

НАЦІОНАЛЬНЕ  
КОСМІЧНЕ АГЕНТСТВО  
УКРАЇНИ

НАЦІОНАЛЬНА  
АКАДЕМІЯ НАУК  
УКРАЇНИ

# КОСМІЧНА НАУКА І ТЕХНОЛОГІЯ

ІСТОРІЯ - АКТУАЛЬНІСТЬ

ДОСЛІДЖЕННЯ

Академічні публікації та наукові праці з космічної науки та технології

КИЇВ

АВГУСТ 2004

KYIV

## ЗМІСТ

Гаврилов Р. В., Кислов А. М., Романенко В. Г., Фенченко В. М. Пакет программ TRASSA для расчета тепловых режимов космических аппаратов

Шатихін В. Є., Переverзєв Є. С., Данієв Ю. Ф. Прогнозування змін характеристик матеріалів та елементів механізму приводу сонячних батарей космічного апарату з терміном активного існування 10—15 років

Ковбасюк С. В., Махонін Є. І., Писарчук О. О. Алгоритм визначення параметрів орбіт космічних апаратів системою допплерівських вимірювачів

Златкін Ю. М., Калногуз А. Н., Батаев В. А., Кузьмін А. І., Рюмін М. Н., Евтефеев М. П. Управление существенно несимметричным разгонным блоком с непрерывно работающим двигателем

## CONTENTS

- 3 Gavrilov R. V., Kislov A. M., Romanenko V. G., Fenchenko V. N. The software trassa for the analysis of spacecraft thermal conditions
- 17 Shatikhin V. Ye., Pereverziev Ye. S., Daniiev Yu. F. The prediction of changes of characteristics of materials and units of the drive mechanism of solar arrays of a spacecraft with the term of active existence of 10 to 15 years
- 27 Kovbasiuk S. V., Makhonin Ye. I., Pysarchuk O. O. The algorithm for the determination of spacecraft orbit parameters with the use of the doppler gauge system
- 32 Zlatkin Yu. M., Kalnoguz A. N., Bataev V. A., Kuzmin A. I., Riumin M. N., Yevtefeiev M. P. The control of essentially non-symmetric runaway block with the engine working uninterrupted

- Шувалов В. А., Коцубей Г. С., Приймак А. И., Письменный Н. И.* Потери мощности солнечных батарей высокоорбитальных космических аппаратов из-за воздействия околопутниковой среды
- Караџун В. В., Мельник В. Н., Саверченко В. Г.* Некоторые аспекты влияния проникающего акустического излучения на приборы и системы инерциальной навигации
- Дронь Н. М., Кныш Л. И., Кондратьев А. И., Журавль Е. П. Москалев, С. И., Толмачев В. В.* Проектно-баллистические характеристики решения двух космических транспортных задач с помощью универсальных транспортно-энергетических платформ
- Решетник В. М.* Про роль GSM-складової геліосферного магнітного поля у формуванні аврорального потоку
- Мазманишвили А. С., Пуляєв В. А.* Корреляции и антикорреляции в задачах анализа опытов по некогерентному рассеянию радиоволн в ионосфере
- Кришталь А. Н., Герасименко С. В.* Генерация кинетических альвеновских волн в плазме петель в активной области
- Андріанова О. Р., Батирев А. А., Скіпа М. І., Срібержко А. В.* Подспутниковая заверка и интерпретация данных космической съемки морской поверхности
- Белокриницька Л. М., Калинина І. В., Крученіцький Г. М.* Мониторинг поля общего содержания озона над Украиной средствами наземного и космического базирования
- Попов М. О., Цимбал Т. В.* Правила та процедура сертифікації методик використання даних дистанційного зондування Землі при вирішенні тематичних задач
- 39** *Shuvalov V. A., Kochubey G. S., Priymak A. I., Pismenniy N. I.* High-altitude spacecraft power losses of solar arrays as a result of interaction with environment
- 50** *Karachun V. V., Mel'nik V. N., Saverchenko V. G.* Some aspects of the influence of inpouring acoustic radiation on devices and systems of inertial navigation
- 60** *Dron' N. M., Knysh L. I., Kondratyev A. I., Zhuravel Ye. P., Moskalyov S. I., Tolmachov V. V.* Project-ballistic parameters of solving two space transport problems with the help of universal transport-power platforms
- 66** *Reshetnyk V. M.* The role of the gsm-components of the heliospheric magnetic field in the formation of auroral power flux
- 74** *Mazmanishvili A. S., Puliaiev V. A.* Correlations and anticorrelations in problems on analysis of experiments on noncoherent scattering of radio waves in ionospheric plasma
- 81** *Kryshnal O. N., Gerasymenko S. V.* The generation of kinetic alven waves in the loop's plasma in active region
- 92** *Andrianova O. R., Batyrev A. A., Skipa M. I., Sriberkh A. V.* Undersatellite authentication and interpretation of the data of space surveys of a sea surface
- 96** *Belokräničskaya L. M., Kalinina I. V., Kruchenitsky G. M.* Ground-based and satellite-borne monitoring of total ozone field over the Ukraine
- 104** *Popov M. A., Tsymbal T. V.* Rules and procedure of the technique certification using the remote sensing data for the solution of thematic problems

