \frac{v^i}{a}.$$

В нелинейном случае учитывается также скорость, вызванная движением базиса, аналогично скорости  $v = \omega \times r$  в механике абсолютно твердого тела, но включающая в себя скорость, вызванную, кроме вращения, также сдвигом и растяжением (сжатием) базиса.

Элемент  $D_0^0$  имеет смысл относительного изменения температуры.

$$D_0^0 = - \frac{\Delta T}{T_*},$$

где  $T_*$  — температура в натуральном состоянии;  $\Delta T$  — прирост температуры по отношению к натуральному состоянию.

Компоненты  $D_i^0$  ( $i = 1, \dots, 3$ ) тензора деформации описывают диссиацию механической энергии посредством превращения ее в тепло и выравнивания температуры за счет теплопроводности, они пропорциональны градиенту температуры

$$D_i^0 = - \frac{\alpha}{\mu T_*} \frac{\partial T}{\partial x^i},$$

где  $\alpha$  — коэффициент теплопроводности;  $\mu$  — коэффициент вязкости.

## ТЕНЗОР ВНЕШНИХ НАПРЯЖЕНИЙ

Внешние воздействия, приложенные к четырехмерному структурному элементу, можно описать четырехмерным тензором напряжений

$$P = \begin{bmatrix} P_0^0 & P_0^1 & P_0^2 & P_0^3 \\ P_1^0 & P_1^1 & P_1^2 & P_1^3 \\ P_2^0 & P_2^1 & P_2^2 & P_2^3 \\ P_3^0 & P_3^1 & P_3^2 & P_3^3 \end{bmatrix}.$$

Элементы тензора напряжений  $P_i^j$  ( $i, j = 1, \dots, 3$ )

имеют смысл классического тензора напряжений  $\sigma_i^j$  [3]

$$P_i^j = \sigma_i^j, \quad (i, j = 1, \dots, 3).$$

Остальные элементы тензора  $P_i^j$  имеют следующий смысл.

Пусть на конструкцию действует объемная сила  $f^i$  ( $i, j = 1, \dots, 3$ ). Плотность импульса силы имеет вид:

$$p^j = \int f^i dt.$$

Элементы  $P_0^j$  тензора внешних напряжений выражаются через плотность импульса объемной силы:

$$P_0^j = ap^j, \quad (j = 1, \dots, 3).$$

Пусть  $q_i$  — вектор плотности потока тепла, характеризующий количество тепла, проходящего через единичную площадку в единицу времени в некотором направлении. Соответствующие элементы четырехмерного тензора напряжений определяются следующим образом:

$$P_i^0 = q_i/a, \quad (i = 1, \dots, 3).$$

Элемент  $P_0^0$  тензора внешних напряжений выражается через удельное теплосодержание  $Q$  следующим образом:

$$P_0^0 = -Q.$$

Четырехмерный тензор внешних напряжений можно записать в виде

$$\mathbf{P} = \begin{bmatrix} -Q & ap^1 & ap^2 & ap^3 \\ q_1/a & \sigma_1^1 & \sigma_1^2 & \sigma_1^3 \\ q_2/a & \sigma_2^1 & \sigma_2^2 & \sigma_2^3 \\ q_3/a & \sigma_3^1 & \sigma_3^2 & \sigma_3^3 \end{bmatrix},$$

явно показывающем физическое содержание его компонентов.

## УРАВНЕНИЯ РАВНОВЕСИЯ

В трехмерной статике рассматриваются условия равновесия внешних и внутренних сил и моментов [1]. В четырехмерном случае гиперповерхность  $S$  трехмерна, ее элемент  $dS^i$  имеет следующие компоненты:

$$dS^0 = dx^1 dx^2 dx^3,$$

$$dS^1 = dx^0 dx^2 dx^3,$$

$$dS^2 = dx^0 dx^1 dx^3,$$

$$dS^3 = dx^0 dx^1 dx^2,$$

где  $x^0$  — временная координата;  $x^1, x^2, x^3$  — пространственные координаты.

Четырехмерная внешняя сила, действующая на элемент гиперповерхности, описывается следующим образом:

$$dF^j = P_i^j \sqrt{g} dS^i.$$

Здесь  $g$  — модуль детерминанта метрического тензора.

Четырехмерный главный вектор внешних сил есть интеграл по гиперповерхности:

$$F^j = \int_S P_i^j \sqrt{g} dS^i.$$

Четырехмерная внутренняя сила, действующая на элемент  $dS^i$  гиперповерхности описывается формулой

$$dR^j = ED_i^j \sqrt{g} dS^i,$$

где  $E$  — модуль упругости.

Четырехмерный главный вектор внутренних сил есть интеграл по гиперповерхности:

$$R^j = \int_S ED_i^j \sqrt{g} dS^i.$$

Уравнение равновесия сил имеет вид

$$\int_S ED_i^j \sqrt{g} dS^i = \int_S P_i^j \sqrt{g} dS^i.$$

Четырехмерный момент внешних сил, действующий на элемент  $dS^i$  гиперповерхности, равен

$$dM^{kj} = \xi^k dF^j,$$

или

$$dM^{kj} = \xi^k P_i^j \sqrt{g} dS^i.$$

Величина  $dM^{kj}$  кроме антисимметричной части

$$dM^{[kj]} = \frac{1}{2} (\xi^k dF^j - \xi^j dF^k),$$

описывающей момент силы в точном смысле и вызывающей крутильную деформацию, содержит в себе также симметричную часть

$$dM^{(kj)} = \frac{1}{2} (\xi^k dF^j + \xi^j dF^k),$$

которая описывает некую силовую характеристику, подобную моменту, но вызывающую сдвиг и растяжение.

Главный момент внешних сил имеет вид:

$$M^{kj} = \int_S \xi^k P_i^j \sqrt{g} dS^i.$$

Аналогичным образом можно получить выражение для главного момента внутренних сил:

$$L^{kj} = \int_S E\xi^k D_i^j \sqrt{g} dS^i.$$

Уравнение равновесия моментов имеет вид

$$\int_S E\xi^k D_i^j \sqrt{g} dS^i = \int_S \xi^k P_i^j \sqrt{g} dS^i.$$

Полученные уравнения равновесия описывают не только равновесие сил и моментов в смысле теории упругости, но и равновесие тепловых потоков.

### ОСОБЕННОСТИ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Полученная математическая модель динамики БКК как деформируемого тела имеет общий характер и в принципе позволяет определить смещение, деформацию и температуру во всех точках конструкции во все моменты времени. Следует отметить, что при моделировании динамики конкретных конструкций возникают следующие проблемы.

Первая проблема заключается в обратном переводе содержания четырехмерных понятий на обычный язык динамики. Эта проблема вызывает наименьшие затруднения. Физическое содержание тензора деформации и тензора внешних воздействий известно. Для вычислительных целей достаточно описать во времени внешние воздействия (естественные или управляющие) в различных точках БКК. Трехмерная гиперповерхность, фигурирующая в модели — это обычная двумерная поверхность БКК, взятая во все моменты времени.

Вторая проблема связана с математическим описанием геометрии БКК. Реальная конструкция, например орбитальная станция, может иметь чрезвычайно сложные геометрические очертания. Математическая модель ее поверхности может оказаться практически бесполезной вследствие своей громоздкости и вытекающих отсюда вычислительных трудностей. Выход состоит либо в идеализации, упрощении геометрической модели БКК, либо в разбиении ее на поддающиеся простому описанию элементы и поэлементном расчете динамики с последующим сопряжением результатов. В этом случае необходимо разработать метод такого сопряжения.

Обе эти проблемы не вытекают из предложенного метода расчета динамики БКК, являясь самостоятельными и общими для любого метода.

Третья проблема связана с алгоритмом вычислений. Уравнения равновесия — это нелинейные интегральные уравнения над четырехмерной обла-

стью переменных, содержащие в подынтегральной функции частные производные. Регулярных численных методов решения таких уравнений нет. Поэтому для решения уравнений равновесия были разработаны проблемно-ориентированный численно-аналитический метод и реализующий его вычислительный алгоритм, допускающие прозрачное физическое истолкование. Алгоритм обладает максимально возможной общностью: переменная часть алгоритма включает в себя только описание геометрии конкретной конструкции и внешних воздействий, а вычислительное ядро алгоритма универсально.

С учетом первых двух проблем для численного анализа динамики были выбраны два класса объектов: БКК, имеющие достаточно простую форму (поле солнечных батарей, антенное поле) и элементы конструкции, которые требуют детального описания их формы (параболическая антenna, солнечный концентратор).

Результаты расчетов позволяют говорить о том, что разработанная математическая модель динамики БКК и соответствующий ей метод вычислений работоспособны и обеспечивают полный и точный расчет динамики БКК или ее элементов.

Подробное описание алгоритма выходит за рамки данной статьи.

Работа выполнена в рамках НИР «Динамика. Разработка теоретических и методических вопросов создания перспективных летательных аппаратов космической техники.» НКА Украины.

1. Лурье А. И. Теория упругости. — М.: Наука, 1970.—940 с.
2. Нур Г. С., Райан Р. С., Скофилд Х. Н., Симс Дж. Л. Динамика больших космических конструкций и управление ими // Аэрокосмическая техника.—1985.—3, № 6.— С. 129—147.
3. Работнов Ю. Н. Механика деформируемого твердого тела. — М.: Наука, 1979.—744 с.
4. Haug E. Large scale computational issues in the dynamics of large space structures // Space-New Commun. Opportun. Proc. 34th Annu AAS Int. Conf. Houston, Tex., Nov. 3—5, 1987. — San Diego (Calif.), 1989.—P. 319—326.

### MATHEMATICAL MODEL OF THE DYNAMICS OF A BIG SPACE STRUCTURE

V. P. Delamoure and D. A. Khramov

We propose a new approach to the mathematical description of the dynamics of a large space structure as a deformable body. The concept of kinematic parameters as applied to the motion of deformable body is proposed. The finite velocity of the propagation of mechanical interaction is taken into account. The three-dimensional model of dynamics is substituted by equivalent four-dimensional model of statics, and the equilibrium equations of forces and torques are given for the latter model.

УДК 621.3:536.24

# Алгоритм глобального теплового расчета систем терморегулирования космических аппаратов

**Г. А. Иванова, А. С. Макарова, В. И. Завелион, О. Ю. Кострицын**

Дніпропетровський державний університет

*Надійшла до редакції 28.12.96*

Запропоновано економний алгоритм теплового розрахунку для систем терморегулювання різної конфігурації з довільною кількістю структурних елементів.

## ПРИНЦИПЫ ДИСКРЕТИЗАЦИИ СИСТЕМ ТЕМПОРЕГУЛИРОВАНИЯ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ

Процесс теплопереноса в системах терморегулирования (СТР) космических аппаратов характеризуется относительно плавным изменением температуры по трактам контура. Для основных структурных элементов СТР, особенно для участков трубопроводов, оно довольно близко к линейному. Это позволяет при выделении расчетных элементов в системе терморегулирования для большинства из них принять, что элемент заключен между двумя узлами (узел на входе и узел на выходе). Такие элементы будем называть двухузловыми. К ним могут быть отнесены участки трубопроводов, теплообменники, приборы, нагреватели.

Исключение составляют элементы, в которых происходит слияние нескольких ветвей контура. К таким элементам относятся регуляторы расхода и расширительные емкости. Рассматривая их в качестве отдельных расчетных элементов, мы фактически применяем модель с сосредоточенными параметрами [1]. Кроме того, в отличие от двухузловых элементов эти «элементы-смесители» являются многоузловыми (число узлов равно общему количеству ветвей на входе и выходе из элемента). При выборе узлов для общего теплового расчета СТР будем руководствоваться следующим принципом:

каждый активно влияющий на тепловой баланс в системе структурный элемент должен быть «окружен» узлами. Для большинства СТР такими элементами будут приборы, теплообменники, нагреватели. При выделении расчетного элемента — участка трубопровода под длиной последнего будем понимать суммарную длину трубопроводов, на протяжении которой наблюдается незначительное изменение температуры. Для теплообменников, приборов, нагревателей характерно нелинейное изменение температуры по трактам проходящих через них трубопроводов. Следует, однако, отметить, что при глобальном тепловом расчете интерес представляет не сам закон распределения температуры по тракту, а ее абсолютное изменение между входом и выходом. Это позволяет рассматривать указанные структурные элементы и участки трубопроводов с единых позиций, варьируя лишь условия однозначности.

## РАСЧЕТНЫЕ СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ СТРУКТУРНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ СТР

Температурное поле структурного элемента СТР, рассматриваемого как двухузловой расчетный элемент, описывается с помощью обобщенного уравнения теплопереноса [1]

$$\rho c_p F \frac{\partial T}{\partial t} = -G c_p \frac{\partial T}{\partial x} + k \Pi(T_{cp} - T), \quad (1)$$

где  $E(x)$ ,  $\Pi(x)$  — площадь и периметр поперечного сечения канала;  $k$  — коэффициент теплопередачи между жидкостью и окружающей средой с температурой  $T_{cp}$ ;  $G$ ,  $\rho$ ,  $c_p$  — массовый расход, плотность, теплоемкость жидкости.

Достаточная громоздкость СТР не всегда дает возможность провести внутреннюю дискретизацию каждого структурного элемента. Кроме того, наличие разветвлений не позволяет провести последовательную нумерацию узлов по тракту. Необходим ввод независимой системы нумерации узлов системы.

Исходя из вышеизложенного, примем, что любой двухузловой расчетный элемент с номером  $e$  заключен между узлами с некоторыми номерами  $i$  и  $j$ . Конечно-разностная аппроксимация уравнения (1) по неявной схеме запишется следующим образом:

$$\frac{T_j^n - T_j^{n-1}}{\tau} \rho c_p = -G c_p \frac{T_j^n - T_i^n}{L} + k \Pi(T_{cp}^n - T_i^n), \quad (2)$$

где  $L$  — суммарная длина тракта, приходящегося на данный элемент.

Разрешая (2) относительно  $T_j^n$ , получаем

$$T_j^n = A_{e_{ij}} T_i^n + B_{e_{ij}}, \quad (3)$$

где

$$A = \frac{\frac{G c_p}{L}}{\frac{\rho c_p F}{\tau} + \frac{G c_p}{L} + k \Pi}, \quad (4)$$

$$B = \frac{\frac{\rho c_p F}{\tau} T_i^{n-1} + k \Pi T_{cp}^n}{\frac{\rho c_p F}{\tau} + \frac{G c_p}{L} + k \Pi}.$$

Соотношение вида (3) является окончательным для последующего включения любого двухузлового элемента в общий алгоритм расчета. Идентификация каждого из элементов достигается при задании величин, входящих в это уравнение.

Для расчета многоузловых элементов воспользуемся известной формулой для определения температуры в смесителе. В наиболее простом случае для трехузлового элемента она имеет следующий вид:

$$T_k = \frac{G_{e_i} T_i + G_{e_j} T_j}{G_0}, \quad (5)$$

где  $T_k$  — результирующая температура,  $T_j$ ,  $T_i$  —

температуры смещающихся потоков;  $G_{e_i}$ ,  $G_{e_j}$  — массовые расходы в элементах  $e_i$ ,  $e_j$ , находящихся на соединяющихся магистралях перед входом в смеситель,  $G_0 = G_{e_i} + G_{e_j}$  — общий массовый расход в контуре СТР.

В состав любой СТР входят конструктивные элементы, обеспечивающие заданный режим движения рабочей жидкости и при этом не оказывающие заметного влияния на изменение температуры теплоносителя. К таким элементам можно отнести блоки клапанов, а также различные местные сопротивления. В рамках единого подхода к дискретизации СТР, обеспечивающего возможность как гидравлического, так и теплового расчета, будем такие элементы при тепловом расчете рассматривать как фиктивные. Это означает, что температура теплоносителя в этих фиктивных элементах предполагается постоянной. Формальная реализация этого положения очень проста: в унифицированном соотношении (3) следует положить  $A = 1$ ,  $B = 0$ .

## ПОСТРОЕНИЕ ОБЩЕГО АЛГОРИТМА ТЕПЛОВОГО РАСЧЕТА СТР

При построении алгоритма будем рассматривать СТР как объединение фрагментов с последовательным соединением двухузловых элементов, связь между фрагментами осуществляется через многоузловые элементы-смесители. Отметим, что прямое объединение уравнений вида (3) в систему не представляет особых сложностей, но в случае разветвленных СТР приводит к необходимости решения систем линейных уравнений очень большого порядка [1, 2]. Излагаемый ниже альтернативный подходщен данного недостатка.

Применяя для последовательности двухузловых элементов, соединяющих, например, 1-й и  $j$ -й узлы, соотношение вида (3), получаем следующую рекуррентную формулу:

$$T_j = \alpha_{1,j} T_1 + \beta_{1,j}, \quad (6)$$

где

$$\alpha_{1,j} = A e_{i,j} \alpha_{1,i}, \quad (7)$$

$$\beta_{1,j} = A e_{i,j} \beta_{1,i} + B e_{i,j},$$

т. е. вычисляются через аналогичные соотношения для предыдущих элементов. Начальные значения коэффициентов  $\alpha_{1,1}$ ,  $\beta_{1,1}$  задаются с помощью очевидного тождества  $T_1 = T_{1,1}$ , откуда

$$\alpha_{1,1} = 1, \quad \beta_{1,1} = 0. \quad (8)$$

Построим аналогичную рекуррентную формулу

для структурных элементов, в которых происходит слияние различных ветвей СТР. После очевидных преобразований выражений (5) и (6) получим

$$T_k = \alpha_{1,k} T_1 + \beta_{1,k}, \quad (9)$$

где

$$\begin{aligned} \alpha_{1,k} &= \frac{\alpha_{1,i} G_{e_i} + \alpha_{1,j} G_{e_j}}{G_0}, \\ \beta_{1,k} &= \frac{\beta_{1,i} G_{e_i} + \beta_{1,j} G_{e_j}}{G_0}. \end{aligned} \quad (10)$$

Таким образом, любой элемент может быть описан с помощью унифицированного соотношения вида (6).

Учитывая замкнутость контура СТР, для структурного элемента, соединяющего 1-й и  $N$ -й узлы, можно записать соотношение вида (6) с очевидным дополнением, откуда

$$T_1 = \frac{\beta_{1,N+1}}{1 - \alpha_{1,N+1}}. \quad (11)$$

Итак, алгоритм общего теплового расчета СТР произвольной конфигурации может быть сформулирован в виде следующей последовательности шагов.

1. Для всех структурных элементов системы, моделируемых двухузловыми элементами, вычисляются коэффициенты  $A, B$ , зависящие только от типа элемента и входных параметров. Для многоузловых элементов они не вычисляются.

2. По рекуррентным формулам вида (7) для двухузловых и вида (10) для многоузловых элемен-

тов вычисляются коэффициенты  $\alpha_{1,j}, \beta_{1,j}$  ( $j = 1, N$ ).

3. По формуле (11) вычисляется значение температуры  $T_1$  в первом узле.

4. По рекуррентной формуле вида (6) вычисляются значения температуры в остальных расчетных точках ( $T_j$  при  $j = 2, N$ ).

Предложенный алгоритм является экономичным, поскольку не требует хранения полной матрицы коэффициентов разрешающей системы уравнений. Действия производятся только с ненулевыми элементами, за счет чего обеспечивается относительно малое время расчета даже для СТР, содержащих большое количество структурных элементов. Это позволяет использовать данный алгоритм в качестве инструмента для проведения широкого вычислительного эксперимента по отработке СТР для КА различного назначения.

1. Дульнев Г. Н., Парfenov В. Г., Сигалов А. В. Методы расчета теплового режима приборов. — М.: Радио и связь, 1990.—312 с.
2. Малоземов В. В. Тепловой режим космических аппаратов. — М.: Машиностроение, 1980.—367 с.

#### ALGORITHM FOR GLOBAL THERMAL CALCULATIONS OF TEMPERATURE CONTROL SYSTEMS IN SPACE VEHICLES

G. A. Ivanova, A. S. Makarova, V. I. Zavelion,  
and O. Yu. Kostritsyn

An efficient algorithm of thermal calculation is proposed for temperature control systems of different configurations with an arbitrary number of structural elements.