## НАШІ АВТОРИ

## 113 OUR AUTHORS

УДК 621:3+536:24+519.682

**Р. В. Гаврилов, А. М. Кислов, В. Г. Романенко, В. М. Фенченко**

Спеціальне конструкторсько-технологічне бюро з кріогенної техніки  
Фізико-технічного інституту низьких температур ім. Б. І. Веркіна НАН України, Харків

## Пакет программ TRASSA для расчета тепловых режимов космических аппаратов

*Надійшла до редакції 14.04.04*

Описується пакет програм TRASSA для комп'ютерного моделювання та розрахунку теплового режиму космічного апарату. Розглянуто призначення моделюючих програм. Висвітлено методики побудови геометричної моделі КА, розрахунку траекторних характеристик, моделювання зовнішнього променевого та внутрішнього складного теплообміну. Теплова схема КА зображується орієнтованим графом, а математична модель теплообміну надається стосовно до цього графу як гібридна, що включає моделі зосереджених і розподілених параметрів. Наведено розрахунок теплового режиму супутника, зорієнтованого на Сонце.

### ВВЕДЕНИЕ

При тепловом проектировании космического аппарата (КА) одной из основных задач является обеспечение допустимого теплового режима в условиях длительного орбитального полета [4, 8, 11]. Тепловой режим определяется нестационарным полем температур в элементах, приборах и отсеках КА, значения которых необходимо поддерживать в заданных рабочих диапазонах. Температурное поле в системе элементов аппарата формируется в процессе сложного теплообмена между ними (излучение, теплопроводность, конвекция) при воздействии нестационарных внешних и внутренних источников тепловой нагрузки.

Внешняя тепловая нагрузка обусловлена падающими на КА потоками прямого излучения Солнца, собственного и отраженного солнечного излучения от Земли. Внешний теплообмен излучением существенно зависит от траекторных параметров КА и его ориентации относительно Земли и Солнца. Внутренними источниками тепловой нагрузки являются собственное излучение элементов КА и тепловыделение бортового оборудования, величина которого изменяется в соответствии с программой полета.

Для анализа теплового режима используется численное моделирование внешних и внутренних теп-

ловых нагрузок и процесса сложного теплообмена в системе элементов КА с учетом всей совокупности тепловых взаимодействий между ними. Известны пакеты программ NEVADA [23] и ESARAD [24] для решения задач внешнего и внутреннего лучистого теплообмена КА. Пакеты программ ESATAN и SIMTAS [20] разработаны для расчета тепловых режимов КА с использованием результатов, полученных ESARAD. Комплекс программ SINDA [21] позволяет проводить численное моделирование теплового режима КА на различных этапах теплового проектирования.

Пакет программ TRASSA ориентирован на работу в среде «Windows-98, 2000, XP, NT» и является модификацией пакетов [10, 12, 22, 25], разработанных ранее для операционной системы DOS. Пакет предназначен для компьютерного моделирования и расчета тепловых режимов ориентированных КА герметичного и открытого исполнения в условиях орбитального полета и термовакуумных испытаний. При моделировании теплового режима КА в орбитальном полете программы пакета решают следующие задачи: построение геометрических моделей КА из набора базовых конструктивов (содержатся в базе данных); расчет траекторных характеристик и ориентации КА в полете с учетом вековых возмущений параметров орбиты; моделирование внешнего и внутреннего лучистого тепло-

обмена; расчет нестационарных температурных полей КА с активными и пассивными средствами терморегулирования. Для моделирования условий тепловых испытаний строится совместная модель КА и криогенно-вакуумной камеры с имитаторами Земли и Солнца. Программы расчета траекторных характеристик и моделирования внешнего лучистого теплообмена при этом отключаются. В этом варианте применения пакета программ имеется ограничение на конструкцию имитаторов Земли и Солнца, установленных в камере: они не должны иметь зеркальных и линзовых элементов. В качестве таких имитаторов могут использоваться, например, ИК-излучатели (нагреватели) без рефлекторов или пленочные нагреватели [12, 14, 15].

#### СТРУКТУРА ПАКЕТА И ФУНКЦИИ ОСНОВНЫХ ПРОГРАММ

Пакет программ TRASSA, который состоит из программных систем OASIS и ANTRES, разработан в англоязычной версии. Названия команд, диалогов, элементов управления, диагностические сообщения и подсказки, графические и табличные результаты приводятся на английском языке. В англоязычной и русскоязычной версиях справочной системы записаны «Инструкции пользователя» пакетом. Программы пакета тестираны на различных задачах, для которых решения получены аналитически или другими численными методами [9]. В зависимости от постановки задачи программные системы могут работать автономно или в составе пакета.

**Программная система OASIS.** Программная система предназначена для построения геометрических моделей КА и решения задач внешнего и внутреннего лучистого теплообмена КА в орбитальном полете.

В более подробном изложении OASIS выполняет такие основные функции.

1. Построение геометрической модели КА из набора базовых конструктивов, заложенных в базу данных OASIS. Декомпозиция построенной модели КА на элементарные расчетные грани выполняется автоматически.

2. Изображение трехмерной модели КА и ее фрагментов в любом ракурсе, в частности в направлении зенита, надира и со стороны Солнца. Изображение строится как аксонометрическая проекция контуров каждой грани конструктива. Предусмотрена возможность изображения сечений модели и невидимых линий, маркировка рабочих сторон граней, масштабирование выделенной окрестности на рисунке. Тем самым обеспечивается визуальный

контроль правильности построения геометрической модели и наглядное представление об освещенности элементов КА.

3. Моделирование орбитального движения КА и вычисление данных, необходимых для расчета потоков излучения от Земли и Солнца. Вычисляются: текущие параметры орбиты с учетом вековых возмущений от второй зональной гармоники геопотенциала; положение КА и его ориентация на орбите; координаты Земли и орт направления на Солнце в приборной системе координат (СК).

4. Трехмерное изображение в любом ракурсе взаимного положения объектов (Земля, КА, орбита, Солнце и др.) в геоэкваториальной системе координат с целью визуального контроля и анализа ориентации КА на орбите.

5. Решение внешней и внутренней задач лучистого теплообмена: расчет разрешающих угловых коэффициентов излучения между поверхностями конечных размеров (гранями) модели КА, площадей граней, внешних тепловых потоков на грани в заданных положениях КА на расчетных витках. Для решения этих задач используется метод Монте-Карло. Результаты расчета могут использоваться автономно или в качестве входного файла для программы ANTRES при пакетном режиме счета.

Все исходные данные для OASIS вводятся в диалоговом режиме в соответствующие окна. При этом выполняется контроль значений вводимых параметров на полноту, допустимость и совместимость; при обнаружении ошибки выдается соответствующее диагностическое сообщение.

**Программная система ANTRES.** Программная система предназначена для расчета температурных полей в элементах КА. При работе в пакетном режиме она использует результаты решения задач лучистого теплообмена, полученные OASIS.

Конструкция КА условно разбивается на множество расчетных элементов, которые в их тепловой связи друг с другом описываются ориентированным графом. Рассматриваются расчетные элементы двух типов: элементы с однородной температурой (им сопоставляются вершины графа); элементы, в которых температура изменяется по одной пространственной координате (дуги графа). Изотермические элементы включают расчетные грани, посредством которых реализуется лучистый теплообмен. Кроме внешнего излучения от Земли и Солнца, учитываются внутренние нестационарные источники тепла и активные средства терморегулирования: жалюзи, вентилятор, нагреватели.

Нестационарные температуры вершин и дуг описываются дифференциальными уравнениями сложного теплообмена, которые решаются численно ко-

нечно-разностным методом по абсолютно устойчивой схеме. Математическая модель теплового режима КА с активными средствами терморегулирования включает операторы переключения, выполняющие автоматический переход с одного набора данных («включено») на другой («выключено») в зависимости от температуры контрольных расчетных точек (вершин).

Исходные данные для программы ANTRES составляются с помощью встроенного редактора. Для уменьшения трудоемкости подготовки данных предусмотрена возможность использования арифметических выражений, обработка которых выполняется программой в процессе ввода. Слишком длинные выражения, нарушающие формат строки файла, можно предварительно вычислять с помощью встроенного в редактор калькулятора (выделенное выражение при этом замещается его значением).