УДК 621.3

## Некоторые аспекты систем терmostатирования моделирования космических аппаратов

**А. С. Макарова, Г. А. Иванова, В. И. Завелион**

Дніпропетровський державний університет

*Надійшла до редакції 28.12.96*

Розглянуто основні вимоги, що їх повинні задовольняти загальні математичні моделі розрахунку систем терморегулювання. Показано, що найперспективнішими є комбіновані моделі, які включають як інженерні методики, так і постановки краївих задач для рівнянь в частинних похідних.

Системы терморегулирования (СТР) являются неотъемлемой частью технических комплексов, обеспечивающих жизнедеятельность космических аппаратов различного назначения. Их разработка и проектирование невозможны без прогнозирования и проверки предлагаемых технических решений. Основным способом анализа разрабатываемых СТР до настоящего времени является их экспериментальная проверка. Этот путь, как правило, сопряжен со значительными техническими и материальными затратами. При этом экспериментальные исследования в большинстве случаев проходят на модельных СТР, которые, вообще говоря, не вполне адекватны своим реальным прототипам. Следует также отметить, что введение в современные СТР каких-либо новых структурных элементов потребует модификации имеющихся испытательных стендов.

В этих условиях с учетом интенсивного развития средств вычислительной техники возрастающее значение приобретает математическое моделирование СТР. Имеющиеся в настоящее время инженерные расчетные методики определения гидравлических и тепловых характеристик СТР основаны на простейших балансовых соотношениях и не достаточно адекватно отражают физические процессы, происходящие в системах терморегулирования. Основной причиной неполной адекватности инженерных методик, по-видимому, является то, что они не учитывают неравномерность распределения темпе-

ратуры в наиболее важных структурных элементах, к числу которых относятся прежде всего теплообменники. Для устранения этого недостатка представляется целесообразным включить в общие расчетные методики математические модели подобных структурных элементов, сводящиеся к краевым задачам теплопереноса. Такой комплексный подход, при котором каждый структурный элемент моделируется своей системой уравнений (балансовых, обыкновенных дифференциальных или в частных производных), отражающей его тепловое состояние, позволяет построить общую математическую модель, обладающую свойствами адекватности и относительной простоты.

Типы математических моделей СТР определяются условиями протекания процессов теплопереноса в структурных элементах этих систем, а также в системах в целом.

Функциональное назначение СТР для большинства систем космических аппаратов состоит в поддержании заданного температурного режима определенных объектов в течение длительного периода времени. В этих условиях параметры, определяющие процессы теплопереноса в автономных СТР, практически не изменяются во времени, поэтому математические модели, описывающие подобные системы терморегулирования, могут рассматриваться как статические [2]. Вместе с тем в процессе эксплуатации КА возможны ситуации, при которых СТР подвергаются воздействию дополнитель-

ных тепловых потоков. В этих случаях практический интерес представляет анализ процесса установления параметров после окончания локально-временного воздействия, а также определение времени выхода СТР на новый стационарный режим. Очевидно, что прогнозирование работы СТР в таких переходных режимах требует разработки динамических моделей систем терморегулирования [2].

Большинство разработанных до настоящего времени моделей составляют модели с сосредоточенными параметрами [1]. С математической точки зрения эти модели являются наиболее простыми, методы их решения достаточно хорошо разработаны [1, 2]. Вместе с тем широкое использование таких моделей для анализа тепловой работы реальных систем терморегулирования сопряжено с определенными трудностями, поскольку для адекватного описания СТР с помощью модели с сосредоточенными параметрами данную систему необходимо разбить на большое число фрагментов (узлов), в пределах которых было бы можно пренебречь пространственным изменением параметров теплопереноса. Кроме того, это разбиение всегда носит субъективный характер и зависит от опыта работы и квалификации разработчика. Следует также отметить наличие в составе СТР структурных элементов (например, теплообменники), для которых характерна существенная пространственная неоднородность температурного поля.

Для оптимального выбора типа модели того или иного элемента СТР необходим обстоятельный априорный анализ имеющейся информации о работе типовых структурных элементов рассматриваемого класса. Накопленный опыт исследований позволяет отнести к элементам, допускающим применение моделей с сосредоточенными параметрами, датчики температуры, давления, элементы автоматики, имеющие малые габариты и, как следствие, допускающие замену пространственного распределения температуры некоторой усредненной по поверхности (объему) температурой, изменяющейся только во времени. Кроме того, априорный анализ позволяет выделить те участки магистрали СТР, на которых изменением температуры рабочих жидкостей можно пренебречь. Последними из структурных элементов, к которым применим анализ на основе моделей с сосредоточенными параметрами, являются терmostатируемые объекты. Здесь необходимо отметить вынужденность такого упрощенного подхода, связанную с тем, что эти объекты включаются в СТР, имея заданный на соответствующих предприятиях-разработчиках весьма ограниченный набор интегральных гидравлических и тепловых характеристик. При этом закономерно возникает

вопрос о степени адекватности моделей и точности методов расчета для терmostатируемых объектов и собственно СТР. Эта проблема характерна для всех задач расчета СТР независимо от математической модели.

Необходимость учета пространственных изменений параметров теплопереноса в некоторых структурных элементах СТР требует использования моделей с распределенными параметрами. Помимо теплообменников к таким элементам могут быть отнесены смесители различных конструкций, в которых происходит пересечение магистралей теплоносителя и холдоносителя. В системе трубопроводов СТР могут быть участки, на которых температура рабочей жидкости существенно изменяется, что должно учитываться.

На основе вышеизложенного можно сделать следующие выводы.

1. Разрабатываемая математическая модель СТР должна быть гибридной, т. е. включать элементы всех рассмотренных выше моделей.

2. Определяющее значение приобретает априорный анализ структурных элементов СТР, на основе которого разрабатываются «частные» математические модели теплопереноса в отдельных элементах системы.

3. Применение гибридной математической модели потребует создания комплексного вычислительного алгоритма, в состав которого войдут различные для разных структурных элементов методики расчета, которые должны быть связаны между собой с помощью соотношений, моделирующих тепловые связи составных частей СТР.

Практическая реализация данных выводов позволит утвердить математическое моделирование как эффективное средство совершенствования проектно-конструкторских работ по созданию СТР КА различного назначения.

1. Дульнев Г. Н., Парfenov В. Г., Сигалов А. В. Методы расчета теплового режима приборов. — М.: Радио и связь, 1990.—312 с.
2. Малоземов В. В. Тепловой режим космических аппаратов. — М.: Машиностроение, 1980.—367 с.

#### SOME ASPECTS OF THE SIMULATION OF TEMPERATURE CONTROL SYSTEMS FOR SPACE VEHICLES

A. S. Makarova, G. A. Ivanova, and V. I. Zavelion

We discuss the essential features required of the general mathematical models for calculating temperature control systems. The most promising models showed combine engineering methods and boundary-valued problems formulated for partial differential equations.

УДК 621.372+621.91

# Численные модели помехоустойчивости для украинских региональных сетей спутниковой связи

А. С. Мазманишвили, О. Я. Рафалович

Харківський політехнічний університет, Харків

*Надійшла до редакції 23.06.97*

Розглянуто проблему перешкодостійкості та задачу розрахунку ймовірності похибки при передаванні когерентних фазоманіпульованих сигналів супутниковими передавачами на геостаціонарній орбіті. На основі математичної моделі побудовано алгоритм розрахунку ймовірності похибки при передаванні одного бінарного символу, який ґрунтуються на методі Монте-Карло. Приведено результати чисельного моделювання ймовірності похибки та їх інтерпретація. Побудовано атлас ймовірнісних залежностей для різних конфігурацій супутникової системи прийому/передачі. Представлено алгоритми розрахунку карт ймовірності похибки (інформаційні карти), що орієнтовані на задані географічні регіони. За допомогою таких карт розглянуто різні супутникові конфігурації для системи зв'язку України.

## ВВЕДЕНИЕ

Увеличение потребностей связи и объема информации приводят к тому, что за последние годы существенно возрос интерес к качеству передачи цифровых сигналов в условиях помех [3, 8—10]. Показатели качества цифровой системы сложным образом зависят от устройства самой системы и внешних факторов, одним из которых являются помехи.

Связные спутники, работающие на геостационарной орбите (ГО), характеризуются широким разнообразием параметров и выполняют множество функций. Общий анализ эффективности использования орбиты при произвольной конфигурации спутниковой системы связи (ССС) достаточно сложен. Для исследования помехоустойчивости обычно используют упрощенную модель, в рамках которой допускаются следующие основные допущения [15, 18, 19]:

- 1) на всей орбите находятся идентичные спутники, равноотстоящие друг от друга;
- 2) все спутники несут на борту однолучевые антенны с глобальной зоной обслуживания и оди-

наковой поляризацией;

3) работа осуществляется при ясных погодных условиях;

4) все спутники передают когерентно фазоманипулированные (КФМ) несущие с идентичными параметрами;

5) предполагается наличие идеального фазового приемника, неискажающего сигнал.

Тогда основная формула, на базе которой рассчитывается вероятность ошибки  $P_{\text{ош}}$  при передаче одного бинарного символа, для случая, когда на ГО находится  $K$  «мешающих» передающих спутников, угловой разнос между которыми составляет  $\Delta\theta$  градусов, имеет в общем случае следующий вид [15]:

$$P_{\text{ош}}(x, y) = \mathbb{E}[\text{erfc}(\rho(x, y)S + \rho(x, y)Z(x, y))], \quad (1)$$

где  $x, y$  — координаты точки приема;  $\mathbb{E}[\cdot]$  — символ безусловного математического ожидания;

$$\text{erfc}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^{\infty} \exp(-t^2) dt$$

— дополнительная функция ошибок;  $S = \sin(\pi/M)$

— мощность полезного сигнала;  $M$  — число положений фаз при фазовой манипуляции;  $\rho^2 = P_s/P_n$  — величина отношения сигнал/шум по мощности в точке приема.

Для помехи, связанной с соседними спутниками, эта случайная величина следующая:

$$Z = \sum_{j \in C}^K R_j \cos(\varphi_j), \quad (2)$$

при этом каждая из случайных величин  $\varphi_j$  равномерно распределена на отрезке  $(0, 2\pi)$ ;  $K$  — число «мешающих» космических станций (КС);  $R_j = \sqrt{I_j/S}$ ;  $I_j$  — мощность мешающего сигнала от  $j$ -го спутника;  $C$  — конфигурация системы связи (например, на рис. 1 конфигурация  $C$  следующая:  $-1, 1$ ).

В качестве набора  $\{R_j\}$  на линии спутник—Земля принято использовать последовательность [3, 13, 14]

$$R_j = \sqrt{[G_{es}(\theta_j)G_{ss}(\beta_j)P_j]/[(G_{es,\max}G_{ss,\max}P_0)]}, \quad (3)$$

$$1 \leq j \leq K.$$

Здесь  $G_{es,\max} = \eta(\pi D/\lambda)^2$  — коэффициент усиления мощности антенны земной станции (ЗС) в главном лепестке;  $\eta$  — коэффициент использования поверхности антенны ЗС;  $D/\lambda$  — отношение апертуры к длине волны ЗС;  $\theta_j$  — топоцентрический угол разноса между «полезным» и  $j$ -м «мешающим» спутником на ГО;  $G_{es}(\theta_j)$  — соответствующий коэффициент усиления мощности антенны ЗС в направлении на  $j$ -й источник мешающего сигнала при угловом смещении  $\theta_j$ ;  $G_{ss,\max} = 44.44 - 20\lg\gamma$  — максимальное усиление антенны КС в основном лепестке, dB;  $\gamma$  — угловой размер сечения луча антенны КС;  $G_{ss}(\beta_j)$  — соответствующий коэффициент усиления мощности  $j$ -й «мешающей» КС в направлении на ЗС под углом  $\beta_j$  от направления максимального излучения (точки прицеливания);  $P_0$  — мощность бортового передатчика «полезной» КС;  $P_j$  — мощность бортового передатчика  $j$ -й «мешающей» КС.

Соотношения (2) и (3) дают возможность полностью математически поставить задачу нахождения вероятности ошибки (1).

Ниже будет изложен алгоритм, позволяющий получать гарантированную оценку вероятности ошибки  $P_{\text{ош}}$  (1) для заданной точки приема, и дано статистическое обоснование используемых численных процедур. Это позволит рассчитать ряд зависимостей  $P_{\text{ош}}$  для различных конфигураций ССС и связанных с ними параметров. Далее этот алгоритм

будет распространен для набора пространственных узлов (при выбранной конфигурации ССС), ориентированных на совокупность регионов Украины. При всей условности выбора этих регионов и самой конфигурации системы связи полученные сведения могут оказаться полезными при проектировании ССС различного назначения.

В качестве основного инструмента, характеризующего качество ССС, нами будет далее использована информационная карта (ИК). Так же, как географическая или метеорологическая карты, типичная ИК содержит  $P_{\text{ош}}$  как функцию двух географических координат в заданном регионе. Целенаправленно варьируя конфигурацией или параметрами ССС, можно рассчитывать и далее сравнивать набор (атлас) подобных ИК и тем самым выбирать оптимальную ССС с точки зрения фиксированного критерия.

#### СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ СУЩЕСТВУЮЩИХ АЛГОРИТМОВ РАСЧЕТА ВЕРОЯТНОСТИ ОШИБКИ

**Метод гауссового приближения.** В рекомендациях МККР указано на возможность использования при расчете вероятности ошибки  $P_{\text{ош}}$  гауссового приближения для плотности распределения  $p(z)$  амплитуды случайной помехи  $Z$ . В этом случае вероятность ошибки определяется на основе выражения [2, 13]

$$P_{\text{ош}} = \int_{-\infty}^{\infty} p(z) \operatorname{erfc}(\rho S + \rho z) dz,$$

где

$$p(z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{1}{2}\frac{z^2}{\sigma^2}\right);$$

$$\sigma^2 = \frac{1}{2} \sum_{j \in C}^K R_j^2$$

— дисперсия случайной величины  $Z$ . После интегрирования получим

$$P_{\text{ош}} = \operatorname{erfc}[\rho S(1 + 2\rho^2\sigma^2)^{-1/2}]. \quad (4)$$

Выражение (4) дает удовлетворительное описание вероятности ошибки  $P_{\text{ош}}$  лишь в случае, когда  $\sigma \ll \sin(\pi/M)$ . Этому условию отвечает ситуация, когда угловое расстояние  $\Delta\theta$  между спутниками на ГО достаточно велико, т. е.  $\Delta\theta > 1.5^\circ$  (при  $M = 2$  и  $K \leq 5$ . При  $M > 2$  и  $K > 5$  это ограничение еще более усиливается [4]).

Возросшая интенсивность использования ГО приводит к необходимости уменьшения углового ин-

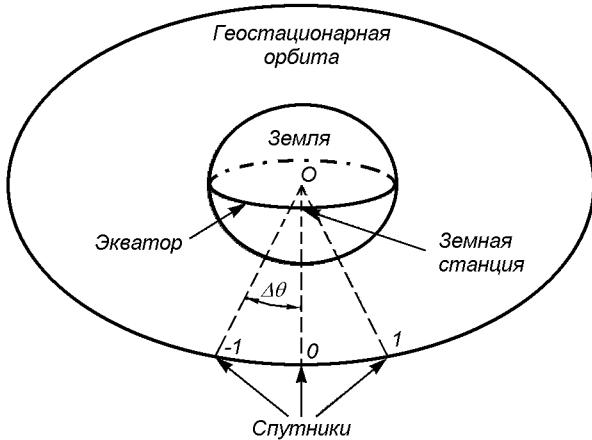


Рис. 1. Пример размещения спутников на ГО (0 — «полезный» спутник, -1, 1 — «мешающие» спутники-передатчики,  $O$  — центр Земли)

тервала. Для малых величин  $\Delta\theta$  гауссово приближение становится неприменимым. Это вытекает, в частности, из того, что при  $\rho \gg 1$  вероятность ошибки  $P_{\text{ош}}$ , вычисленная согласно (4), стремится к постоянной величине, равной  $\text{erfc}[\text{S}(\sqrt{2}\sigma)^{-1}]$ . Тем самым вероятность ошибки перестает зависеть от величины отношения сигнал/шум  $\rho^2$ .

Поэтому необходим алгоритм расчета, позволяющий получать более точные оценки вероятности ошибки  $P_{\text{ош}}$  при передаче одного бинарного символа.

**Метод Джерухима.** В работах [15, 16] развит следующий подход к задаче нахождения  $P_{\text{ош}}$ . Математическое ожидание (1) ищется относительно случайной величины  $Z$ :

$$P_{\text{ош}} = \int_D p(z) \text{erfc}(\rho S + \rho z) dz. \quad (5)$$

Здесь  $D$  — область значений  $Z$ , а  $p(z)$  — плотность распределения вероятностей. Очевидно, что область  $D$  задается неравенством

$$-\Omega_C \leq Z \leq \Omega_C, \quad \Omega_C = \sum_{j \in C}^K R_j. \quad (6)$$

Плотность  $p(z)$  можно определить следующим образом:

$$p(z) = E \left[ \delta \left( z - \sum_{j \in C}^K R_j \cos \varphi_j \right) \right],$$

здесь  $\delta(\cdot)$  — функция Дирака, а усреднение осуществляется по всем возможным значениям  $\varphi_j$ . Для вероятности ошибки получим

$$P_{\text{ош}} = \frac{1}{2\pi} \int_D \int_{-\infty}^{\infty} \cos(tz) \text{erfc}(\rho S + \rho t) \prod_{j \in C}^K J_0(tR_j) dt dz, \quad (7)$$

где  $J_0(\cdot)$  — функция Бесселя.

Найденное выражение дает аналитическое решение в квадратурах для  $P_{\text{ош}}$ . С вычислительной точки зрения это выражение не может служить основой для создания алгоритма, пригодного для построения программного средства. Это обусловлено следующими причинами:

1) в формуле (7) есть косинус и функции Бесселя, известные своими осцилляционными свойствами. Между тем построение алгоритма интегрирования с осциллирующей подынтегральной функцией — задача, на настоящее время не решенная в полном объеме. Здесь же мы имеем дело с интегралом кратности не меньше, чем  $K$  и таким же количеством осциллирующих функций в подынтегральном выражении;

2) объем вычислений с увеличением кратности интеграла  $K$  увеличивается пропорционально  $L^{K+1}$ , где  $L$  — число операций, нужное для вычисления одного интеграла [11]. Мы приходим к положению, когда, с одной стороны, требуется алгоритм, возможно универсальный, для  $K$  вплоть до 40, а с другой — число операций увеличивается по  $K$  степенным образом.

Попытаемся разработать метод быстрого и «точного» расчета вероятности ошибки  $P_{\text{ош}}$ .

#### АЛГОРИТМ РАСЧЕТА ВЕРОЯТНОСТИ ОШИБКИ $P_{\text{ош}}$

**Метод статистических испытаний.** Рассматриваемая в данной работе задача может быть решена методом Монте-Карло [1].

Вернемся к формуле (1) для  $P_{\text{ош}}$ . Следуя методу Монте-Карло, рассмотрим набор, образованный последовательностью независимых величин  $\theta_j$ . Каждая из этих величин является случайной величиной с плотностью распределения  $f(\theta_j) = (2\pi)^{-1}$ , если  $0 \leq \theta_j \leq 2\pi$ , и  $f(\theta_j) = 0$  в противном случае. Тогда из (1) следует

$$P_{\text{ош}} = (2\pi)^{-K} \int_0^{2\pi} d\theta_1 \dots \int_0^{2\pi} d\theta_K \text{erfc} \left( \rho S + \rho \sum_{j \in C}^K R_j \cos \theta_j \right). \quad (8)$$

Случайный вектор  $\Theta = (\Theta_1, \Theta_2, \dots, \Theta_K)$  равномерно заполняет пространство, ограниченное гиперкубом со стороной, равной  $2\pi$ . Функция  $\text{erfc}(x)$  непрерывна и ограничена, и поэтому абсолютно интегрируема. Тогда

$$P_{\text{ош}} = E_{\Theta} \left[ \text{erfc} \left( \rho S + \rho \sum_{j \in C}^K R_j \cos \Theta_j \right) \right],$$

где  $E_{\Theta}[\cdot]$  — математическое ожидание относительно случайного вектора  $\Theta$ .

Построим последовательность значений, образованную из реализаций случайного вектора  $\Theta$ . Выполнив вычисления в соответствии с формулой

$$y_n = \operatorname{erfc} \left( \rho S + \rho \sum_{j \in C}^K R_j \cos \theta_{nj} \right),$$

получим последовательность  $y_1, y_2, \dots, y_N$  возможных значений случайной величины

$$Y_n = \operatorname{erfc} \left( \rho S + \rho \sum_{j \in C}^K R_j \cos \Theta_{nj} \right).$$

Из способа образования последовательности  $y_n$  вытекает, что случайные величины  $Y_n$  взаимно независимы и имеют один и тот же закон распределения. Поэтому, воспользовавшись законом больших чисел теории вероятностей, получим следующий алгоритм численной оценки вероятности ошибки  $P_{\text{ош}}$ :

$$\hat{P}_{\text{ош}} = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N y_n = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \operatorname{erfc} \left( \rho S + \rho \sum_{j \in C}^K R_j \cos \theta_{nj} \right), \quad (9)$$

где  $\theta_{n1}, \theta_{n2}, \dots, \theta_{nK}$  — компоненты случайного вектора  $\theta_n$ . Здесь важно отметить, что требуемый объем вычислений зависит от  $K$  уже не по степенному закону, а увеличивается пропорционально  $K$  (при фиксированных остальных параметрах).

Найдем величину необходимого объема статистических испытаний  $N$  для оценки вероятности ошибки  $\hat{P}_{\text{ош}}$  при заданной доверительной вероятности и доверительном интервале.

Пусть с вероятностью  $q$  относительная погрешность оценки  $\hat{P}_{\text{ош}}$  величины  $P_{\text{ош}}$  не превышает  $\alpha$ , т. е.

$$\operatorname{Prob} \left\{ \alpha P_{\text{ош}} (\mathbf{D}_N [\hat{P}_{\text{ош}}])^{-1/2} \leq \gamma \right\} = q. \quad (10)$$

Здесь  $\alpha = |\hat{P}_{\text{ош}} - P_{\text{ош}}| / P_{\text{ош}}$ ;  $\gamma = \Phi^{-1}(q)$ ;  $\Phi(q)$  — функция Лапласа;  $\mathbf{D}_N [\hat{P}_{\text{ош}}]$  — дисперсия оценки искомой величины  $\hat{P}_{\text{ош}}$ .

$$\begin{aligned} \mathbf{D}_N [\hat{P}_{\text{ош}}] &= \frac{1}{N} \mathbf{E} [\operatorname{erfc}^2(\rho S + \rho Z) - \\ &- \{\mathbf{E} [\operatorname{erfc}(\rho S + \rho Z)]\}^2]. \end{aligned} \quad (11)$$

Далее рассмотрим худший случай. Используем в качестве мажорирующей плотности распределения вероятностей функцию  $p(z) = (2\Omega_C)^{-1}$ .

Согласно (5) и (6) главный вклад в среднее (11) дает район значений случайной величины  $Z$ , прилегающий к точке  $-\Omega_C$  справа, что обусловлено сильной нелинейностью функции  $\operatorname{erfc}(x)$ . Поэтому, учитывая асимптотические свойства функции  $\operatorname{erfc}(x)$  [12], после ряда преобразований получим

приближенно

$$\mathbf{D}_N [\hat{P}_{\text{ош}}] \approx \frac{2}{N} P_{\text{ош}}^2 \rho^2 (S - \Omega_C). \quad (12)$$

Полученное выражение содержит интересующую нас зависимость объема выборки  $N$  от физических параметров задачи. Объединяя это выражение с (10), найдем искомую формулу

$$N \approx 2\rho^2 \Omega_C (S - \Omega_C) (\gamma/\alpha)^2. \quad (13)$$

Полученная величина — требуемый объем статистической выборки (верхняя граница  $N$ ). Она гарантирует при выполнении расчета вероятности ошибки  $P_{\text{ош}}$  получение ее оценки  $\hat{P}_{\text{ош}}$ , неотклоняющейся с вероятностью  $q$  от истинного значения с относительной погрешностью  $\alpha$ .

Отметим, что  $N = N(\rho^2)$ , т. е. согласно (13) требуемый объем выборки  $N$  пропорционально увеличивается с увеличением отношения сигнал/шум и, соответственно, быстрым уменьшением функции  $P_{\text{ош}}$ . Однако динамический диапазон изменения зависимости  $N = N(\rho^2)$  значительно меньше, чем диапазон изменения  $P_{\text{ош}}$  для одних и тех же значений  $\rho^2$ .

Выбрав величины вероятности  $q$  и доверительного интервала  $\alpha$  равными  $q = 0.9$  и  $\alpha = 0.05$ , получим из (13) значение искомого объема выборки:

$$N \approx 2200 \rho^2 \Omega_C (S - \Omega_C). \quad (14)$$

При  $M = 4$  (т. е.  $S = 2^{-1/2}$ ) и  $\Omega_C = 0.25$  имеем  $N \approx 250 \rho^2$ , а для динамического диапазона величины  $\rho^2$ , составляющего  $10 \leq \rho^2 \leq 30$ , получим интервал требуемых значений объема выборки:  $2.5 \cdot 10^3 \leq N \leq 7.5 \cdot 10^3$ .

Поскольку при выводе результата (14) была использована мажорирующая помеховая плотность вида  $p(z) = (2\Omega_C)^{-1}$ , необходимые на практике значения  $N$  оказываются несколько меньше.

Таким образом, совокупность выражений (9) и (14) образует основу следующего числового алгоритма:

- 1) задать требуемый регион и набор пространственных узлов в нем;
- 2) задать конфигурацию  $C$  сети связи приема/передачи;
- 3) задать статистические параметры  $\alpha, q$  и оценить необходимый объем статистических испытаний  $N$  согласно (13);
- 4) оценить вероятность ошибки  $P_{\text{ош}}(x, y)$  по формуле (9);
- 5) повторить пункты 3—4 для выбранного набора значений  $\rho^2$ ;
- 6) повторить пункты 3—4 для набора простран-

ственных узлов.

На основе пп. 1—4 этого алгоритма были выполнены расчеты значений величин  $P_{\text{ош}}$  для различных вариантов значений параметров и вариантов рассматриваемых конфигураций.

#### РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ ВЕРОЯТНОСТИ ОШИБКИ $P_{\text{ош}}$

С помощью построенных программных средств по описанному выше алгоритму для исследования поведения зависимости вероятности ошибки от величины сигнал/шум  $\rho^2$  при различных параметрах  $M$ ,  $K$  и  $\Delta\theta$  были проведены соответствующие расчеты. Значения амплитуд  $R_j$  выбирались по правилу (3). Полученные результаты приведены в работе [4]. Созданы атласы зависимостей  $P_{\text{ош}}(\rho)$  для разных значений параметров  $M$ ,  $K$  и  $\Delta\theta$  [7].

На рис. 2—4 показаны типичные зависимости  $P_{\text{ош}}$  от  $\rho^2$  для разных значений  $M$ ,  $K$  и  $\Delta\theta$ .

Видно, что при увеличении пространственного разноса  $\Delta\theta$  спутников по ГО и фиксированных  $M$  и  $K$  вероятность ошибки  $P_{\text{ош}}$  уменьшается (рис. 2). При увеличении параметра  $M$  (рис. 3) или при

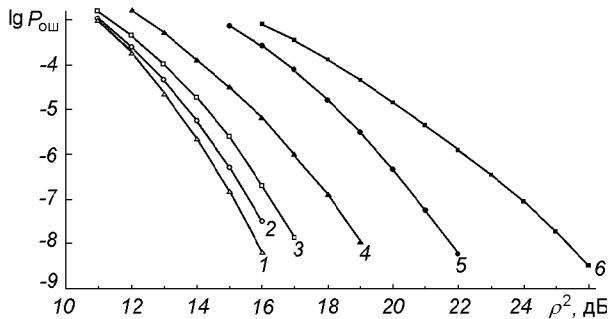


Рис. 2. Зависимость  $P_{\text{ош}}$  от величины сигнал/шум  $\rho^2$  для  $M = 4$ ,  $K = 40$ : кривая 1 — для  $\Delta\theta = 3^\circ$ , 2 —  $2.5^\circ$ , 3 —  $2^\circ$ , 4 —  $1.5^\circ$ , 5 —  $1.25^\circ$ , 6 —  $1.1^\circ$

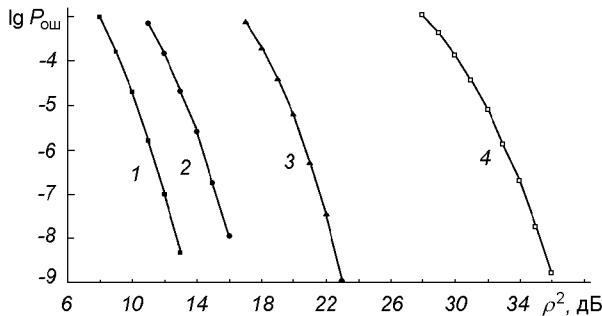


Рис. 3. Зависимость  $P_{\text{ош}}$  от величины сигнал/шум  $\rho^2$  для  $K = 40$ ,  $\Delta\theta = 3.0^\circ$ : кривая 1 — для  $M = 2$ , 2 —  $M = 4$ , 3 —  $M = 8$ , 4 —  $M = 16$

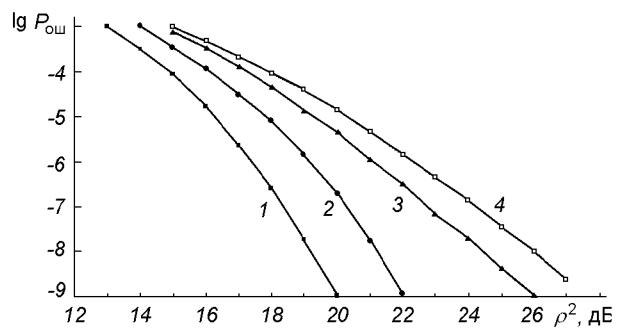


Рис. 4. Зависимость  $P_{\text{ош}}$  от величины сигнал/шум  $\rho^2$  (дБ) для  $M = 4$ ,  $\Delta\theta = 1.1^\circ$ : кривая 1 — для  $K = 2$ , 2 —  $K = 4$ , 3 —  $K = 10$ , 4 —  $K = 40$

увеличении числа «мешающих» спутников  $K$  (рис. 4) наблюдается увеличение  $P_{\text{ош}}$ . Увеличение количества «мешающих» спутников (при  $K \geq 10$  и  $\Delta\theta = \text{const}$ ) приводит к малому увеличению  $P_{\text{ош}}$ . Это связано с их большим удалением от «полезного» спутника, что приводит к их незначительному вкладу в общую мощность помехи.

#### ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ И ИНФОРМАЦИОННЫЕ КАРТЫ

Как отмечалось выше, каждое из значений  $P_{\text{ош}}$  соотносится с заданной точкой приема с координатами  $x$ ,  $y$ . Изменяя эти координаты целенаправленным образом, можно образовать значения  $P_{\text{ош}}$  в виде двумерного массива, получив тем самым фазовую (информационную) карту. Подобно метеорологическим, карты подобного вида содержат информацию в виде двумерного поля [17].

В настоящей работе рассматриваются фазовые карты двух типов: энергетические и информационные. Первые из них описывают пространственное распределение суммарного электромагнитного поля излучения для выбранной конфигурации системы связи, действующей в выбранном регионе. Вторые несут информацию о распределении значения вероятности ошибки  $P_{\text{ош}}$  в том же регионе и при той же конфигурации. Сопоставление информации, содержащейся в очередной паре карт, позволяет выбирать те или иные подходящие варианты приема/передачи, виды нацеливания, угловые характеристики и т. д.

На основе справочных характеристик эксплуатируемых систем спутниковой связи [3, 14] и метода статистических испытаний были построены алгоритмы расчета энергетических и информационных фазовых карт. Проиллюстрируем возможности со-

занных программных средств на некоторых упрощенных ССС.

В качестве примера были изучены глобальные регионы, включающие крупные населенные пункты Украины или страну в целом. С помощью программного обеспечения были получены фазовые карты (рис. 5–10) для упрощенной ССС на ГО и рассмотрены системы связи с одним, двумя и четырьмя спутниками-передатчиками на ГО. При моделировании были использованы данные, наиболее характерные для эксплуатируемых в настоящее время систем.

**Системы связи с одним спутником-передатчиком.** Рассмотрим ССС с одним спутником-передатчиком на ГО.

На рис. 5 представлена фазовая карта вероятности ошибок для случая, когда помех нет. На качество приема в этом случае влияет величина отношения сигнала/шум, которая зависит от координат приема. В рассматриваемом регионе вероятность ошибки на 90 % территории не превышает величины  $10^{-9}$ . Такая величина вероятности ошибки является вполне приемлемой для выбранных систем связи. Для случая появления помехи с заданными характеристиками территории приема информации с той же вероятностью ошибки уменьшается до 35 % (рис. 6). При дальнейшем увеличении количества источников помех территория с приемлемой помеховой обстановкой суживается.

Основные параметры расчета: тип модуляции — фазовая модуляция с  $M = 4$ ; коэффициент использования поверхности антенны ЗС  $\eta = 0.5$ ; отношение диаметра антенны к длине волны ЗС  $D/\lambda = 100$ ; мощность шума на входе приемника  $P_{\text{ш}} = 40 \text{ dB}\cdot\text{Вт}$ ; угловой размер сечения луча антенны КС  $\gamma = 4^\circ$ ; половина ширины основного лепестка луча антенны КС по уровню  $-3 \text{ dB}$   $\beta_h = 1.5^\circ$ . Остальные характеристики системы приведены в табл. 1. В случае функционирования системы без внешних помех (рис. 5) работает только спутник 0, а в случае наличия внешних помех (рис. 6) работают спутники 1 и 2 (см. табл. 1). Для спутников 1, 2 угловой размер сечения луча антенны КС  $\gamma = 1^\circ$ , половина ширины основного лепестка луча антенны КС по уровню  $-3 \text{ dB}$  составляет  $\beta_h = 0.5^\circ$ .

Конфигурация спутников-передатчиков 1 и 2 связана с расположением крупных населенных пунктов (Кишинев, Ростов).

**Системы связи с двумя спутниками-передатчиками.** Рассмотрим спутниковые системы связи с несколькими «полезными» спутниками-передатчиками на ГО. Такие системы являются наиболее преобладающими в настоящее время.

На рис. 7 и 8 приведены соответственно энерге-

Таблица 1. Характеристики системы с одним спутником-передатчиком

Тип спутника	Расположение на ГО	Точка прицеливания луча антенны	Мощность бортового передатчика
Полезный (0)	32.0° в. д.	49.00° с. ш., 32.00° в. д.	450 Вт
Мешающий (1)	31.0° в. д.	46.90° с. ш., 28.50° в. д.	450 Вт
Мешающий (2)	33.0° в. д.	47.30° с. ш., 39.60° в. д.	450 Вт

Таблица 2. Характеристики системы с двумя спутниками-передатчиками

Зона обслуживания	Расположение на ГО	Точка прицеливания луча антенны	Мощность бортового передатчика
Западная	30.0° в. д.	49.00° с. ш., 26.00° в. д.	100 Вт
Восточная	31.5° в. д.	49.00° с. ш., 35.00° в. д.	100 Вт

тическая карта величины сигнала/помеха и карта вероятности ошибки для системы глобальной спутниковой связи Украины с двумя спутниками-передатчиками на геостационарной орбите. На информационной карте отчетливо видны зоны приема с вероятностью ошибки  $P_{\text{ош}} < 10^{-9}$ . Вместе с тем существуют региональная зона (погранслой), в которой качество приема заметно ухудшено. Основные параметры расчета: тип модуляции — фазовая модуляция с  $M = 4$ ; коэффициент использования поверхности антенны ЗС  $\eta = 0.5$ ; отношение диаметра антенны к длине волны ЗС  $D/\lambda = 100$ ; мощность шума на входе приемника  $P_{\text{ш}} = 40 \text{ dB}\cdot\text{Вт}$ ; угловой размер сечения луча антенны КС  $\gamma = 1.4^\circ$ ; половина ширины основного лепестка луча антенны КС по уровню  $-3 \text{ dB}$  составляет  $\beta_h = 1.5^\circ$ . Остальные характеристики системы приведены в табл. 2.

**Системы связи с четырьмя спутниками-передатчиками.** На рис. 9 и 10 приведены соответственно энергетическая карта величины сигнала/помеха и карта вероятности ошибки для системы глобальной спутниковой связи Украины с четырьмя спутниками-передатчиками на геостационарной орбите. Выбор такого рода конфигурации обусловлен, прежде всего, профилем государственных границ Украины и необходимостью учета интересов сопредельных стран.