#### ПОСТРОЕНИЕ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА

Геометрическая модель КА строится как тело, ограниченное системой конечных элементов базовых типов поверхностей: плоскости, сферы, круговых цилиндра, конуса и параболоида. Конечные элементы, из которых составляется поверхность КА, являются расчетными гранями. Для каждой грани задаются оптические характеристики: коэффициент излучения/поглощения  $\epsilon$  (степень черноты) в тепловом ИК-диапазоне и коэффициент поглощения солнечной радиации  $a_s$ . Закон испускания и отражения лучистых потоков гранями принимается диффузным (ламбертовским), распределение плотности испускаемых потоков — равномерным. Коэффициенты диффузного отражения граней равны  $1 - \epsilon$  и  $1 - a_s$ . Границы представляют граничные поверхности объемных изотермических элементов КА, для которых определяется температурный режим.

Рабочей системой координат при построении геометрической модели КА является декартовая приборная СК  $OXYZ$ , жестко связанная, например, с приборным отсеком аппарата. Приборная СК выбирается из соображений простоты и удобства построения модели КА из набора базовых конструктивов. Базовый конструктив, как геометрическая фигура, состоит в общем случае из нескольких элеменарных граней различного типа и характеризуется: системой координат конструктива (СКК)  $X_kY_kZ_k$ ; геометрическими параметрами в СКК; признаком наружной (+) и/или внутренней (-) рабочей стороны; порядком нумерации граней; оптическими ха-

рактеристиками граней. Для плоских граней предусмотрены круговые и многоугольные вырезы, для неплоских граней — круговые.

На рис. 1 показаны некоторые типы конструктивов, содержащиеся в базе данных OASIS и скопированные непосредственно из нее.

При построении модели КА с использованием подходящих базовых конструктивов для них в приборной СК задаются координаты  $X_0, Y_0, Z_0$  точки установки начала СКК и направление осей  $OX_k, OY_k$  (долготный и полярный углы сферической системы координат). Программная система OASIS выполняет декомпозицию построенной модели КА на расчетные грани и формирует необходимую информацию о параметрах и характеристиках граней. Эти данные в виде упорядоченных внутренних структур используются при решении задачи лучистого теплопереноса в системе расчетных граней модели КА. Для удобства построения алгоритма расчета внешних лучистых потоков геометрическая модель КА по умолчанию дополняется сферой, охватывающей систему и имитирующей ее границу. Радиус и центр граничной сферы вычисляются OASIS автоматически.

#### МОДЕЛИРОВАНИЕ ВНЕШНЕГО И ВНУТРЕННЕГО ЛУЧИСТОГО ТЕПЛООБМЕНА КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА

Внешний лучистый теплообмен КА определяется собственным излучением его элементов в космическое пространство и поглощенными потоками прямого излучения Солнца, собственного и отраженного солнечного излучения Земли. Внутренний лучистый теплообмен определяется переносом потоков собственного излучения между поверхностями (гранями) элементов КА.

Принимается модель Земли в виде диффузно излучающей и отражающей сферы радиуса  $R_E$  (экваториальный радиус Земли) с плотностью потока собственного излучения  $q_E$  и альбедо  $\alpha_E$ . Значения  $\alpha_E$ ,  $q_E$  и солнечная постоянная  $q_S$  предполагаются постоянными для рассматриваемого расчетного витка и задаются в исходных данных. Тем самым для витков, соответствующих различным датам, можно учсть изменение этих величин в течение года.

Условия внешнего теплообмена зависят от траекторных параметров и программы полета КА, которые определяют его положение и ориентацию относительно Земли и Солнца в различные моменты времени. В качестве характеристик положения и ориентации КА в некоторой  $p$ -й точке траектории