Основные параметры расчета: тип модуляции — фазовая модуляция с  $M = 4$ ; коэффициент использования поверхности антенны ЗС  $\eta = 0.5$ ; отноше-

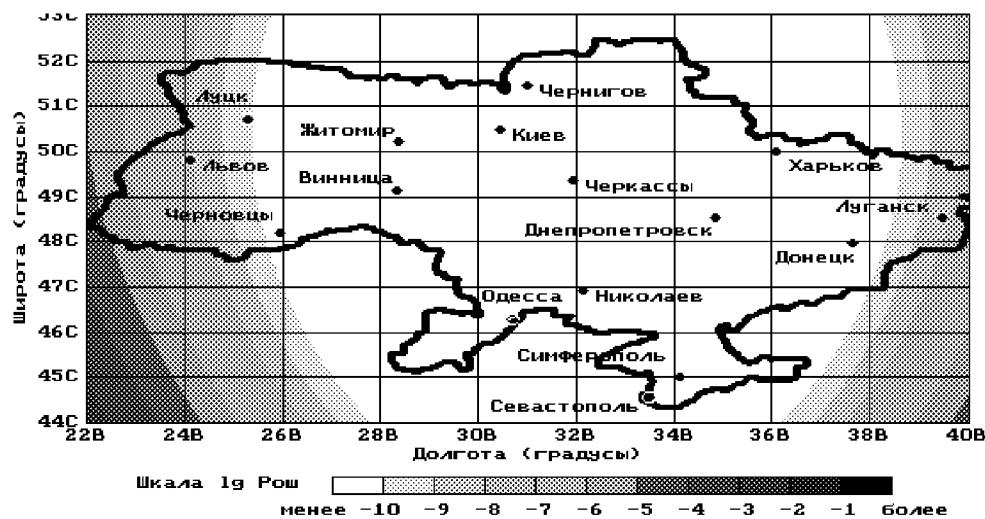


Рис. 5. Информационная карта  $P_{\text{ов}}(x, y)$  для системы с одним спутником-передатчиком на ГО без внешних помех

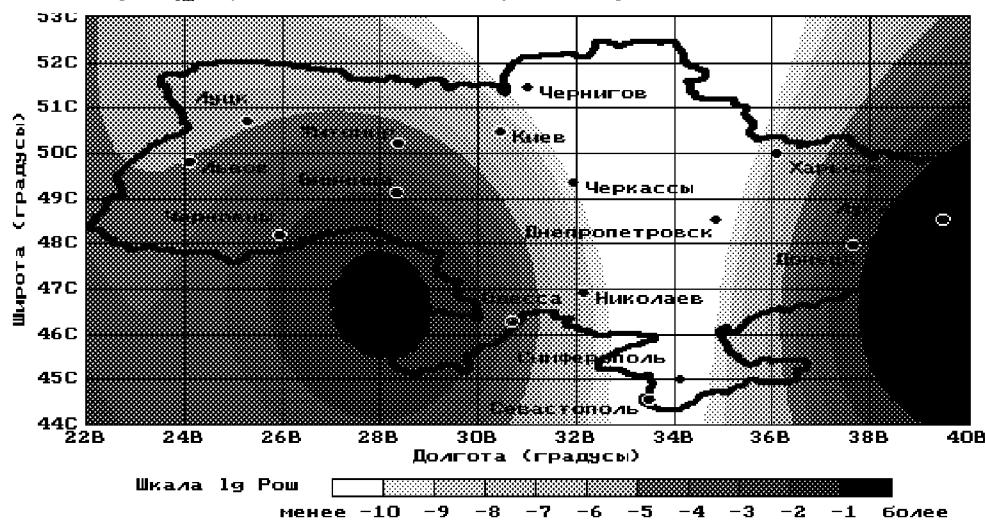


Рис. 6. Информационная карта  $P_{\text{ов}}(x, y)$  для системы с одним спутником-передатчиком на ГО и двумя внешними помехами

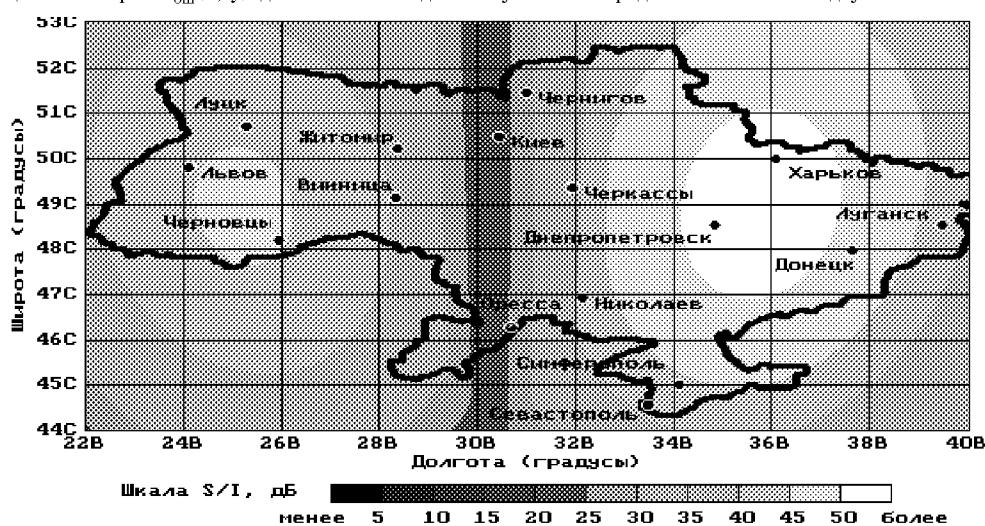


Рис. 7. Энергетическая карта величины сигнал/помеха для ССС Украины с двумя спутниками-передатчиками на ГО

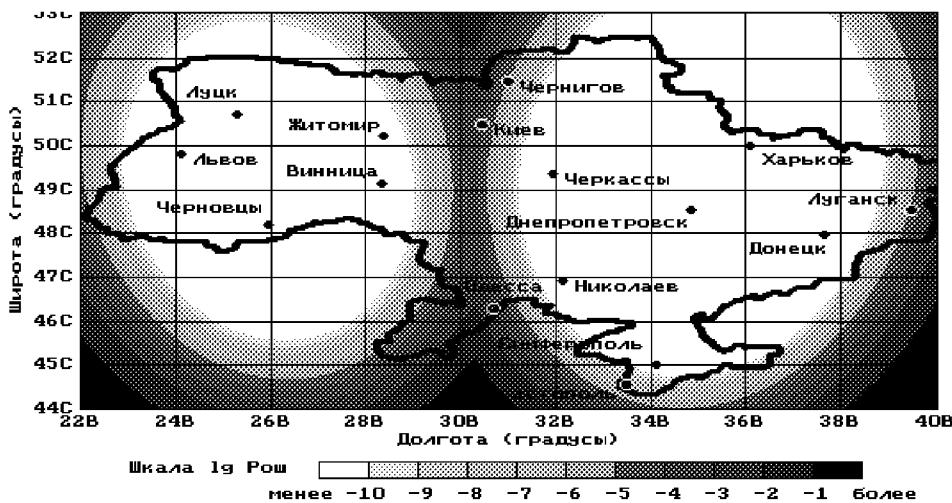


Рис. 8. Информационная карта  $P_{\text{ош}}(x, y)$  для системы глобальной спутниковой связи Украины с двумя спутниками-передатчиками на ГО

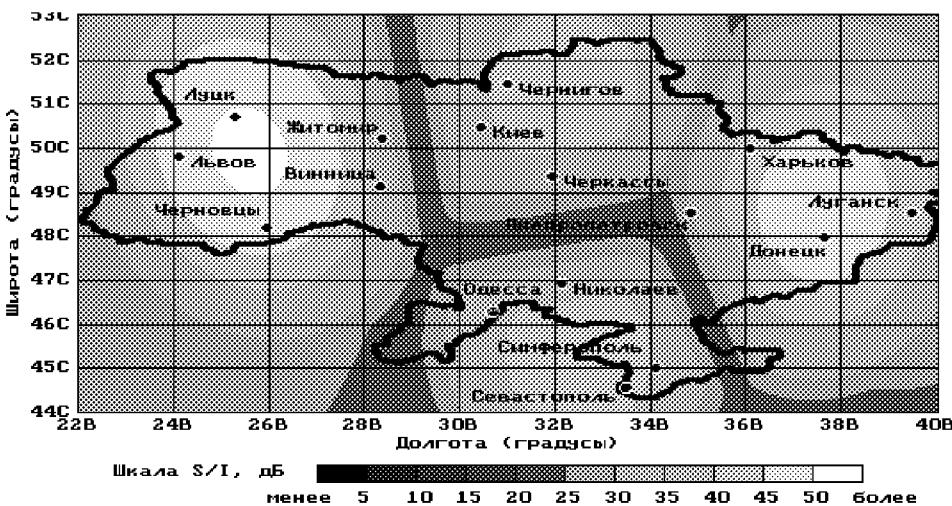


Рис. 9. Энергетическая карта величины сигнал/помеха для ССС Украины с четырьмя спутниками-передатчиками на ГО

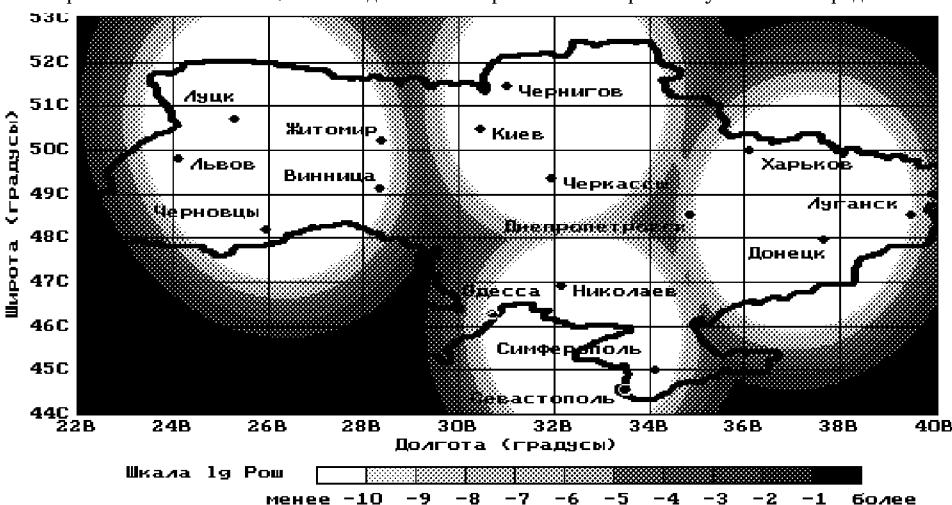


Рис. 10. Информационная карта  $P_{\text{ош}}(x, y)$  для системы глобальной спутниковой связи Украины с четырьмя спутниками-передатчиками на ГО

Таблица 3. Характеристики системы с четырьмя спутниками-передатчиками

Зона обслуживания	Расположение на ГО	Точка прицеливания луча антенны	Мощность бортового передатчика
Западная	30.0° в. д.	50.00° с. ш., 26.00° в. д.	150 Вт
Южная	31.5° в. д.	45.70° с. ш., 32.60° в. д.	90 Вт
Центральная	33.0° в. д.	50.90° с. ш., 32.00° в. д.	90 Вт
Восточная	34.5° в. д.	48.47° с. ш., 37.20° в. д.	100 Вт

ние диаметра антенны к длине волны ЗС  $D/\lambda = 100$ ; мощность шума на входе приемника  $P_{ш} = 40 \text{ дБ}\cdot\text{Вт}$ ; угловой размер сечения луча антенн КС  $\gamma = 1.0^\circ$ ; половина ширины основного лепестка луча антенн КС по уровню  $-3 \text{ дБ}$  составляет  $\beta_h = 0.3^\circ$ .

Остальные характеристики системы приведены в табл. 3.

Из рис. 10 видно, что имеются зоны с возможностью надежного информационного обеспечения при передаче со спутников на ГО, что и имеет место на практике. Важным оказывается то обстоятельство, что между зонами уверенного приема располагаются промежуточные зоны (погранслой), прием в которых всегда заведомо хуже вследствие взаимовлияния передатчиков. Уменьшить эти зоны информационной недостаточности при одночастотном режиме передачи возможно лишь путем улучшения угловой избирательности приемника. Этот путь однако сопряжен с техническими затруднениями [3, 14].

Можно прийти к выводу, что ухудшение качественных показателей приемной системы Земля—спутник увеличивается с увеличением суммарной мощности мешающих сигналов. В случае, когда мощность суммарных помех того же порядка (или меньше), что и мощность шума, влияние помех проявляется не столь сильно, как влияние теплового шума равной мощности на характеристики приемной земной станции.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе предложен быстрый алгоритм оценки и рассмотрены «точный» и приближенные алгоритмы вычисления вероятности ошибки  $P_{ош}$  в системах с фазовой манипуляцией, подверженных воздействию многомодовой помехи. Рассмотрены возможные области применения предложенных алгоритмов. Приведены примеры расчета вероятности ошибки одного бинарного символа, возникающей в

различных помеховых обстановках, что обеспечивает получение информации о качестве передачи информации.

Хотя в данной работе рассматриваются лишь когерентные системы с фазовой манипуляцией, которые получили наибольшее распространение в спутниковой связи, вполне возможно расширение развитого подхода и на другие виды манипуляции.

Представленные в настоящей работе карты вероятности ошибки описывают потенциальную помехоустойчивость спутниковых систем связи для выбранных регионов Украины. Аналогичную задачу можно рассмотреть и для выбранных регионов России и других стран.

Полученные численные характеристики вероятности ошибки позволяют оценить степень помехозащищенности системы при передаче и приеме сигналов потребителями в регионе. На основе таких характеристик и заданных региональных критериев качества можно ставить и разрешать задачу синтеза оптимальной конфигурации системы спутниковой связи.

1. Бусленко Н. П., Шрейдер Ю. А. Метод статистических испытаний. — М.: Физматгиз, 1961.—280 с.
2. Калашников Н. И. Системы связи через ИСЗ. — М.: Связь, 1969.—383 с.
3. Кантор Л. Я., Тимофеев В. В. Спутниковая связь и проблема геостационарной орбиты. — М.: Радио и связь, 1988.—168 с.
4. Мазманишвили А. С., Рафалович О. Я. Оценка вероятности ошибок взаимовлияния при передаче дискретной информации в системах спутниковой связи // Электронное моделирование.—1995.—17, № 4.—С. 94—95.
5. Рафалович О. Я. Числовые характеристики помехоустойчивости многоканальной системы связи спутников-ретрансляторов на геостационарной орбите. Программное обеспечение. — Киев, 1994.—17 с.—(Рукопись деп. в ГНТБУ 05.12.1994, № 22286-УК94).
6. Рафалович О. Я. Числовые характеристики помехоустойчивости многоканальной системы связи спутников-ретрансляторов на геостационарной орбите. Односторонняя конфигурация ретрансляторов. — Киев, 1994.—28 с.—(Рукопись деп. в ГНТБУ 15.12.1994, № 2476-УК94).
7. Рафалович О. Я. Числовые характеристики помехоустойчивости многоканальной системы связи спутников-ретрансляторов на геостационарной орбите. Двусторонняя конфигурация ретрансляторов. — Киев, 1994.—27 с.—(Рукопись деп. в ГНТБУ 15.12.1994, № 2477-УК94).
8. Соколов В. В., Могучев В. И., Пыльцов В. А., Фомин А. Н. Оценка возможностей систем спутниковой связи с различными видами орбит космических аппаратов // Заруб. радиоэлектроника.—1996.—№ 2.—С. 64—68.
9. Спилкер Дж. Цифровая спутниковая связь. — М.: Связь, 1979.—592 с.
10. Уизерс Д. Дж. Эффективное использование геостационарной орбиты для спутниковой связи // ТИИЭР.—1977.—65, № 3.—С. 26—37.
11. Форсайт Дж., Мальcolm М., Моулер М. Машины методы математических вычислений. — М.: Мир, 1980.—279 с.

- 
12. Янке Е., Эмде Ф., Леш Ф. Специальные функции. — М.: Наука, 1968.—344 с.
  13. International Radio Consultative Committee: Documents of XVth Plenary Assembly. — Geneva: ITU, 1982.—Vol. IV/IX-2.—218 p.
  14. International Radio Consultative Committee: Documents of XVIth Plenary Assembly. — Geneva: ITU, 1986.—Vol. IV-1, rep. 388.—P. 115—136.
  15. Jeruchim M. S. A survey PSK error interference problems and applications to geostationary satellite networks // Proc. IEEE.—1977.—65.—P. 317—331.
  16. Jeruchim M. C., Lilley F. E. Spacing limitations of geostationary satellites using multilevel coherent PSK signals // IEEE Trans. Commun.—1972.—COM-20.—P. 1021—1026.
  17. Mazmanishvili A. S., Rafalovich O. Ya. Error probability region map for China geostationary satellite communication network // Proc. of Fourth Ukraine-Russia-China Symp. on Space Science and Technology. — Kiev, 1996.—Vol. 2.—P. 704—705.
  18. Prabhu V. K. Error probability of M-ary CPSK systems with intersymbol Interference // IEEE Trans. Comm. Tech.—1973.—P. 97—109.
  19. Rosenbaum A. S. Error Performance of Multiphase DPSK with Noise and Interference // IEEE Trans. Comm. Tech.—1970.—P. 821—824.
  20. Rosenbaum A. S. PSK error performance with gaussian noise and interference // Bell Syst. Tech. J.—1974.—2, № 2.—P. 413—442.
- 

#### NUMERICAL NOISE-STABILITY MODELING OF UKRAINIAN REGIONAL SATELLITE COMMUNICATON NETWORKS

A. S. Mazmanishvili and O. Ya. Rafalovich

The paper deals with the problem of calculating error probability  $P_{eM}$  for coherent phase-manipulated signals transmitted from a geostationary satellite. An algorithm based on the Monte-Carlo method is developed for calculating the error probability. The algorithm is compared with the method recommended by CCIR. The  $P_{eM}$ -atlas containing probability information is created for satellite networks of various types. Algorithms for developing probability maps for definite geographical regions are built. Satellite networks of various types for the territory of Ukraine are examined using these maps.

УДК 550.388.2

**Генерація                    електромагнітного                    ізлучення  
С                    помошью                    верхнегибридної                    волни                    накачки  
В                    замагніченної                    плазме**

**А. К. Юхимук<sup>1</sup>, В. Н. Федун<sup>2</sup>, В. А. Юхимук<sup>3</sup>, О. Г. Фалько<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Головна астрономічна обсерваторія НАН України, Київ

<sup>2</sup>Київський національний університет ім. Тараса Шевченка, Київ

<sup>3</sup>Лос-Аламоська національна лабораторія, Лос-Аламос, США

*Надійшла до редакції 14.07.97*

Пропонується нелінійний механізм генерації електромагнітного випромінювання в замагніченій плазмі з низьким значенням плазмового параметра  $\beta$ . На основі дворідинної МГД розглянуто розпад верхньогибридної хвилі накачки на левополяризовану (звичайну) електромагнітну хвилю та кінетичну альвенівську хвилю. Отримані інкременти розпаду хвилі, пропорційні електронній інерційній довжині. З цього випливає, що розглянуті нелінійні процеси можливі тільки завдяки урахуванню скінченності інерції електронів в альвенівських хвилях. Оцінки часу розвитку нестійкості показали, що генерація левополяризованої хвилі відбувається значно швидше, ніж звичайної хвилі. Розглянуті в роботі нелінійні процеси можуть мати місце у верхній іоносфері та нижній магнітосфері, де значення плазмового параметра  $\beta$  низьке.

## ВВЕДЕНИЕ

В последнее время исследованию нелинейных параметрических процессов в магнитоактивной плазме уделяется большое внимание [1—4, 6, 8, 10, 11, 14]. В частности, в работе [6] изучено распад верхнегибридной волны накачки (ВГВ) на левополяризованный (обыкновенный) электромагнитную волну. В работе [5] теоретические результаты [6] использованы для объяснения природы сдвигнутого вниз максимума (DM), а в работе [9] — для объяснения стимулированного электромагнитного излучения в ионосферной плазме.

Нагрев и изменение ионосферной плазмы с помощью мощных наземных радиопередатчиков создает большое количество новых физических явлений, связанных с взаимодействием волн. Многие из этих явлений связаны с нелинейным параметриче-

ским взаимодействием волн. Одним из наиболее интересных результатов, которые были получены при нагреве ионосфера наземным радиопередатчиком, является генерация вынужденного электромагнитного излучения в ионосферной плазме [12]. Это излучение регистрируется на Земле через несколько миллисекунд, после того как ионосферу облучают мощной радиоволной. Считается, что вынужденное электромагнитное излучение возникло в результате каскадного параметрического процесса. На первом этапе с помощью мощной электромагнитной волны ВЧ-нагревателя в ионосфере возбуждается верхнегибридная волна в результате параметрической неустойчивости. На втором этапе параметрического процесса возбужденная верхнегибридная волна распадается на левополяризованный (обыкновенный) электромагнитную волну и низкочастотную волну. В работе [6] в качестве низкоча-

стотной волны выбрана нижнегибридная и ионноциклотронная волны. В настоящей работе в качестве низкочастотной выбрана кинетическая альвеновская волна. При этом рассматривается случай низкого плазменного параметра  $\beta$ , когда доминирует в альвеновских волнах эффект, обусловленный конечностью массы электронов.

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

$$\mathbf{E}_0 = (\varepsilon_{0x} \mathbf{e}_x + \varepsilon_{0z} \mathbf{e}_z) \cdot e^{i(-\omega_0 t + k_0 x + k_0 z)} + k. c. \quad (1)$$

Она распадается на левополяризованную (обыкновенную) электромагнитную волну и кинетическую альвеновскую волну с законом дисперсии

$$\omega^2 = \frac{k_z^2 v_A^2}{1 + k_\perp^2 a_e^2}. \quad (2)$$

Здесь  $a_e = c/\omega_{pe}$  — электронная инерционная длина. Предполагается, что выполняется условие синхронизма волн:

$$\begin{aligned} \omega_0 &= \omega + \omega_j, \\ \mathbf{k}_0 &= \mathbf{k} + \mathbf{k}_j, \end{aligned} \quad (3)$$

где  $\omega_0$ ,  $\mathbf{k}_0$  — частота и волновой вектор верхнегибридной волны накачки,  $\omega$ ,  $\mathbf{k}$  — частота и волновой вектор кинетической альвеновской волны,  $\omega_j$ ,  $\mathbf{k}_j$  — частота и волновой вектор электромагнитной волны,  $j = 1, 2$ . Индекс «1» обозначает величины, связанные с обыкновенной электромагнитной волной, а индекс «2» — с левополяризованной электромагнитной волной.

## ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Для описания нелинейного трехволнового параметрического взаимодействия волн воспользуемся системой уравнений двухжидкостной магнитогидродинамики (МГД):

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

$$\frac{\partial n_\alpha}{\partial t} + \nabla(n_\alpha \mathbf{v}_\alpha) = 0, \quad (5)$$

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

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

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 4\pi\rho, \quad (8)$$

где

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

$$\rho = e(n_i - n_e),$$

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

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

Плотность электронов и их скорости, электронные и магнитные поля представим в виде сумм:

$$\begin{aligned} n_e &= n_0 + \tilde{n}_0 + \tilde{n}_A, \\ \mathbf{v}_e &= \mathbf{v}_0 + \mathbf{v}_j + \mathbf{v}_A, \\ \mathbf{E} &= \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_j + \mathbf{E}_A, \\ \mathbf{B} &= B_0 \mathbf{e}_z + \mathbf{B}_j + \mathbf{B}_A, \end{aligned} \quad (9)$$

где  $n_0$  — среднее равновесное значение плотности плазмы,  $\tilde{n}_0$  — возмущенное значение плотности электронов, вызванное ВГВ накачки, индекс «0» в выражениях для  $\mathbf{v}_e$  и  $\mathbf{E}$  обозначает величины, связанные с ВГВ, а индекс «A» — величины, связанные с кинетической альвеновской волной, индекс  $j = 1, 2$  — величины, связанные с электромагнитными волнами.

Заметим, что электромагнитное излучение не вызывает возмущений плотности, так как мы рассматриваем случаи параллельного и перпендикулярного (относительно  $\mathbf{B}_0$ ) распространения.

## ГЕНЕРАЦИЯ ОБЫКНОВЕННОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ

Источником излучения обыкновенной электромагнитной волны является нелинейный ток, возникающий в результате резонансного взаимодействия ВГВ накачки с низкочастотными альвеновскими волнами. Поле обыкновенной электромагнитной волны, складываясь с полем ВГВ накачки, в свою очередь, генерирует низкочастотную силу, которая усиливает нарастание КАВ. Ниже будет получено дисперсионное уравнение для кинетической альвеновской волны и дисперсионное уравнение для обыкновенной электромагнитной волны. Комбинируя эти два уравнения, найдем нелинейное уравнение, описывающее трехволновой процесс.

Нелинейное дисперсионное уравнение для кинетических альвеновских волн. Исключая из уравнений Максвелла (6) и (7) магнитное поле  $\mathbf{B}$ , получим уравнение для электрического поля  $\mathbf{E}$ :

$$\nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \Delta \mathbf{E} = i \frac{4\pi\omega}{c^2} \mathbf{j}, \quad (10)$$

из которого находим

$$\nabla_\perp \left( \nabla_\perp \mathbf{E}_\perp + \frac{\partial \mathbf{E}_z}{\partial z} \right) - \Delta \mathbf{E}_\perp = i \frac{4\pi\omega}{c^2} \mathbf{j}_\perp. \quad (11)$$

Для случая медленных низкочастотных возмуще-

ний ( $\omega \ll \omega_{\text{Bi}}$ , где  $\omega_{\text{Bi}}$  — ионная циклотронная частота) выполняется условие плазменного приближения:

$$n_i = n_e. \quad (12)$$

Используя (12), из уравнения сохранения заряда

$$\frac{\partial \rho_e}{\partial t} + \nabla_{\perp} \cdot \mathbf{j}_{\perp} = 0$$

получим

$$\frac{\partial j_z}{\partial z} = - \nabla_{\perp} \cdot \mathbf{j}_{\perp}. \quad (13)$$

В случае  $\beta \ll 1$  перпендикулярная составляющая плотности тока  $j_{\perp}$  определяется ионным компонентом, а продольная  $j_z$  — электронным:

$$j_z = -e n_0 v_z + j_{ez}^{\text{NL}}, \quad (14)$$

где нелинейный ток определяется выражением

$$j_{ez}^{\text{NL}} = -e (\tilde{n}_1^* v_{0z} + \tilde{n}_0 v_{1z}^*). \quad (15)$$

Здесь  $\tilde{n}_0$ ,  $v_{0z}$  и  $\tilde{n}_1$ ,  $v_{1z}$  — возмущения плотности электронов и составляющая скорости электронов в поле верхнегибридной волны накачки и обыкновенной электромагнитной волны соответственно.

Из  $z$ -оей составляющей уравнения движения для электронов

$$\frac{\partial v_z}{\partial t} = -\frac{e E_z}{m_e} - \frac{F_{ez}}{m_e},$$

где

$$F_{ez} = \frac{e}{c} (\mathbf{v}_e \times \mathbf{B}) + m_e (\mathbf{v}_e \nabla) v_{ez},$$

и уравнения (13) находим:

$$\frac{\partial E_z}{\partial z} = i \frac{m_e \omega_1}{n_0 e^2} \nabla_{\perp} \cdot \mathbf{j}_{\perp} + Q_{\text{NL}}. \quad (16)$$

Здесь

$$Q_{\text{NL}} = i \frac{m_e \omega_1}{n_0 e^2} \frac{\partial j_{ez}^{\text{NL}}}{\partial z} - \frac{1}{e} \frac{\partial F_{ez}}{\partial z},$$

а  $F_{ez}$  определяется взаимодействием верхнегибридной волны накачки и обыкновенной электромагнитной волны.

Подставляя (16) в уравнение (11), получим

$$\Delta_{\perp} \mathbf{E}_{\perp} - i \frac{m_e \omega}{n_0 e^2} \left( \Delta_{\perp} - \frac{\omega_{\text{pe}}^2}{c^2} \right) \mathbf{j}_{\perp} = \nabla_{\perp} \cdot \mathbf{Q}_{\text{NL}}. \quad (17)$$

Из (16) для  $x$ -составляющей имеем

$$\Delta_{\perp} E_x - i \frac{m_e \omega}{n_0 e^2} \left( \Delta_{\perp} - \frac{\omega_{\text{pe}}^2}{c^2} \right) j_{ix} = \frac{\partial Q_{\text{NL}}}{\partial x}. \quad (18)$$

Из уравнения движения для ионов находим

$$v_{ix} = -i \frac{e \omega}{m_i \omega_{\text{Bi}}} E_x$$

и выражение для плотности тока  $j_{ix}$ :

$$j_{ix} = -i \frac{n_0 e^2 \omega}{m_i \omega_{\text{Bi}}^2} E_x. \quad (19)$$

Из выражений (18) и (19) находим дисперсионное уравнение для кинетической альвеновской волны:

$$\epsilon_A \Phi = \mu_{A1} \Phi_0 E_{1z}^*, \quad (20)$$

где

$$\epsilon_A = \omega^2 - \frac{k_z^2 v_A^2}{1 + k_{\perp}^2 a_e^2},$$

$$\mu_{A1} \approx i \frac{e v_A^2}{T_e} \frac{k_{0z}^3 v_{Te}^2}{\omega_0 \omega_1},$$

$$\Phi = \frac{e \varphi}{T_e}, \quad \Phi_0 = \frac{e \varphi_0}{T_e};$$

$a_e = c/\omega_{\text{pe}}$  — электронная инерционная длина,  $\varphi$  и  $\varphi_0$  — скалярные потенциалы кинетической альвеновской и вехнегибидной волн соответственно.

**Дисперсионное уравнение для обыкновенной электромагнитной волны.** Предположим, что обыкновенная электромагнитная волна распространяется вдоль оси  $x$ , и электрическое поле волны направлено вдоль оси  $z$ . Исключая из уравнений Максвелла (6), (7) магнитное поле, получим уравнение для электрического поля обыкновенной электромагнитной волны:

$$\epsilon_1 E_{1z} = -\frac{\omega_{\text{pe}}^2}{e} F_{1z} + 4\pi e i \omega_1 (n v_z)_{\text{NL}}, \quad (21)$$

где  $\epsilon_1 = \omega_1^2 - k_1^2 c^2 - \omega_{\text{pe}}^2$ , а  $F_{1z}$  определяется взаимодействием верхнегибридной волны накачки и кинетической альвеновской волны.

Будем считать, что волновые векторы верхнегибридной и кинетической альвеновской волн расположены в плоскости  $xz$ . В этом случае для вычисления нелинейного тока и пондеромоторной силы в уравнении (21) достаточно знать составляющие скорости для верхнегибридной волны и параметры кинетической альвеновской волны:

$$\begin{aligned} v_{0x} &= -\frac{\omega_0 k_{0x} v_{Te}^2}{\omega_0^2 - \omega_{Be}^2} \Phi_0, \\ v_{0z} &= -\frac{k_{0z} v_{Te}^2}{\omega_0} \Phi_0, \\ v_z &= v_A \chi^2 \Phi, \\ \tilde{n}_A &= n_0 \chi^2 \Phi, \\ B_{yA} &= -i k_x \frac{c T_e}{v_A e} \Phi, \end{aligned} \quad (22)$$

где  $\chi = k_{\perp} a_e$ .

Подставляя (22) в уравнение (21), получим следующее дисперсионное уравнение для обыкновенной электромагнитной волны:

$$\varepsilon_1 E_{1z} = \mu_1 \Phi_0 \Phi^*, \quad (23)$$

где коэффициент связи  $\mu_1$  определяется выражением

$$\mu_1 = i \frac{T_e \omega_{pe}^2 v_A \omega_0 k_{0x} k_x}{e(\omega_0^2 - \omega_{Be}^2)} \chi.$$

**Нелинейное дисперсионное уравнение.** Из комбинации уравнений (20) и (23) находим нелинейное дисперсионное уравнение, описывающее распад верхнегибридной волны на обыкновенную электромагнитную волну и кинетическую альвеновскую волну:

$$\varepsilon_A \varepsilon_1^* = \mu_A \mu_1^* |\Phi_0|^2. \quad (24)$$

Полагая в (24)  $\omega = \omega_r + i\gamma_1$ ,  $\omega_1 = \omega_{1r} + i\gamma_1$  (где  $|\gamma_1| \ll \omega_r, \omega_{1r}$ ) и разлагая  $\varepsilon_A$  и  $\varepsilon_1^*$  в ряд Тейлора по малому параметру  $i\gamma_1$ , получим выражение для инкремента развития неустойчивости:

$$\gamma_1^2 = \frac{\mu_A \mu_1^* |\Phi_0|^2}{\frac{\partial \varepsilon_A}{\partial \omega} \frac{\partial \varepsilon_1}{\partial \omega_1}} \Bigg|_{\substack{\omega = \omega_r \\ \omega_1 = \omega_{1r}}} , \quad (25)$$

где  $\omega_r$  и  $\omega_{1r}$  определяются из уравнений

$$\varepsilon_A(\omega_r, \mathbf{k}) = 0,$$

$$\varepsilon_1(\omega_{1r}, \mathbf{k}_1) = 0.$$

Подставляя значения производных

$$\frac{\partial \varepsilon_A}{\partial \omega} = 2\omega ,$$

$$\frac{\partial \varepsilon_1}{\partial \omega_1} = 2\omega_1$$

и коэффициентов связи  $\mu_A$  и  $\mu_1^*$  в соотношение (25), получим

$$\gamma_1 \approx \frac{\sqrt{W}}{2} \left( \frac{v_A^3 k_{0z}^3 k_x}{k_{0x} \omega_0^2 \omega_1^2} \right)^{1/2} \chi \omega_{pe} . \quad (26)$$

Здесь

$$W = \frac{|E_{0x}|^2}{4\pi n_0 T_e}. \quad (27)$$

## ГЕНЕРАЦИЯ ЛЕВОПОЛЯРИЗОВАННОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ

Источником генерации левополяризованной электромагнитной волны, распространяющейся вдоль внешнего магнитного поля является нелинейный ток, возникающий в результате резонансного взаимодействия верхнегибридной волны накачки и альвеновской волны.

**Дисперсионное уравнение для левополяризованной электромагнитной волны.** Исключая из уравнений Максвелла (6) и (7) магнитное поле  $\mathbf{B}$ , находим уравнение для электрического поля левополяризованной электромагнитной волны:

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \mathbf{E}_2 - 4\pi n_0 \frac{\partial \mathbf{v}_2}{\partial t} = -4\pi \frac{\partial \mathbf{j}_{NL}}{\partial t} , \quad (28)$$

где плотность нелинейного тока определяется биением верхнегибридной волны накачки и альвеновской волны:

$$\mathbf{j}_{NL} = -e(\tilde{n}^* \mathbf{v}_0 + \tilde{n}_0 \mathbf{v}^*), \quad (29)$$

а частота  $\omega_2$  и волновой вектор  $\mathbf{k}_2$  связаны соотношением

$$\frac{k_2^2 c^2}{\omega_2^2} = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_2(\omega_2 + \omega_{Be})} .$$

Из (28) и (29) находим дисперсионное уравнение для левополяризованной электромагнитной волны:

$$\varepsilon_2 E_{2x} = \mu_2 \Phi_0 \Phi^* , \quad (30)$$

где

$$\varepsilon_2 = \omega^2 - k_2^2 c^2 - \omega_{pe}^2 \frac{\omega_2}{\omega_2 - \omega_{Be}} ,$$

а коэффициент связи определяется выражением

$$\mu_2 = -i4\pi n_0 e \chi^2 \frac{\omega_2 \omega_0 k_{0x} v_{Te}^2}{\omega_0^2 - \omega_{Be}^2} .$$

**Дисперсионное уравнение для кинетической альвеновской волны.** При получении дисперсионного уравнения для кинетической альвеновской волны можно воспользоваться соотношениями (18), где пондеромоторная сила  $\mathbf{F}_e$  и нелинейный ток будут определяться взаимодействием верхнегибридной волны накачки и левополяризованной электромагнитной волны.

Для левополяризованной электромагнитной волны электрическое поле равно

$$\mathbf{E}_2 = E_x (\mathbf{e}_x - i\mathbf{e}_y) ,$$

и соответственно скорость электронов в поле волны будет определяться выражением

$$\mathbf{v}_2 = -i \frac{e \mathbf{E}_2}{m_e(\omega_2 + \omega_{Be})} . \quad (31)$$

Из (18) находим дисперсионное уравнение для альвеновской волны:

$$\varepsilon_A \Phi = \mu_A \Phi_0 E_{2x} , \quad (32)$$

где

$$\varepsilon_A = \omega^2 - \frac{k_z^2 v_A^2}{1 + k_\perp^2 a_e^2} ,$$

а коэффициент связи определяется выражением

$$\mu_{A2} = i \frac{ev_A^2}{k_\perp T_e(1 + k_\perp^2 a_e^2)} \frac{k_{0x}^2 k_{0z} k_z v_{Te}^2}{\omega_0(\omega_2 - \omega_{Be})}.$$

**Нелинейное дисперсионное уравнение.** Из комбинации уравнений (30) и (32) находим нелинейное дисперсионное уравнение, описывающее распад верхнегибридной волны на левополяризованную электромагнитную волну и кинетическую альвеновскую волну:

$$\varepsilon_2 \varepsilon_A^* = \mu_2 \mu_{A2}^* |\Phi_0|^2. \quad (33)$$

Полагая в (33)

$$\omega = \omega_r + i\gamma_2,$$

$$\omega_2 = \omega_{2r} + i\gamma_2$$

(где  $|\gamma_2| \ll \omega_r, \omega_{2r}$ ) и разлагая  $\varepsilon_2$  и  $\varepsilon_A$  в ряд Тейлора по малому параметру  $i\gamma_2$ , получим выражение для инкремента развития неустойчивости:

$$\gamma_2 = \frac{\mu_2 \mu_{A2}^* |\Phi_0|^2}{\frac{\partial \varepsilon_2}{\partial \omega_2} \frac{\partial \varepsilon_A}{\partial \omega} \Big|_{\substack{\omega_2 = \omega_{2r} \\ \omega = \omega_r}}}, \quad (34)$$

где  $\omega_r$  и  $\omega_{2r}$  определяются из уравнений

$$\varepsilon_2(\omega_2, \mathbf{k}_2) = 0,$$

$$\varepsilon_A(\omega, \mathbf{k}) = 0.$$

Подставляя значения производных

$$\frac{\partial \varepsilon_2}{\partial \omega_2} = 2\omega_2,$$

$$\frac{\partial \varepsilon_A}{\partial \omega} = 2\omega$$

и коэффициенты связи  $\mu_2$  и  $\mu_{A2}^*$  в уравнение (34), получим:

$$\gamma_2 \approx \frac{\sqrt{W}}{2} \left( \frac{k_{0x}}{k_x} \frac{k_{0z} v_A}{\omega_2 + \omega_{Be}} \right)^{1/2} \chi \omega_{pe}, \quad (35)$$

где  $W$  определяется выражением (27).

## ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Параметрический распад верхнегибридной волны изучался рядом авторов в связи с нагревом ионосферы мощными радиоволнами и возникновением вторичного электромагнитного излучения в ионосфере [5, 9], а также в связи с обнаруженным низкочастотным электромагнитным излучением в магнитосфере Земли [6, 14].

В данной работе мы изучаем распад верхнегибридной волны на электромагнитную и кинетическую

альвеновскую волны с законом дисперсии (2). Альвеновские волны с законом дисперсии (2) наблюдались в ионосферной плазме с помощью спутника FREJA [13].

Из выражений (26) и (35) следует, что инкремент развития неустойчивости пропорционален электронной инерционной длине. Таким образом, рассмотренные нами нелинейные параметрические процессы возможны только благодаря учету эффектов, обусловленных конечностью инерции электронов в альвеновских волнах.

Оценим инкременты развития неустойчивости. Сначала оценим инкремент и время развития неустойчивости для случая, когда верхнегибридная волна накачки распадается на обыкновенную электромагнитную волну и кинетическую альвеновскую волну. Из условия синхронизма волн  $k_{0z} = k_z$ ,  $k_{0x} = k_x$ ,  $\omega_1 \approx \omega_0 \gg \omega$ . Так как альвеновские волны существуют в области частот  $\omega \ll \omega_{Bi}$ , то можно положить  $k_z \approx 10^{-1} (\omega_{Bi}/v_A)$ . Теперь выражение (26) можно переписать в виде

$$\gamma_1 \approx \frac{\sqrt{W}}{20} \left( \frac{\omega_{Bi}^2}{\omega_{pe}^2 + \omega_{Be}^2} \right)^{1/2} \chi \omega_{pe}. \quad (36)$$

Типичные параметры ионосферной плазмы на высоте  $h = 1000$  км следующие:  $n_0 \approx 10^4 \text{ см}^{-3}$ ,  $T_e \approx T_i \approx 0.2 \text{ эВ}$ ,  $\omega_{Bi} \approx 10^4 \text{ с}^{-1}$ ,  $\omega_{Be} \approx 10^7 \text{ с}^{-1}$ ,  $\omega_{pe} \approx 10^7 \text{ с}^{-1}$ . Полагая  $E_{0x} = 10^{-7} \text{ В/м}$  [7], получим  $W \approx 10^{-5}$ . Подставляя значения параметров в (36) и полагая  $\chi \approx 1$ , получим  $\gamma_1 \approx 2 \text{ с}^{-1}$  и время развития неустойчивости  $\tau_1 \approx \gamma_1^{-1} \approx 0.5 \text{ с}$ .

А теперь для тех же параметров ионосферной плазмы оценим инкремент и время развития неустойчивости для случая, когда верхнегибридная волна накачки распадается на левополяризованную электромагнитную волну и кинетическую альвеновскую волну. Из условия синхронизма волн следует:  $k_{0z} = k_z$ ,  $k_{0x} = k_x$ ,  $\omega_2 \approx \omega_0 \gg \omega$ . Учитывая это, выражение для инкремента (35) можно переписать в виде:

$$\gamma_2 \approx \frac{\sqrt{W}}{6} \left( \frac{\omega_{Bi}}{\sqrt{\omega_{pe}^2 + \omega_{Be}^2} + \omega_{Be}} \right)^{1/2} \chi \omega_{pe}. \quad (37)$$

Подставляя в (37) параметры ионосферной плазмы для  $F$ -слоя ионосферы, получим:  $\gamma_2 \approx 10^2 \text{ с}^{-1}$  и  $\tau_2 \approx \gamma_2^{-1} \approx 0.01 \text{ с}$ , т. е. время развития неустойчивости чрезвычайно мало.

Таким образом, генерация левополяризованной электромагнитной волны происходит гораздо быстрее, чем генерация обыкновенной электромагнитной волны. Заметим, что наши результаты согласуются с выводами, полученными в работе [6], где

рассматривался процесс распада верхнегибридной волны накачки на левополяризованный (обыкновенную) электромагнитную волну и нижнегибридную (ионно-циклотронную) волну.

Рассмотренные нами здесь нелинейные параметрические процессы могут иметь место в ионосфере и нижней магнитосфере, где значение плазменного параметра  $\beta$  низкое. В частности, предложенный механизм может быть ответствен за возникновение вторичного электромагнитного излучения в ионосфере Земли во время нагревных экспериментов [12].

1. Юхимук А. К., Юхимук В. А., Кучеренко В. П. Нелинейный механизм генерации альвеновских волн в космической плазме // Кинематика и физика небес. тел.—1995.—11, № 5.—С. 71—77.
2. Юхимук А. К., Юхимук В. А., Фалько О. Г. Нелинейный механизм электромагнитного излучения в космической плазме // Косміч. наука і технологія.—1995.—1, № 2-6.—С. 65—71.
3. Юхимук В. А., Юхимук А. К. Параметрическое возбуждение верхнегибридных и ионно-звуковых волн в космической плазме // Кинематика и физика небес. тел.—1994.—10, № 6.—С. 67—73.
4. Chian A., Lopes S. R., Aevs M. V. Nonlinear excitation of Longmuir and Alfvén waves by auroral whistler waves in the planetary magnetosphere // Astron. and Astrophys.—1994.—288, N 3.—P. 981—984.
5. Leyser T. B. Parametric interaction between upper hybrid and low hybrid waves in heating experiments // Geophys. Res. Lett.—1991.—18, N 3.—P. 408—411.
6. Murtaza G., Shukla P. K. Nonlinear generation of electromagnetic waves // J. Plasma Phys.—1984.—31.—P. 432—436.
7. Oya H., Marioka A., Kobayashi K., et al. Plasma wave observation and sounder experiments (PWS) using the Akebano (E XOS-D) satellite-instrumentation and initial result including discovery of the high altitude equatorial plasma turbulence // J. Geomag. Geoelectr.—1990.—42.—P. 441—444.
8. Shukla P. K., Stenflo L. Nonlinear Alfvén waves // Phys. scr.—1995.—60.—P. 32—35.

9. Stenflo L. Stimulated scattering of large amplitude waves in the ionosphere // Phys. scr.—1990.—30.—P. 166—169.
10. Stenflo L. Resonant three-wave interaction in plasmas // Phys. scr.—1994.—50.—P. 15—19.
11. Stenflo L., Shukla P. K., Generation of radiation by upper hybrid pump waves // J. Geophys. Res.—1995.—100A, N 9.—P. 17261—17263.
12. Stubbe P., Kopka H., Thide B., Derblom H. Stimulated electromagnetic emissions: a new technique to study the parametric decay instability in the ionosphere // J. Geophys. Res.—1984.—89A, N 3.—P. 7523—7536.
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.
14. Yukhimuk A. K., Yukhimuk V. A., Falko O. G. Nonlinear mechanism electromagnetic radiation generation in spase plasma // Proc. 23rd European Phys. Soc. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics / Eds D. Gresillon, A. Sitenko, A. Zagorodny. — Kiev: Bogolyubov Inst. for Theoret. Phys., 1996.—Vol. 20c. Part III.—P. 1325—1328.

#### GENERATION OF ELECTROMAGNETIC RADIATION BY AN UPPER HYBRID PUMPING WAVE IN A MAGNETIZED PLASMA

A. K. Yukhimuk, V. N. Fedun, V. A. Yukhimuk, and O. G. Falko

We discuss a nonlinear mechanism for the generation of electromagnetic radiation in a magnetized plasma with a low plasma parameter  $\beta$ . Two-fluid magnetohydrodynamics is used to describe the decay of an upper hybrid pumping wave into a left polarized (ordinary) electromagnetic wave and a kinetic Alfvén wave. We found the instability growth rates  $\gamma$  which are proportional to electron inertial length ( $a_e = c/\omega_{pe}$ ). Therefore, this process is possible only if one takes the electron inertia for Alfvén waves into account. The left polarased wave generation occur much faster than the generation of the ordinary wave. The nonlinear processes discussed in this study can occur in the upper ionosphere and the magnetosphere where the plasma parameter  $\beta$  is low.

УДК 550.388.2

Параметрическое  
верхнегибридных альвеновских волн возбуждение и кинетических волн в магнитоактивной плазме

А. К. Юхимук<sup>1</sup>, В. Н. Федун<sup>2</sup>,  
В. А. Юхимук<sup>3</sup>, В. Н. Ивченко<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Головна астрономічна обсерваторія НАН України, Київ

<sup>2</sup>Київський національний університет ім. Тараса Шевченка

<sup>3</sup>Лос-Аламоська національна лабораторія, Лос-Аламос, США

*Надійшла до редакції 09.04.97*

Вивчено нелінійне параметричне збудження верхньогибридних і кінетичних альвенівських хвиль в замагнічений плазмі з низьким плазмовим параметром  $\beta$ . Хвилею накачки є звичайна електромагнітна хвіля, яка розпадається на верхньогибридну та кінетичну альвенівську хвилі. На основі дворідинної МГД отримано нелінійне дисперсійне рівняння, яке описує трихвильову взаємодію. Знайдено інкремент розвитку нестійкості, пропорційний електронній інерційній довжині ( $a_e = c/\omega_{pe}$ ). Отже, розглянутий нами нелінійний процес має місце лише при умові урахування інерції електронів в альвенівських хвілях. Подібні нелінійні параметричні процеси можуть виникати в іоносферній плазмі під час нагрівних експериментів.

## ВВЕДЕНИЕ

Изучение возбуждения электромагнитных и электростатических волн в околоземной плазме является очень интересной проблемой. В настоящее время существует достаточное количество экспериментальных наблюдений, которые подтверждают существование низкочастотных электромагнитных и электростатических верхнегибридных волн естественного и искусственного происхождения в околоземной плазме [6, 7, 9].

Нагрев и изменение ионосфера с помощью мощных наземных радиопередатчиков создает большое количество новых явлений, связанных со взаимодействием волн. Считается, что большинство этих явлений связаны с параметрическим взаимодействием волн. Исследованию нелинейного параметрического взаимодействия волн в космической плазме

посвящено большое количество работ [1—5, 8, 10, 11]. Одним из наиболее интересных результатов, полученных при нагреве ионосферы, является генерация вынужденного электромагнитного излучения [12]. Это излучение регистрируется через несколько миллисекунд после того как ионосферу облучают мощной электромагнитной волной. Можно предположить, что электромагнитное излучение возникло в результате следующего параметрического процесса. Мощная электромагнитная волна ВЧ-нагревателя распадается на кинетическую альвеновскую волну и верхнегибридную волну. Затем верхнегибридная волна, в свою очередь, распадается на две другие волны, одной из которых является электромагнитная волна, которая регистрируется на поверхности Земли. В данной работе мы рассмотрим первый этап каскадного параметрического процесса: распад обычновенной электромагнитной

волны на альвеновскую и верхнегибридную. При этом мы будем рассматривать плазму с низким плазменным параметром  $\beta = 8\pi nT/B_0^2 \ll m_e/m_i$ , когда доминирует эффект, связанный с конечностью массы электронов в альвеновских волнах.

Рассматривается однородная замагниченная плазма ( $B_0 = B_0 \mathbf{e}_z$ ), в которой распространяется обыкновенная электромагнитная волна накачки:

$$\mathbf{E}_0 = E_0 \mathbf{e}_z e^{i(-\omega_0 t + k_0 x)} + k.c. \quad (1)$$

Здесь

$$k_0^2 = (\omega_0^2 - \omega_{pe}^2)/c^2,$$

$\omega_{pe}$  — электронная плазменная частота,  $c$  — скорость света. Электромагнитная волна накачки распадается на верхнегибридную и кинетическую альвеновскую волны. При этом предполагается, что выполняются условия синхронизма для трехволнового взаимодействия:

$$\begin{aligned} \omega_0 &= \omega + \omega_1, \\ \mathbf{k}_0 &= \mathbf{k} + \mathbf{k}_1, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $\omega$  и  $\mathbf{k}$  — частота и волновой вектор низкочастотной альвеновской волны, а  $\omega_1$  и  $\mathbf{k}_1$  — частота и волновой вектор верхнегибридной волны.

## ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Для описания нелинейного параметрического взаимодействия волн воспользуемся уравнениями двухжидкостной магнитной гидродинамики:

$$\frac{\partial \mathbf{v}_\alpha}{\partial t} = \frac{1}{m_\alpha} (e\mathbf{E} + \mathbf{F}_\alpha) + (\mathbf{v}_\alpha \times \omega_{B\alpha}) - \frac{v_{T\alpha}^2}{n_\alpha} \nabla n_\alpha, \quad (3)$$

$$\frac{\partial n_\alpha}{\partial t} + \nabla(n_\alpha \mathbf{v}_\alpha) = 0, \quad (4)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}, \quad (5)$$

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

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{E} &= 4\pi \rho_e, \\ \frac{\partial \rho_e}{\partial t} + \nabla \times \mathbf{j} &= 0, \end{aligned} \quad (7) \quad (8)$$

где

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

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

$$\rho_e = e(n_i - n_e),$$

$$v_{T\alpha} = \frac{T_\alpha}{m_\alpha}.$$

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

## ДИСПЕРСИОННОЕ УРАВНЕНИЕ ДЛЯ КИНЕТИЧЕСКОЙ АЛЬВЕНОВСКОЙ ВОЛНЫ

Исключая из уравнений Максвелла (5), (6) магнитное поле  $\mathbf{B}$ , получим уравнения для электрического поля  $\mathbf{E}$ :

$$\nabla(\nabla \mathbf{E}) - \Delta \mathbf{E} = i \frac{4\pi\omega}{c^2} \mathbf{j}. \quad (9)$$

Из (9) находим уравнения для  $\mathbf{E}_\perp$ :

$$\nabla_\perp \left( \nabla_\perp \mathbf{E}_\perp + \frac{\partial \mathbf{E}_z}{\partial z} \right) - \Delta \mathbf{E}_\perp = -i \frac{4\pi\omega}{c^2} \mathbf{j}_\perp. \quad (10)$$

Для медленных низкочастотных возмущений ( $\omega \ll \omega_{Bi}$ ,  $\omega_{Bi}$  — ионная циклотронная частота) можно воспользоваться плазменным приближением:

$$n_e = n_i. \quad (11)$$

В этом случае из уравнения сохранения заряда (8) следует

$$\frac{\partial j_z}{\partial z} = -\nabla_\perp \mathbf{j}_\perp. \quad (12)$$

В случае  $\beta \ll 1$  перпендикулярная составляющая плотности тока  $\mathbf{j}_\perp$  определяется в основном ионным компонентом, а продольная  $j_z$  — электронным:

$$j_z = -en_0 v_z + j_{ez}^{NL}, \quad (13)$$

где нелинейный ток определяется выражением

$$j_{ez}^{NL} = -e(\tilde{n}_1^* v_{0z}).$$

Здесь  $\tilde{n}_1$  — возмущение плотности электронов в поле верхнегибридной волны,  $v_{0z}$  — скорость электронов в поле волны накачки, «звездочка» обозначает комплексно-сопряженную величину. Заметим, что возмущение плотности электронов в поле волны накачки равно нулю ( $\tilde{n}_0 = 0$ ).

Из  $z$ -й компоненты уравнения движения для электронов

$$\frac{\partial v_z}{\partial t} = -\frac{eE_z}{m_e} - \frac{F_{ez}}{m_e} \quad (14)$$

и уравнения (12) находим

$$\frac{\partial E_z}{\partial z} = i \frac{m_e \omega_1}{n_0 e} \nabla_\perp \mathbf{j}_\perp + Q_{NL}, \quad (15)$$

где

$$Q_{NL} = i \frac{m_e \omega_1}{n_0 e^2} \frac{\partial j_{ez}^{NL}}{\partial z} - \frac{1}{e} \frac{\partial F_{ez}}{\partial z}.$$

Подставляя (15) в уравнение (10), получим:

$$\Delta_{\perp} \mathbf{E}_{\perp} - i \frac{m_e \omega}{n_0 e^2} \left( \Delta_{\perp} - \frac{\omega_{pe}^2}{c^2} \right) \mathbf{j}_{\perp} = \nabla_{\perp} \cdot Q_{NL}. \quad (16)$$

Из уравнения (16) для  $x$ -й составляющей имеем:

$$\Delta_{\perp} E_x - i \frac{m_e \omega}{n_0 e^2} \left( \Delta_{\perp} - \frac{\omega_{pe}^2}{c^2} \right) j_{ix} = \frac{\partial Q_{NL}}{\partial x}. \quad (17)$$

Из уравнения движения для ионов находим

$$v_{ix} = -i \frac{e\omega}{m_i \omega_{Bi}^2} E_x$$

и соответственно выражение для компонента тока  $j_{ix}$

$$j_{ix} = -i \frac{n_0 e^2 \omega}{m_i \omega_{Bi}^2} E_x. \quad (18)$$

Из выражений (17) и (18) находим дисперсионное уравнение для кинетических альвеновских волн:

$$\epsilon_A \Phi = \mu_A (E_0 \Phi_1^*), \quad (19)$$

где

$$\begin{aligned} \epsilon_A &= \omega^2 - \frac{k_z^2 v_A^2}{1 + k_{\perp}^2 a_e}, \\ \Phi &= \frac{e\varphi}{T_e}, \quad \Phi_1 = \frac{e\varphi_1}{T_e}, \\ \mu_A &= -i \frac{ev_A^2}{k_{\perp} T_e} \frac{k_x k_{1z}}{1 + k_{\perp}^2 a_e^2} \times \\ &\times \left[ \frac{k_{1z}^2 v_{Te}^2}{\omega_0 \omega_1} - \frac{\omega}{\omega_0} \left( \frac{k_{ix}^2 v_{Te}^2}{\omega_1^2 - \omega_{Be}^2} + \frac{k_{1z}^2 v_{Te}^2}{\omega_1^2} \right) \right], \end{aligned}$$

$a_e = c/\omega_{pe}$  — электронная инерционная длина.

#### ДИСПЕРСИОННОЕ УРАВНЕНИЕ ДЛЯ ВЕРХНЕГИБРИДНЫХ ВОЛН

Для получения дисперсионного уравнения для верхнегибридных волн воспользуемся уравнениями для электронного компонента плазмы:

$$\frac{\partial \mathbf{v}_e}{\partial t} = -\frac{1}{m_e} (e \mathbf{E}_1 + \mathbf{F}_{1e}) - (\mathbf{v}_e \times \omega_{Be}) - \frac{v_{Te}^2}{n_e} \nabla n_e \quad (20)$$

$$\frac{\partial \tilde{n}_{1e}}{\partial t} + \nabla (n_0 \mathbf{v}_e) = 0, \quad (21)$$

$$\Delta \varphi_1 = e \tilde{n}_{1e}, \quad (22)$$

где  $\mathbf{F}_{1e}$  определяется взаимодействием волны накачки и кинетической альвеновской волны. Из уравнений (20), (21) находим выражение для плотности  $\tilde{n}_{1e}$ , которое затем подставляем в уравнение Пуассона и находим дисперсионное уравнение для верхнегибридных волн:

$$\epsilon_1 \Phi_1 = \mu_1 (E_0 \Phi_1^*), \quad (23)$$

где

$$\begin{aligned} \mu_1 &= -i \frac{k_0 k_{1x}}{k_{\perp}^2} \frac{\omega_1^2 \omega_{pe}}{\omega_0} \frac{ev_A}{T_e} \chi^2, \\ \chi &= k_{\perp} a_e, \\ \epsilon_1(\omega_1, \mathbf{k}_1) &= (\omega_1^2 - \omega_{1+}^2)(\omega_1^2 - \omega_{-1}^2), \\ \omega_{1\pm}^2 &= \frac{1}{2} \left[ \omega_h^2 \pm \sqrt{\omega_h^4 - 4\omega_{Be}^2(\omega_{pe}^2 \cos^2 \theta_1 + k_{1z}^2 v_{Te}^2)} \right], \\ \omega_h^2 &= \omega_{pe}^2 + \omega_{Be}^2 + k_1^2 v_{Te}^2. \end{aligned}$$

#### НЕЛИНЕЙНОЕ ДИСПЕРСИОННОЕ УРАВНЕНИЕ ДЛЯ ТРЕХВОЛНОВОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Из комбинации уравнений (19) и (23) находим нелинейное дисперсионное уравнение, описывающее трехволновое взаимодействие:

$$\epsilon_A \epsilon_1^* = \mu_A \mu_1^* |E_0|^2. \quad (24)$$

Полагая в выражении (24)

$$\begin{aligned} \omega &= \omega_r + i\gamma_0, \\ \omega_1 &= \omega_{1r} + i\gamma_0 \quad (|\gamma| \ll \omega_r, \omega_{1r}), \end{aligned}$$

и разлагая  $\epsilon_A$  и  $\epsilon_1$  в ряд Тейлора по малому параметру  $i\gamma_0$ , получим

$$\gamma_0^2 = \frac{\mu_A \mu_1^* |E_0|^2}{\frac{\partial \epsilon_A}{\partial \omega} \frac{\partial \epsilon_1}{\partial \omega_1}}. \quad (25)$$

Здесь  $\mu_A \mu_1^* > 0$ , поэтому для развития неустойчивости, необходимо, чтобы

$$\frac{\partial \epsilon_A}{\partial \omega} \frac{\partial \epsilon_1}{\partial \omega_1} > 0. \quad (26)$$

Очевидно, что неравенство (26) будет выполняться только для  $\omega_1 = \omega_{1+}$ . Действительно, так как

$$\begin{aligned} \frac{\partial \epsilon_A}{\partial \omega} \Big|_{\omega=\omega_r} &= 2\omega_r \cong 2k_z v_A, \\ \frac{\partial \epsilon_1}{\partial \omega_1} \Big|_{\omega=\omega_{1+}} &= 2\omega_{1+}(\omega_{1+}^2 - \omega_{-1}^2), \end{aligned} \quad (27)$$

то неравенство (26) выполняется.

При  $\omega_1 = \omega_{1-}$  произведение  $\frac{\partial E_A}{\partial \omega} \frac{\partial E_1}{\partial \omega_1} \Big|_{\omega = \omega_{1-}} < 0$  и, следовательно, неустойчивость развиваться не будет.

Подставляя коэффициенты связи  $\mu_A$  и  $\mu_1$  и выражение (27) в (25), получим

$$\gamma_0 \approx \sqrt{W} \left( \frac{m_1}{m_e} \right)^{1/4} \frac{v_A}{c} \chi \omega_{pe} F(\theta_1), \quad (28)$$

где

$$W = |E_0|^2 4\pi n_0 T_e, \\ F_1(\theta_1) = \cos(\theta_1) \sqrt{\sin(2\theta_1)}.$$

Если учесть затухание волн — продуктов распада, то инкремент развития неустойчивости будет определяться уравнением

$$\gamma^2 + (\gamma_A + \gamma_1)\gamma + \gamma_A \gamma_1 - \gamma_0^2 = 0, \quad (29)$$

где  $\gamma_A$  и  $\gamma_1$  — декременты затухания альвеновской и верхнегибридной волн, а  $\gamma_0$  определяется выражением (28). Решая уравнение (29) относительно  $\gamma$ , получим

$$\gamma = \frac{1}{2} [-(\gamma_A + \gamma_1) \pm \sqrt{(\gamma_A - \gamma_1)^2 + 4\gamma_0^2}]. \quad (30)$$

Полагая в (30)  $\gamma = 0$ , находим выражение, определяющее пороговое значение амплитуды волны накачки:

$$\gamma_0^2 = \gamma_A \gamma_1. \quad (31)$$

Из соотношений (28) и (31) следует

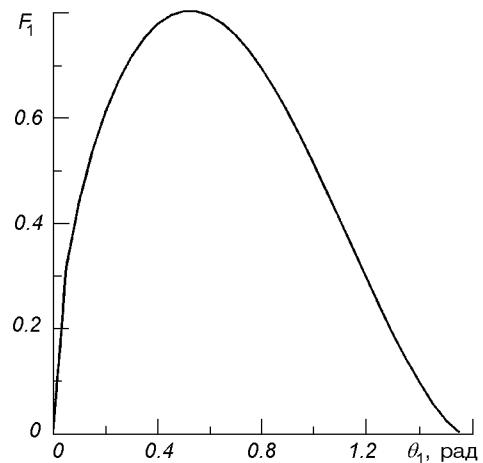
$$\frac{|E_0|}{4\pi n_0 T_e} \approx \frac{\gamma_A}{\omega_A} \frac{\gamma_1}{\omega_{1+}} \sqrt{\frac{m_e}{m_1}} \left( \frac{c}{v_A} \right)^2 \frac{\omega_A}{\omega_{pe}} \chi^2 F^2(\theta_1), \quad (32)$$

где  $\omega_A = k_z v_A$ .

## ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Параметрический распад обычновенной электромагнитной волны обычно изучается в связи с нагревом ионосферной и лабораторной плазмы электромагнитными волнами.

В настоящее время существует достаточно наблюдательных данных, которые подтверждают существование низкочастотных электромагнитных и верхнегибридных волн в верхней части ионосферы. Кинетические альвеновские волны с поперечной длиной волны порядка  $a_e = c/\omega_{pe}$  наблюдались в ионосферной плазме с помощью спутника «Freja» [13].



Зависимость функции  $F_1(\theta_1)$  от угла  $\theta_1$

Из выражения (23) следует, что инкремент развития неустойчивости пропорционален электронной инерционной длине ( $a_e = c/\omega_{pe}$ ). Следовательно, рассмотренная нами параметрическая неустойчивость возможна только благодаря учету эффектов, обусловленных конечностью длины инерции электронов в альвеновских волнах.

Из рисунка видно, что инкремент зависит от направления распространения верхнегибридной волны относительно внешнего магнитного поля и имеет максимальное значение  $\gamma = \gamma_{max}$  при  $\theta \approx 30^\circ$ . Пороговое значение поля обычновенной электромагнитной волны накачки зависит от угла  $\theta_1$  и параметров плазмы. Для F-области ( $h \approx 1000$  км) ионосферы,  $(m_e/m_1)^{1/2} = 1/1837$ ,  $\omega_{Bi} \approx 10^4$  с<sup>-1</sup>,  $\omega_{pe} \approx 10^7$  с<sup>-1</sup>,  $c/v_A \approx 3$ . Полагая в (32)  $\gamma_A/\omega_A$ ,  $\gamma_1/\omega_1 \approx 0.1$ ,  $\omega_A \approx 0.1\omega_{Bi}$ ,  $\chi^2 \approx 1$ ,  $F(\theta_1) \approx 1$ , получим  $W \sim 10^{-7}$ .

Следовательно, пороговые условия для развития данной параметрической неустойчивости могут легко выполняться в случае нагревных экспериментов.

1. Юхимук А. К., Юхимук В. А. Нелинейный механизм генерации альвеновских волн в космической плазме // Кинематика и физика небес. тел.—1995.—11, № 5.— С. 71—77.
2. Юхимук А. К., Юхимук В. А., Фалько О. Г. Нелинейный механизм электромагнитного излучения в космической плазме // Косміч. наука і технологія.—1995.—1, № 2 -6.— С. 65—71.
3. Юхимук А. К., Юхимук В. А., Фалько О. Г. и др. Нелинейное взаимодействие альвеновских и ионно-звуковых волн в магнитоактивной плазме // Косміч. наука і технологія.—1996.—2, № 3-4.—С. 44—48

4. Юхимук В. А., Юхимук А. К. Параметрическое возбуждение верхнегибридных и ионно-звуковых волн в космической плазме // Кинематика и физика небес. тел.—1994.—**10**, № 6.—С. 67—73.
5. Buyarbara S., Shukla P. K., Das A. S., Excitation of ULF and VLF waves in the ionosphere // J. Geophys. Res.—1979.—**84A**, N 4.—P. 1317—1318.
6. Gurnett D. A., Shaw R. R. Electromagnetic radiation trapped in the magnetosphere above the plasma frequency // J. Geophys. Res.—1973.—**78A**, N 34.—P. 8136—8149.
7. Kurth W. S., Ashour-Abdalla M., Frank L. A., et al. A comparison of intense electromagnetic waves near FUHR with linear instability theory // Geophys. Res. Lett.—1979.—**6A**, N 6.—P. 487—490.
8. Murtaza G., Shukla P. K. Nonlinear generation of electromagnetic waves // J. Plasma Phys.—1984.—**31**.—P. 432—436.
9. Oya H., Marioka A., Kobayashi K., et al. Plasma wave observation and sounder experiments (PWS) using the Akebano (E XOS-D) satellite-instrumentation and initial result including discovery of the high altitude equatorial plasma turbulence // J. Geomag. Geoelectr.—1990.—**42**.—P. 441—444.
10. Shukla P. K., Mamedow M. A. Nonlinear decay of a propagating lower-hybrid wave in a plasma // J. Plasma Phys.—1978.—**19**.—P. 87—96.
11. Stenflo L., Shukla P. K., Generation of radiation by upper hybrid pump waves // J. Geophys. Res.—1995.—**100A**, N 9.—P. 17261—17263.
12. Stubbe P., Kopka H., Thide B., Derblom H. Stimulated electromagnetic emissions: a new technique to study the parametric decay instability in the ionosphere // J. Geophys. Res.—1984.—**89A**, N 3.—P. 7523—7536.
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.
- 
- PARAMETRIC EXCITATION OF UPPER HYBRID AND KINETIC ALFVEN WAVES IN A MAGNETIZED PLASMA**
- A. K. Yukhimuk, V. N. Fedun, V. A. Yukhimuk, and V. N. Ivchenko**
- Nonlinear parametric excitation of kinetic Alfvén waves and upper-hybrid waves in a magnetized plasma is studied. The pumping wave is an ordinary electromagnetic wave which decays into a kinetic Alfvén wave and an upper-hybrid wave. Two-fluid magnetohydrodynamics is used to describe the nonlinear parametric interaction of the waves. A nonlinear dispersion equation is found for the coupling of the upper-hybrid and kinetic Alfvén waves. We found also the instability growth rate  $\gamma$  which is proportional to the electron inertial length ( $a_e = c/\omega_{pe}$ ). Therefore, this process is possible only if one takes the electron inertia for Alfvén waves into account. We use our theoretical results to explain some physical processes in the ionospheric plasma during active experiments.

УДК 629.782(73)

**Авиационно-космическая  
система «Пегас».  
Обзор по материалам открытой зарубежной  
печати за 1988—1996 гг.**

**I. Проект «Pegasus»**

**В. П. Гусынин**

Національне космічне агентство України, Київ

*Надійшла до редакції 27.11.97*

Розглянуто мету та причини створення єдиної експлуатованої зараз авіаційно-космічної системи «Пегас», області її застосування. Приводяться дані про фірми-розробники, про вартість розробки та експлуатації системи, порівняльні характеристики експлуатованих і перспективних ракет-носіїв надлегкого і легкого класів.

**ВВЕДЕНИЕ**

Перспективы будущего освоения космического пространства, его использования в интересах народного хозяйства, науки и обороны как за рубежом, так и в нашей стране в значительной мере связывают с созданием нового поколения летательных аппаратов — авиационно-космических систем (АКС). Такие системы позволяют преодолеть, хотя бы частично, два главных недостатка «классических» ракет-носителей (РН): одноразовость и необходимость сложной инфраструктуры (стартовых комплексов, отчуждаемых районов падения ступеней и т. п.). Последнее особенно актуально для сравнительно небольших и густонаселенных государств Европы.

АКС рассматриваются как одно из перспективных направлений развития авиационно- и ракетно-космической техники, о чем свидетельствует значительное число широкомасштабных зарубежных программ — от ракет-носителей со спасаемыми ступенями до одноступенчатых воздушно-космических самолетов. Среди них программы NASP (США), «Зенгер» (Германия), «Хотол» (Англия),

«Гермес» (Франция), «Хоуп» (Япония) и др. Подобные разработки ведутся в России и в нашей стране (проекты «Макс», «Диана—Бурлак», «Свитязь», «Ориль» и др.).

К настоящему времени создан и коммерчески используется с 1990 г. всего один авиационно-космический комплекс для вывода легких полезных нагрузок на низкие орбиты: РН «Pegasus» либо «Pegasus-XL» и самолет-носитель (СН) «Lockheed L-1011» (ранее использовался B-52).

Ракетам-носителям семейства «Пегас» и посвящен настоящий обзор, который составлен по материалам открытой зарубежной печати за 1988—1996 гг.

**ЦЕЛИ И ПРИЧИНЫ СОЗДАНИЯ**

В последние годы коммерциализация космической техники приняла характер устойчивой тенденции во всем мире. Это одно из наиболее динамичных и перспективных направлений. Сейчас в мире действует несколько национальных программ коммерческих запусков грузов в космос. Крупнейшая

из них — европейская программа консорциума «Арианспейс» на базе ракеты-носителя «Ариан». Этот консорциум контролирует около 50 % рынка. Далее идет NASA, использующее для выведения в космос МТКК «Спейс Шаттл» и ракеты-носители одноразового применения. В последние годы в этом направлении активизировались Китай и Россия.

Основные усилия национальных космических агентств по-прежнему направлены на разработку крупногабаритных и более дорогих космических аппаратов, но наметилась тенденция расширения выпуска и небольших спутников — так называемых микроспутников с массой менее 50 кг. Эти аппараты могут быть построены и запущены в космос за сравнительно непродолжительный период времени. Удельная стоимость изготовления таких спутников находится в пределах 2000—2500 долл./кг, в то время как удельная стоимость изготовления крупногабаритных спутников, запускаемых ракетой «Атлас», составляет 6000—12000 долл./кг. С точки зрения спектра полезных нагрузок многие современные ракеты-носители оптимизированы для выведения полезной нагрузки большой массы. Запуск нагрузок массой в несколько сотен килограммов с их помощью нецелесообразен по экономическим соображениям и может производиться только в отдельных случаях вместе с основной полезной нагрузкой большой массы.

В настоящее время расходы на запуск спутников с применением существующих РН довольно высоки. В табл. 1 приведена стоимость некоторых запусков полезных нагрузок, произведенных в 1993—1994 гг. При этом стоимость выведения 1 кг полезной нагрузки (удельная стоимость выведения) на низкую орбиту вокруг Земли составляет: «Атлас-

2AS» — 11500 долл.; «CZ-2» — 2200 долл.; «Дельта-7925» — 7980 долл.; «Протон» — 2000 долл.; «Титан-4» — 9190 долл.; «Зенит-2» — 2500 долл.; «Ариан-4» — 12000 долл.; «Циклон» — 2000 долл.

При таких высоких ценах запусков ориентация на современные средства выведения не стимулирует коммерческое применение малоразмерных спутников. Поэтому в конце 1980-х годов в области средств выведения полезных нагрузок в космос возникло определенное противоречие между необходимостью оперативной доставки на околоземные орбиты с различными наклонениями при приемлемой удельной стоимости выведения малоразмерных разведывательных, связных, коммерческих и других спутников и экономической целесообразностью использования для этих целей как традиционных одноразовых ракет-носителей средней грузоподъемности, так и МТКК «Спейс Шаттл».

Возникла объективная потребность в новом малогабаритном экономическом средстве доставки, обеспечивающем оперативное выведение на орбиты небольших дешевых объектов при пуске из различных районов земного шара.

При изучении концепций новых средств доставки РН в космос американские специалисты особое внимание обратили на возможность применения ракеты, запускаемой в воздух с самолета-носителя. В процессе поиска оптимальных средств доставки был тщательно проанализирован накопленный научно-технический задел по программе экспериментального ракетного самолета X-15, который с 1958 по 1968 г. совершил 199 полетов после пусков с самолета-носителя B-52 и рассматривался в качестве возможного средства доставки полезных нагрузок на орбиту.

Таблица 1. Стоимость некоторых запусков полезных нагрузок

Наименование РН	Принадлежность РН, страна	Фирма-заказчик запуска	Полезная нагрузка	Стоимость запуска, млн долл.
«Титан-2»	США	МО	Спутник «Ландсат-6»	36.5
«Титан-4»	США	МО	Спутник «Лакросс»; аппарат видовой разведки, 3 спутника ВМС	200
«Титан-4»	США	МО	Спутник связи «Милстар-1»	300
«Атлас-2»	США	Консорциум «Inmarsat»	Спутник связи «Инмарсат-3»	62.5
«Таурус»	США	УСОИ	900 кг	25
«Пегас»	США	УСОИ	Спутник MSTI-3	14.7
«Пегас»	США	Бразильский институт INPE	Метеорологический спутник SCD-1	13.5
LLV-3	США		3630 кг	25
«Ариан-4»	Франция		ИСЗ «Интелсат-8»	78
«Ариан-4»	Франция		ИСЗ «BS-3N»	200
«Протон»	Россия	Фирма ISE США	Аппарат «Исела»	20
«Протон»	Россия		Спутник связи «Инмарсат-3»	36

Одним из факторов, оказавших существенное влияние на работы по новому направлению, явилось закрытие программы создания авиационно-ракетного противоспутникового комплекса (АРПК) F-15/A, предусматривавшей создание системы противокосмической обороны (ПКО) для поражения спутников на относительно низких околоземных орbitах (185—1850 км). В систему должны были входить самолеты-носители F-15, запускаемые с них ракеты-антиспутники ASAT, центр управления и наземные комплексы эксплуатации и техобслуживания. Работы по данной программе достигли стадии летных испытаний с пуском ракет по моделируемой цели. Закрытие по финансовым соображениям программы ASAT стимулировало поиск альтернативного многоцелевого технического средства, которое при необходимости может быть быстро приспособлено для выполнения задач ПКО.

Какие же причины ориентации американских специалистов на выбор концепции ракеты-носителя воздушного базирования? Их несколько.

1. При воздушном запуске РН удается удвоить (по сравнению со стартом с Земли) полезную нагрузку или соответственно снизить число Циолковского:

- используется начальная скорость запускаемого в воздухе летательного аппарата;
- сопротивление воздуха на высоте запуска РН в несколько раз ниже, чем у поверхности Земли, а тяга двигателей несколько выше;
- после прохождения стартового участка РН отклоняется от вертикали и тяга после этого компенсирует уже не полный вес носителя, а только его проекцию на линию действия тяги (при наземном вертикальном старте ускорение РН создается только разностью между ее массой и тягой).

2. Появляется возможность широкого маневра азимутами пуска, а значит и возможными наклонениями орбит, независимо от точки пуска. Самолет-носитель может взлететь практически с любого подходящего аэродрома и совершить полет на парallax. Чтобы вывести полезную нагрузку на экваториальную орбиту, ему достаточно только выйти в район экватора. Это немаловажное достоинство для тех стран, которые не располагают космодромами в этом районе.

3. Пуск с самолета-носителя позволяет увеличить продолжительность стартовых окон и расширить диапазон наклонений достижаемых орбит без выполнения дополнительных энергозатратных маневров.

4. Отпадает необходимость в дорогостоящих стартовых комплексах с большим количеством обслуживающего персонала. Запуски не будут ограничены

«пропускной способностью» стартовых комплексов.

5. Появляется сравнительно большая безопасность пуска ракеты в воздухе, поскольку отделение ракеты от носителя может производиться над акваторией океана вдали от населенных районов.

6. Невысокая стоимость запуска стимулирует коммерческое применение малоразмерных спутников.

7. Уменьшается уязвимость комплекса (космодромы в случае начала военных действий могут быть разрушены).

8. Появляется возможность обеспечить скрытность запуска, если это производится в отдаленных районах Земли, где нет средств наблюдения противника.

9. Воздушный способ запуска является идеальным для экстренного вывода на орбиту разведывательных спутников, способных обеспечить наблюдение за быстро изменяющейся обстановкой на театре военных действий.

10. В совокупности с реализацией за счет «самолетного» разгона оптимальной S-образной траектории, обеспечивающей минимально возможные гравитационные сопротивления, чисто аэродинамическое управление дает больший выигрыш по сравнению с качанием сопла и другими чисто ракетными методами управления движением.

11. Процесс подготовки РН к запуску радикально упрощен. Достаточно десятка технических специалистов и одного тягача, чтобы произвести сборку и контроль ракеты на аэродроме, затем укрепить ее на самолете-носителе.

Таким образом, применение крылатой РН воздушного базирования обеспечивает неоспоримые преимущества по сравнению с одноразовыми РН подобного класса.

Основываясь на этих и некоторых других соображениях, американская фирма «Orbital Sciences Corporation» (OSC) в начале 1987 года в инициативном порядке приступила к детальной проработке новой концепции, предусматривающей вывод в космическое пространство полезной нагрузки с помощью РН, запускаемой с СН.

Начальный этап проектирования новой ракеты, получившей наименование «Пегас», проходил в условиях повышенной секретности. Однако уже в феврале 1988 года управление перспективных исследований МО США (ДАРПА) объявило открытый конкурс на разработку малогабаритной РН. Благодаря определенному заделу фирма OSC смогла представить заказчику наиболее обоснованные предложения, позволяющие Пентагону остановить свой выбор именно на ракете «Пегас».

Приступив к проектированию ракеты «Пегас», руководство фирмы OSC привлекло к работам в качестве субподрядчика компанию «Hercules Aerospace», обладающую заслуженной репутацией производителя надежных реактивных двигателей различного назначения.

#### ФИРМЫ-РАЗРАБОТЧИКИ

«Orbital Sciences corporation» была основана в 1982 г. выпускниками Гарвардской школы бизнеса Девидом Томсоном, Брюсом Фергусоном и Скоттом Уэбстером. Составленная ими программа работ по созданию и эксплуатации транспортных космических систем привлекла внимание техасских бизнесменов, и они выделили необходимые средства на создание фирмы. Наибольший вклад был сделан нефтепромышленником Фредом Олкорном.

OSC — одна из быстро развивающихся фирм. В 1990 году ее капитал оценивался в 90 млн долларов. За пять лет существования доходы фирмы возросли на 300 %. В численном выражении доходы OSC в 1987, 1988 и 1989 гг. составили 26, 35 и 80 млн долларов соответственно. Штат фирмы насчитывает около 500 сотрудников.

На фоне всеобщего и вполне заслуженного внимания к ракете «Пегас» работы по ее модернизации и эксплуатации составляют незначительную часть тематики работ фирмы. Доходы фирмы от реализации этого проекта составляет 11 % от всех финансовых поступлений. Наибольшую часть своих средств (до 50 %) фирма OSC вкладывает в разработки разгонных блоков и транспортных буксиров. Активные работы ведутся по РН «Таурус» и РН «Цигнус». Разрабатываются высотные ракеты различных типов.

Характерной особенностью коммерческой дея-

тельности фирмы OSC является широкое привлечение к совместным разработкам крупнейших аэрокосмических корпораций («Hercules», «Martin Marietta», UTC). Некоторые из них являются владельцем части капитала OSC, как например «Hercules», которой принадлежит 17 % вкладов.

В рамках проекта «Пегас» OSC выполняла:

- проектирование РН, комплектацию и эксплуатацию;
- разработку механических систем и систем автоматики;
- разработку наземных и полетных программ.

«Hercules Aerospace company» является одной из крупнейших аэрокосмических компаний. Ее капитал оценивается в 2.6 млрд долларов. Фирма занимается разработкой и эксплуатацией твердотопливных ракетных двигателей (РДТТ), пусковых шахт, композиционных материалов. Фирмой разработаны РДТТ для МБР «Трайдент-2», М-X, ускорители для РН «Титан-4», «Дельта-2». Фирма также участвует в работах по усовершенствованию твердотопливных ускорителей (ТТУ) для МТКК «Спейс Шаттл».