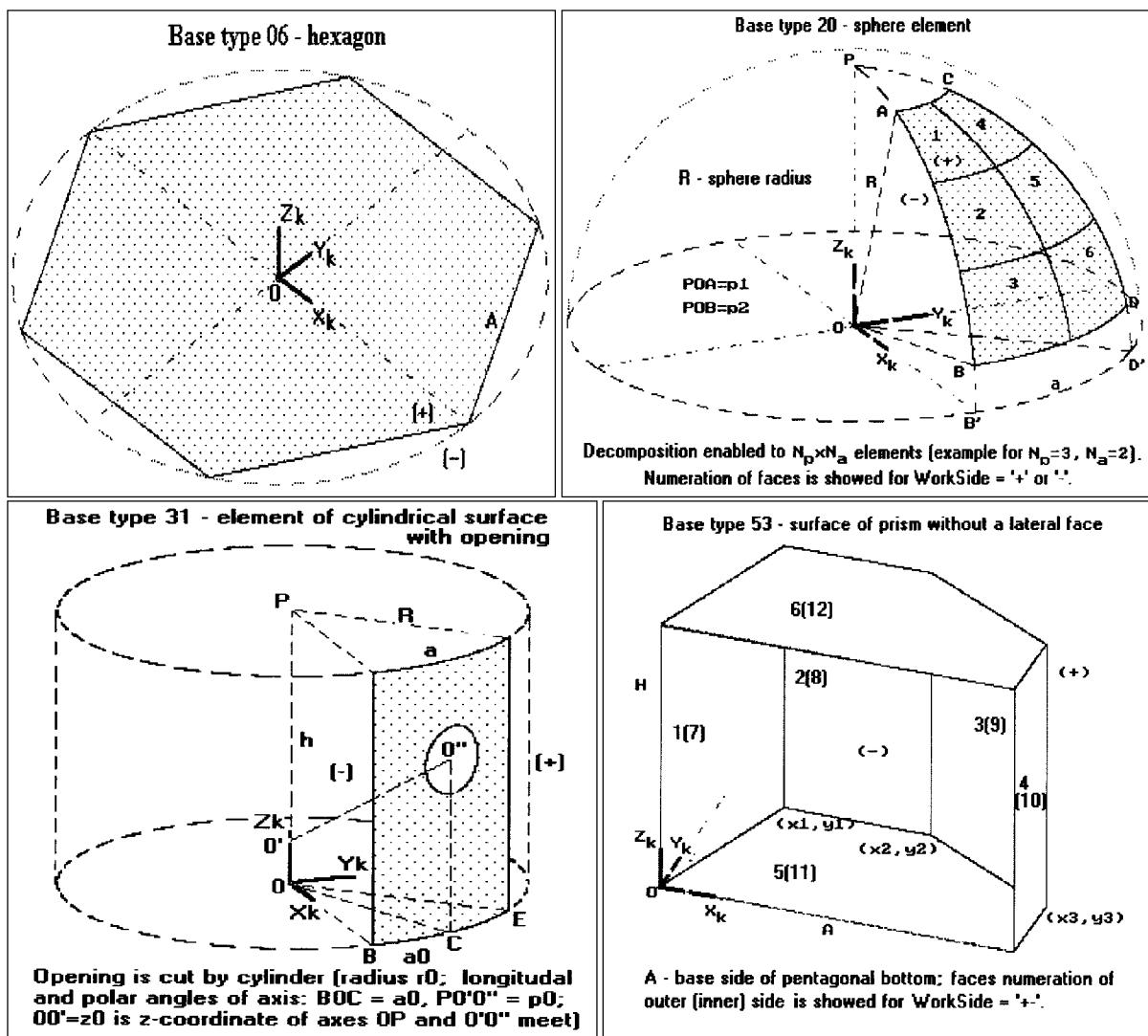


Рис. 1. Примеры базовых типов конструктивов, скопированные из базы OASIS: шестиугольник, сферический элемент, цилиндрический элемент с вырезом, призма

его полета рассматриваются радиус-вектор  $r_E^{(p)}$  центра Земли и орт  $r_S^{(p)}$  направления на Солнце в приборной СК.

Расчет теплового режима КА проводится не для всех текущих витков, а только для  $N_R$  расчетных витков, смешенных от календарной даты начала миссии на некоторый интервал времени  $D$ , задаваемый в средних солнечных сутках. Число расчетных витков  $N_R$  определяет период внешнего облучения КА, в течение которого КА возвращается в исходное состояние с исходной ориентацией. Поэтому расчет внешнего лучистого теплообмена КА ограничивается  $N_R$  витками. Расчетные витки могут соответствовать экстремальным или каким-ни-

будь другим характерным условиям работы КА на орбите. При таком подходе температурное состояние КА на начало расчетных витков не известно. В связи с этим тепловой режим КА определяется как установившийся на некотором числе периодов из  $N_R$  расчетных витков с «замороженными» параметрами орбиты и положением Солнца.

**Моделирование траекторных параметров и ориентации КА.** При моделировании внешнего лучистого теплообмена КА рассматриваются  $N_L = N_p \cdot N_R$  его положений на расчетных витках, где  $N_p$  — число разбиений периода обращения  $P$  на равные части. Числа  $N_p$ ,  $N_R$  задаются пользователем в исходных данных. Число  $N_R$  для вращающе-

гося КА вычисляется приближенно [9] с использованием цепных дробей через период обращения  $P$  и угловую скорость  $w_n$  вращения КА вокруг одной из своих осей.

Расчетные витки определяются смещением  $D$  от начала миссии в средних солнечных сутках, включая доли суток. Время, выраженное в витках или периодах обращения КА и соответствующее смещению  $D$ , вычисляется по формуле

$$\tau_p = [86400D(1 + \mu)/P],$$

где  $\mu = 0.0027379093$  — редукция среднего солнечного времени к звездному. Таким образом,  $\tau_p$  — это безразмерное время в целых периодах обращения от начала миссии на начало расчетных витков. Долгота восходящего узла  $\Omega(\tau_p)$ , аргумент перигея  $\omega(\tau_p)$  и значение средней аномалии  $M(\tau_p)$  на начало расчетных витков, а также время  $t$  в расчетном положении  $p$  вычисляются по формулам

$$\Omega = \Omega_0 + \tau_p \delta_\Omega, \omega = \omega_0 + \tau_p \delta_\omega, \quad (1)$$

$$M = M_0 + \tau_p \delta_M, t = \left( \tau_p + \frac{p - 1}{N_L} \right) P, p = 1, \dots, N_L;$$

Здесь  $\Omega_0, \omega_0, M_0$  — начальные значения параметров на календарную дату  $CD_0$  начала миссии КА (год, месяц, день и доля суток);  $\delta_\Omega, \delta_\omega, \delta_M$  — вековые возмущения элементов орбиты за виток от 2-й зональной гармоники в разложении гравитационного потенциала Земли [18], которые зависят от динамического коэффициента формы Земли  $J_2$  и параметров орбиты: большой полуоси  $a$ , эксцентриситета  $e$ , наклонения  $i$ ;  $p$  — номер текущей расчетной точки.

Невозмущенное движение КА на витке в геоцентрической орбитальной неподвижной (перигейной) системе координат описывается уравнением Кеплера  $\dot{M} = E - e \sin E$ , где  $\dot{M} = M + 2\pi(p - 1)/N_L$  — текущее значение средней аномалии,  $E$  — эксцентрическая аномалия. Уравнение Кеплера решается численно итерационным методом Ньютона относительно  $E$ , а затем вычисляются истинная аномалия  $\theta$ , геоцентрическое расстояние  $R(\theta)$  и радиус-вектор КА в  $N_L$  расчетных точках периода внешнего облучения:

$$\begin{aligned} \theta &= 2 \operatorname{arctg} \left( \sqrt{\frac{1+e}{1-e}} \operatorname{tg} \frac{E}{2} \right), \\ R(\theta) &= \frac{a(1-e^2)}{1+e \cos \theta}, \\ \mathbf{r}_\Delta &= R(\theta) \cdot (\cos \theta, \sin \theta, 0)^T, \\ 0 &\leq \theta \leq 2\pi N_R. \end{aligned} \quad (2)$$

Для определения радиуса-вектора  $\mathbf{r}_E^{(p)}$  центра Земли и орта  $\mathbf{r}_S^{(p)}$  направления на Солнце, которые зависят от угловой ориентации в пространстве приборной СК  $OXYZ$ , в OASIS используются КА-центрические системы координат: связанная (бортовая)  $OX_C Y_C Z_C$ , опорная  $OX_0 Y_0 Z_0$  и ряд базовых. Базовые СК: экваториальная  $OX_1 Y_1 Z_1$  (СК1), перигейная  $OX_2 Y_2 Z_2$  (СК2), орбитальная  $OX_3 Y_3 Z_3$  (СК3), эквипараллическая  $OX_4 Y_4 Z_4$  (СК4). Введенные типы базовых систем координат удобны для решения задач ориентации КА относительно звезд, орбиты, Земли и Солнца.