В рамках проекта «Пегас» фирма «Hercules Aerospace» выполняла:

- разработку и изготовление РДТТ;
- изготовление головного обтекателя.

В качестве субподрядчиков в работе над созданием РН «Пегас» участвовали:

- в разработке и изготовлении крыла и оперения — компания «Burt Rutan's Scaled Composites» (Калифорния);
- в разработке бортового компьютера — фирма «Aitech» (Израиль).



Самолет L-1011-115 «Тристал» с ракетой-носителем «Пегас»

## ОБЛАСТИ ПРИМЕНЕНИЯ

Оценивая общие перспективы развития РН «Пегас» (рисунок), руководящие специалисты фирмы OSC выделяют следующие основные применения: военную тематику, научные исследования и коммерческую деятельность. Полагают, что на долю первых двух, будет приходиться не менее 65—70 % всей деловой активности, хотя и последняя также будет постепенно расширяться. Конкретизируя эти направления, западная печать приводит широкий перечень потенциальных пользователей новых ракет и малогабаритных ИСЗ, включая управление перспективных исследований Министерства обороны США (ДАРПА), отделение космических программ командования разработки систем вооружения ВВС США, космическое командование ВВС, администрацию программы СОИ, отделение космических исследований и отделение астронавигации и космической технологии NASA и, наконец, малоочисленные американские и иностранные аэрокосмические фирмы, чьи интересы сосредоточены в области связи, дистанционного зондирования Земли и обработки полученной информации.

Запуск спутников ракетой-носителем с самолета считается идеальным для экстренного вывода на орбиту разведывательных спутников, способных обеспечить наблюдение за быстро изменяющейся обстановкой на театре военных действий. По мнению некоторых специалистов, при запуске с самолета не удастся обеспечить достаточную точность вывода на орбиту, например, если ставится задача перехвата спутника противника. Однако эта проблема может быть решена при использовании системы самонаведения. Кроме того, сохраняется и возможность использования ракеты-носителя, запускаемой с самолета, для доставки противоспутникового оружия. При этом скрытный запуск противоречил бы соглашению, по которому страны, осуществлявшие вывод полезного груза на орбиту, обязаны сообщать об этом в ООН. Министерство обороны США не намерено в мирное время нарушать это соглашение, но стремится иметь «альтернативную систему запуска» на случай начала военных действий.

Работоспособность РН «Пегас» была проверена в реальных условиях военного конфликта в зоне Персидского залива. Как отмечало руководство космического командования ВМС США, через малогабаритный спутник связи «Гломар», выведенный в космос во время первого запуска РН «Пегас» в апреле 1990 г., поддерживалась устойчивая связь с одним из аэродромов Саудовской Аравии.

Еще одной областью возможного применения РН

«Пегас» могут стать гиперзвуковые скоростные испытания в интересах создания аэрокосмического самолета по программе NASP. В рамках соответствующих исследований ракету можно использовать для полетов в крейсерском режиме на больших высотах и с высокими значениями числа Маха без выхода в космическое пространство. Полеты на таких режимах позволяют собрать ценную информацию для последующих расчетов динамики воздушных потоков, необходимых при проектировании аэрокосмического самолета. Поскольку воздушно-космический самолет NASP проектируется без экспериментальных продувок в АДТ, использование РН «Пегас» обеспечивает создание экспериментального самолета X-30 в рамках программы NASP.

Специалисты считают, что использование РН «Пегас» в комплексе с малогабаритными ИСЗ позволит Пентагону развернуть новую широкомасштабную систему аэрокосмического наблюдения, обладающую достаточными техническими возможностями для ведения военной и экологической разведки в глобальном масштабе.

Кроме доставки в космос военных, научных и коммерческих спутников, РН «Пегас» будет применяться для запуска небольших спутников частных фирм, иностранных государств и университетов.

## СТОИМОСТЬ РАЗРАБОТКИ И ЭКСПЛУАТАЦИИ

В апреле 1987 г. фирма «Orbital Sciences Corporation» и компания «Hercules AeroSpace» в инициативном порядке приступили к разработке новой транспортной космической системы «Пегас», предназначеннной для вывода легких спутников на низкие околоземные орбиты. Первоначальные ассигнования, достигшие 40—45 млн долларов, были разделены поровну при условии, что ожидаемые доходы будут делиться по такому же принципу. В разработке было занято 80 человек на упомянутых двух фирмах и фирмах-смежниках. Реализованная

Таблица 2. Стоимость пусков РН «Пегас»

РН	Заказчик	КА	Стоимость запуска, млн долл.	Год запуска
«Пегас»	Управление DARPA МО США	ИСЗ «Пегсат»	6.5	1990
«Пегас»	Бразильский институт INPE	SDC-1	13.5	1993
«Пегас-XL»	Управление ВМОО, ВВС США	STER-3	12	1995

за 2.5 года программа создания РН «Пегас» закончилась созданием в 1989 г. первого летного образца и первым пуском в апреле 1990 г. Общие расходы на разработку «Пегаса» составили свыше 50 млн долларов. Эти затраты, согласно расчетам специалистов OSC, окупятся уже через 16—18 пусков.

Стоимость одного пуска для потребителя оценивается в 7—8 млн долларов, а для коммерческих пусков — 12—13 млн долларов. В расчете на 1 кг выводимой на орбиту полезной нагрузки это составляет в среднем около 3700 долларов, что примерно в 2—3 раза меньше, чем при использовании стартующих с земли современных ракет-носителей.

Относительно невысокая стоимость РН «Пегас»

во многом определяется использованием эпоксидного графитопластика для корпусов двигателей, головного обтекателя, крыла и стабилизатора, что снижает вес РН. Снижению стоимости РН также способствует применение технологии намотки графитового волокна на матрицу из смолы. Стоимость некоторых пусков РН «Пегас» приведена в табл. 2.

#### СРАВНИТЕЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РН

Все РН могут быть классифицированы в зависимости от значений технико-компоновочных характеристик. По стартовой массе РН делятся на сверх-

Таблица 3. Сравнительные характеристики эксплуатируемых и перспективных РН сверхлегкого и легкого класса

РН	Страна	Фирма-разработчик	Стартовая масса, т	Полезная нагрузка, кг			Начало эксплуатации	Стоимость фрахта, млн долл. / Удельная стоимость выведения, тыс. долл.
				Низкая околоземная орбита	полярная орбита	Переходная орбита		
«Пегас»	США	«Orbital Sciences»	18.5	350 $H = 256 \text{ км } i = 28^\circ$	110 $H = 1000 \text{ км}$		1990	10—12/
«Пегас-XL»	США	«Orbital Sciences»	23.6	450 $H = 256 \text{ км } i = 28^\circ$	185 $H = 1000 \text{ км}$	200 200×358 $80 i = 28^\circ$	1996	12—14/
«Пегас—Турбо»	США	«Orbital Sciences»	31	1000 $H = 256 \text{ км } i = 28^\circ$			проект	/4.41
«Таурус»	США	«Orbital Sciences»	68.4	1400 $H = 200 \text{ км } i = 28^\circ$	780 $H = 695 \text{ км}$	430 200×358 $80 i = 28^\circ$	1997	18—20/ 11—15.4
«Канестога-1220»	США	«Space Services»		295 $H = 370 \text{ км } i = 37^\circ$	190 $H = 740 \text{ км}$		1994	18/
«Канестога-1620»	США	«Space Services»	87.3	1200 $H = 370 \text{ км } i = 37^\circ$	712 $H = 740 \text{ км}$	440	1-й пуск — 23.10.95 неудачный	20/стоим. изготовления 18 млн
«Канестога-1979»	США	«Space Services»		1500 $H = 180 \text{ км } i = 38^\circ$	1250 $H = 180 \text{ км}$		1994	25/
«Шавит»	Израиль	IAI	30.0	160 $H = 185 \text{ км } i = 143^\circ$			1988	25/
«Next»	Израиль	IAI			400 $H = 500 \text{ км}$		1997	6/
ALV	Япония	ISAS	52	1270 $H = 250 \text{ км}$				3.2/2.556
J-1	Япония	NASDA	88.5	1000 $H = 185 \text{ км } i = 30^\circ$			1996	20—30/
CZ-1D	Китай	«China Aerospace Corp.»	85	720 $H = 300 \text{ км } i = 28.5^\circ$		430 200×358 $80 i = 28.5^\circ$	1996	12/
CZ-1M	Китай	«China Aerospace Corp.»	85	900 $H = 300 \text{ км } i = 57^\circ$	450 $H = 900 \text{ км}$			
VLS	Бразилия	IAE	50	200 $H = 750 \text{ км } i = 25^\circ$			1996	
«Рокот»	Россия	НПО им. Хрущева, КБ «Салют»	45.4	1500 $H = 400 \text{ км}$			1994	5—10/
«Старт-1»	Россия	Ин-т теплотех. Москва	47		360 $H = 400 \text{ км}$		1993	6—10/
«Рикша»	Россия	ГРЦ КБ им. академика В. П. Макеева	64	1700 $H = 200 \text{ км}$			1999 проект	10—11/8

легкие, легкие, средние, тяжелые и сверхтяжелые. Такая классификация не имеет четких границ, и тем не менее нашла широкое распространение в технической литературе, особенно зарубежной. Так, в США принято следующее деление ракет по классам: сверхлегкие — со стартовой массой до 50 т, легкие — до 100 т, средние — до 300 т, тяжелые — до 1000 т, сверхтяжелые — свыше 1000 т.

В настоящее время в эксплуатации находится 43 модификации ракет, в том числе 4 сверхлегкие: «Пегас», «Пегас-XL» (США), ASLV (Индия), «Шавит» (Израиль), а также 7 легких: «Старт» (Россия), «Таурус», «Канестога» (США), CZ-1C, CZ-1D, CZ-1M (Китай), M-3S-2 (Япония).

В перспективе возможно появление новых сверхлегких РН: в России — «Зыбы», «Высота», «Волна», «Штиль-2А», «Комплекс-старт»; в США — «Пегас—Турбо», «Пегас-XLC», «Супер—Пегас»; в Японии — ALV (воздушный старт); а также новых легких РН: в России — «Бурлак», «Сpirаль», «Нева», «Рикша»; в США — «Eagle»; в Японии — ALV-1, J-1, J-2; в Израиле — «Next».

В табл. 3 приведены сравнительные характеристики некоторых из этих ракет-носителей.

Автор выражает признательность В. Д. Жовтяку, Л. И. Старостиной, Л. В. Прилуковой за помощь в подборе материалов для данной статьи.

1. Кистанов В. Ракета-носитель воздушного запуска «Пегас» // Зарубежное военное обозрение.—1991.—№ 9.—С. 34—38.
2. Крылатая авиационная ракета-носитель «Пегас» // Новости зарубежной науки и техники. Сер. авиационная и ракетная техника.—1989.—№ 20.—С. 22—29.
3. Крылатая ракета-носитель «Пегас» // ЭИ Астронавтика и ракетодинамика.—1990.—№ 34.—С. 5—25.
4. «Пегас» — новая американская транспортная космическая система для вывода новых спутников // ЭИ Бортовые и

- наземные системы управления.—1988.—Вып. 20.—С. 10—14.
5. Планы эксплуатации ракет-носителей легкого класса // ЭИ Ракетная и космическая техника.—1993.—№ 27.—С. 1—16.
6. Причины создания РН «Пегас» // БИНТИ ТАСС.—1990.—№ 34.—С. 5—10.
7. Ракета-носитель «Пегас», запускаемая с самолета // ЭИ Ракетная и космическая техника.—1988.—№ 41.—С. 11—15.
8. Ракета-носитель «Пегас» // ЭИ Ракетная и космическая техника.—1990.—№ 38—39.—С. 7—16.
9. Ракета-носитель «Пегас» с воздушным стартом // ЭИ Астронавтика и ракетодинамика.—1991.—№ 5.—С. 3—8.
10. Ракеты-носители, запускаемые с самолета, и проект ракеты «Пегас» // ЭИ Ракетная и космическая техника.—1988.—№ 31—32.—С. 22—24.
11. Старостина Л. И. Ракеты-носители воздушного старта. Обзор по материалам зарубежной печати за 1988—1992 гг. // Онти КБ «Южное».—1993.—Серия X11.—№ 263.—С. 5—36.
12. Jane's SpaceFlight Directory.—1988—1989.—Р. 595—601.
13. Pegasus Bearer // Flight International.—1993, 22—28 September.—Р. 46—49.
14. Pegasus winged workhorse // Flight international.—1988.—N 4126.—Р. 29—31.
15. The Pegasus Launch Vehicle // Spaceflight.—1989.—31.—Р. 89—92.
16. Voss L. Countdown to Commercial Success // AD Astra.—1990.—N 9.—Р. 36—40.

#### AEROSPACE SYSTEM «PEGASUS». REVIEW BASED ON FOREIGN PRESS MATERIALS FOR 1988—1996.

##### I. PROJECT «PEGASUS»

V. P. Gusynin

We take a look at the purposes and causes of creating the aerospace system «Pegasus», the only one in operation at the moment. The fields of its application are considered. We give data about the engineering firms, about the cost of engineering and operation of the system, comparative characteristics of operative and prospective launchers of superlight and light classes.

Гавранеку Борису Николаевичу

## 60 лет

10 марта 1998 года исполнилось 60 лет Главному конструктору — Генеральному директору закрытого акционерного общества «Хартрон-СПАРК», заслуженному машиностроителю Украины, кандидату технических наук, доценту, члену Международной академии управления, коммерческой деятельности и администрирования Борису Николаевичу Гавранеку.

Родился и вырос Борис Николаевич в г. Таганроге в семье авиастроителя. Оконченная с золотой медалью средняя школа и полученный диплом с отличием Харьковского политехнического института стали прочной теоретической базой и стартовой площадкой в будущее. А работа в Запорожском филиале института автоматики помогла молодому инженеру пополнить свой теоретический багаж и получить практические навыки в области создания электронных средств автоматики и телемеханики. С 1966 года, когда на базе ЗФИА был создан Филиал конструкторского бюро «Электроприборостроение», трудовая деятельность Бориса Николаевича вот уже более 30 лет связана со становлением, развитием и достижениями ракетно-космической техники. В коллективе этого предприятия при решении серьезнейших технических проблем оттачивалось инженерное мастерство будущего главного конструктора. В немалой степени этому способствовали такие его качества, как постоянное чувство нового, стремление идти в ногу с передовыми достижениями науки и техники, умение прогнозировать тенденции развития в избранной им области техники и отрасли в целом. Уже в семидесятых и в начале восьмидесятых годах коллектив специалистов, руководимый Борисом Николаевичем, разработал и успешно внедрил в инженерную практику целый ряд систем автоматизированного проектирования, охватывающих практически все этапы создания радиоэлектронной аппаратуры специального назначения. Многие из этих систем нашли широкое практическое применение.

Опыт многолетнего сотрудничества с ведущими предприятиями ракетно-космической отрасли, особенно с творческими коллективами Государственного конструкторского бюро «Южное» им. М. К. Янгеля и КБ «Салют» Государственного космического научно-производственного центра

М. В. Хруничева (Россия), позволил Б. Н. Гавранеку сформировать подходы к определению идеологии построения аппаратуры систем управления для боевых ракет, ракетно-космических комплексов и космических аппаратов, таких как БРК СС-18, СС-19; РКК «Энергия-Буран»; космические модули «Кристалл», «Квант», «Спектр», «Природа» орбитальной станции «Мир»; космических аппаратов серии «Океан», «Интеркосмос» и др.

Созданные специалистами предприятия автономные системы ориентации и управления движением успешно функционировали в составе более чем 80 космических аппаратов различного класса и назначения.

Под руководством Б. Н. Гавранека в сжатые сроки создана система управления, которая уже более двух лет успешно обеспечивает ориентацию первого украинского спутника «Січ-1». А сейчас проходит отработочные испытания система управления спутника «Січ-1М».

В полной мере организаторские способности и творческая зрелость Бориса Николаевича проявились в процессе создания автономных систем управления для нового поколения перспективных космических аппаратов «Микроспутник», «Лібідь», «Січ-2» и спутников космической системы «Попередження», разрабатываемых в рамках национальной космической программы Украины. Так, принципы построения системы управления космической микроплатформой многоцелевого назначения позволили минимизировать энергомассовые характеристики этой системы с обеспечением заданной точности ориентации и ресурса работы на орбите.

В системе управления геостационарным спутником связи «Либідь» решается вопрос длительного (более 10 лет) активного существования этого КА на околоземной орбите. Уникальными по своим характеристикам являются создаваемые сегодня коллективом специалистов ЗАО «Хартрон-СПАРК» прецизионные системы ориентации космических аппаратов дистанционного зондирования земной поверхности с высокой разрешающей способностью. При проектировании этих систем решается ряд проблемных вопросов с применением математических методов обработки информации и использованием теории динамической фильтрации. Для успешного решения этих и подобных задач под руководством главного конструктора Гавранека Б. Н. и при его непосредственном участии разрабатываются многопроцессорные бортовые вычислительные комплексы с программно-алгоритмическим обеспечением, моделирующие комплексы и стенды для отработки бортовых программно-аппаратных средств.

Борис Николаевич поддерживает межгосударственные контакты в области создания ракетно-космической техники, прежде всего с Российской Федерацией. Специалисты предприятия ведут интенсивные работы по созданию элементов систем управления модулями многоцелевой международной космической станции «Альфа». На текущий год намечен старт совместного российско-украинского КА дистанционного зондирования Земли «Океан-О» с системой управления, разработанной специалистами предприятия. Продолжаются совместные с российскими предприятиями работы по космической программе России, в частности по КА «Купон» и «Спектр».

Высокая деловая активность генерального директора ЗАО «Хартрон-СПАРК» Б. Н. Гавранека и конструктивный подход к решению организационно-технических проблем в современной сложной экономической обстановке позволяют предприятию участвовать в реализации престижных международных космических проектов, в том числе в части решения задач телеметрического контроля по программам «Глобалстар» и «Морской старт».

С конца восьмидесятых годов Борис Николаевич взял на себя нелегкий труд по конверсии руководимого им предприятия. В этом плане проведен ряд организационно-технических мероприятий, позволивших реализовать некоторые конверсионные направления работ в тематике предприятия. Речь

идет, прежде всего, о создании автоматизированных систем управления для магистральных нефте- и газопроводов; проходят испытания системы управления технологическими процессами на нефте- и газоперерабатывающих заводах и предприятиях по переработке сельскохозяйственной продукции; системы электроснабжения, в том числе с использованием экологически чистых возобновляемых источников энергии; волоконно-оптические системы передачи информации, устройства и элементы волоконной оптики, приборы лазерной терапии.

В сложных условиях перехода Украины к рыночной экономике Б. Н. Гавранеку удалось сохранить коллектив высококвалифицированных специалистов, что позволяет обеспечить создание современной научноемкой техники.

Признанием заслуг Б. Н. Гавранека в этой области явилось его избрание членом Международной академии управления, коммерческой деятельности и администрирования (г. Бирмингем, США).

Ежедневно решая неотложные организационные и технические задачи, Борис Николаевич, вместе с тем, постоянно уделяет внимание и научной работе. Он — автор более сорока научных публикаций в различных тематических изданиях, многочисленных рефератов и докладов на научно-технических конференциях, ряда оригинальных изобретений.

Диапазон его научных интересов охватывает проблемные вопросы создания систем автоматизированного проектирования аппаратуры управления и самих систем управления различного уровня, класса и назначения на базе современных теоретических разработок, с широким использованием возможностей вычислительной техники, программно-алгоритмического обеспечения, математических методов обработки информации.

И сегодня, в свои 60 лет, Борис Николаевич Гавранек полон сил, энергии и творческих замыслов. Его настойчивость, целеустремленность, профессионализм, деловые и человеческие качества дают уверенность в том, что руководимое им ЗАО «Хартрон-СПАРК» сумеет выйти на новые рубежи как в области создания более совершенных образцов отечественной ракетно-космической техники, так и систем автоматики народнохозяйственного назначения.

С. Н. Конюхов,  
академик НАН Украины