Угловая ориентация КА в пространстве определяется направлениями координатных осей связанной СК относительно координатных осей заданной базовой СК. Направление координатных осей приборной СК относительно осей связанной СК определяется углами Эйлера  $\alpha_\Pi, \beta_\Pi, \gamma_\Pi$ . Текущее положение осей связанной СК  $OX_C Y_C Z_C$  в базовой СК определяется текущими углами Эйлера  $\alpha_C, \beta_C, \gamma_C$ , начальные значения которых  $\alpha_0, \beta_0, \gamma_0$  являются установочными углами опорной СК  $OX_0 Y_0 Z_0$  в базовой. Опорная СК используется для того, чтобы можно было задать вращение КА с угловой скоростью  $w_n$  вокруг одной из его осей. Для невращающегося КА текущие направления координатных осей связанной СК и опорной СК совпадают. В исходных данных программы OASIS в качестве установочных углов одной СК относительно другой задаются не углы Эйлера, а долготные  $L_x, L_y$  и полярные  $P_x, P_y$  углы координатных осей  $X$  и  $Y$ . Эти установочные углы пересчитываются в программе в соответствующие углы Эйлера [10].

**Схема вычисления лучистых потоков.** Для всех граней и расчетных положений КА на интервале внешнего облучения совместно вычисляется система матриц разрешающих угловых коэффициентов в поглощенных потоках:

$$\begin{aligned} \Phi &= (\varphi_{ij})_{i,j=1}^{K_F}, \\ \Phi_E^{(p)} &= (\varphi_{E,i}^{(p)})_{i=1}^{K_F}, \\ \Phi_{SE}^{(p)} &= (\varphi_{SE,i}^{(p)})_{i=1}^{K_F}, \\ \Phi^{(p)} &= (\varphi_{ij}^{(p)})_{i,j=1}^{K_F}, \end{aligned} \quad (3)$$

где  $K_F$  — число граней в системе,  $p = 1, \dots, N_L$ .

Разрешающий угловой коэффициент  $\varphi_{ij}$  определяется как вероятность того, что лучи (ИК спектр), испущенные  $i$ -й гранью, после многократных отражений с частичным поглощением в системе достигнут  $j$ -й грани и поглотятся на ней.

Коэффициенты  $\varphi_{E,i}^{(p)}, \varphi_{SE,i}^{(p)}$  определяются как веро-

ятности того, что лучи (ИК, солнечный спектр), испущенные  $i$ -й гранью в  $p$ -м расчетном положении КА на витке, после блуждания в системе выйдут из нее и попадут на поверхность Земли или неравномерно освещенную часть поверхности Земли соответственно. Признаком выхода луча из системы граней является пересечение им граничной сферы.

Коэффициент  $\varphi_{ij}^{(p)}$  определяется как вероятность события: в  $p$ -м расчетном положении КА на витке прямое солнечное излучение, упавшее на  $i$ -ю грань и отраженное ею, после блуждания в системе достигнет  $j$ -й грани и поглотится на ней.

Поглощенные  $i$ -й гранью плотность потока  $q_i$  от собственного излучения элементов системы, потоки собственного  $Q_E$  и отраженного солнечного  $Q_{SE}$  излучения от Земли (в  $p$ -м положении КА на витке) определяются выражениями

$$\begin{aligned} q_i &= \varepsilon_i \sum_{j=1}^{k_F} \varphi_{ij} \sigma T_j^4, \\ Q_{E,i}^{(p)} &= \varepsilon_i A_i \varphi_{E,i}^{(p)} q_E, \\ Q_{SE,i}^{(p)} &= a_{s,i} A_i \varphi_{SE,i}^{(p)} \alpha_E q_S, \end{aligned} \quad (4)$$

где  $A_i$ ,  $T_i$  — площадь и температура поверхности грани,  $\sigma$  — постоянная Стефана — Больцмана.

Поток прямого излучения Солнца, поглощенный  $i$ -й гранью,

$$Q_{S,i}^{(p)} = \sum_{j=1}^{k_F} \varphi_{ij}^{(p)} Q_{\text{пад},j}^{(p)}, \quad (5)$$

$$Q_{\text{пад},j}^{(p)} = 0.5 q_S \int_{A_j} ((\nu_j(P) \cdot r_S^{(p)}) + |(\nu_j(P) \cdot r_S^{(p)})|) dA_j,$$

где  $Q_{\text{пад},j}^{(p)}$  — прямой солнечный поток, падающий на  $j$ -ю грань (коэффициент отражения грани учитывается при вычислении  $\varphi_{ij}^{(p)}$ );  $\nu_j(P)$  — орт нормали в точке  $P$ , принадлежащей грани  $A_j$ ;  $r_S^{(p)}$  — орт направления на Солнце.

**Расчет разрешающих угловых коэффициентов.** Разрешающие угловые коэффициенты вычисляются методом Монте-Карло по схеме со статистическими весами [17]. В этой схеме под частицей, траектория которой моделируется в системе, понимается пакет большого числа лучей с уменьшающимся весом в процессе блуждания. На каждой траектории одновременно для всех расчетных положений КА на витке рассматривается множество пакетов (мультиплет) следующих типов: 1) пакет ИК-лучей; 2) пакет S-лучей, соответствующих отраженному от Земли солнечному излучению; 3) пакет S-лучей прямого солнечного излучения, от-

раженных от грани-эмиттера. При моделировании траекторий пакетов вычисляются значения функционалов, через которые определяются разрешающие угловые коэффициенты. Реализация схемы моделирования траекторий и алгоритм вычисления функционалов на траекториях заключаются в следующем [5, 10].

На рабочей стороне очередной  $i$ -й грани-эмиттере равномерно и случайно выбирается стартовая точка  $P_0$   $n$ -й траектории мультиплета и вычисляется орт нормали  $\nu(P_0)$ . Затем вычисляются косинусы углов  $c_{S\nu}^{(p)}$ ,  $c_{SE}^{(p)}$ ,  $c_{hE}^{(p)}$  между нормалью и направлениями на Солнце, направлениями на Солнце и центр Земли, направлениями на горизонт и центр Земли соответственно.

В соответствии с типом пакетов им присваиваются начальные веса:  $W1_n^{(0)} = W2_n^{(0)} = 1$ ,  $W3_n^{(p,0)}$ . Начальный вес  $W3_n^{(p,0)} = (1 - a_{s,i})c_{S\nu}^{(p)}$ , если  $c_{S\nu}^{(p)} > 0$ ,  $c_{SE}^{(p)} < c_{hE}^{(p)}$  и точка  $P_0$  не затеняется реальной гранью системы;  $W3_n^{(p,0)} = 0$  при невыполнении какого-нибудь из этих условий. В точке  $P_0$  моделируется случайное направление вылета мультиплета по диффузному (косинусному) закону и находится точка  $P_1$  столкновения с одной из граней системы или с граничной сферой. При первом столкновении с  $j$ -й гранью пакеты мультиплета из-за частичного поглощения отражаются с весами  $W1_n^{(1)} = (1 - \varepsilon_i)W1_n^{(0)}$ ,  $W2_n^{(1)} = (1 - a_{s,i})W2_n^{(0)}$ ,  $W3_n^{(p,1)} = (1 - a_{s,i})W3_n^{(p,0)}$ , после чего продолжают блуждание в системе. Поглощенные доли пакета-1 и пакета-3 накапливаются в счетчиках  $W1_{n,j}$  и  $W3_{n,j}^{(p)}$ . По такой же схеме изменяются веса пакетов в последующих столкновениях. Для построения очередного участка  $n$ -й траектории моделируется случайное направление диффузно отраженного мультиплета в точке  $P_1$  на  $j$ -й грани, вычисляется следующая точка столкновения  $P_2$  и т. д. Траектория, не пересекающая граничной сферы, заканчивается на таком  $k$ -м шаге, после которого выполняется условие  $W_n^{(k)} = \max(W1_n^{(k)}, W2_n^{(k)}, W3_n^{(p,k)}) \leq \Delta W$ , где  $\Delta W$  — заданное пороговое значение.

При столкновении траектории с граничной сферой, что означает выход из системы, проверяется условие пересечения траектории с диском Земли. При попадании траектории в некоторую точку  $M$  поверхности Земли остаточный вес  $W1_n^{(p,M)}$  пакета-1 добавляется в счетчик  $W_{E,i}^{(p)}$ . Далее проверяется освещенность Солнцем элемента  $dA(M)$  поверхности Земли. Если  $dA(M)$  освещен Солнцем, остаточный вес  $W2_n^{(p,M)}$  пакета-2, умноженный на косинус зенитного расстояния Солнца  $\cos(z_n^{(p)}(M))$ , добавляется в счетчик  $W_{SE,i}^{(p)}$ .

Для вычисления разрешающих угловых коэффициентов моделируется большое число  $N_i$  независимых траекторий мультиплетов, испущенных  $i$ -й гранью-эмиттером ( $i = 1, 2, \dots, K_F$ ). При моделирования траекторий накапливаются суммарные веса  $W_{1_{n,j}}$ ,  $W_{3_{n,j}^{(p)}}$ , поглощенные  $j$ -й гранью при столкновениях с нею пакетов-1 и пакетов-3 ( $j = 1, 2, \dots, K_F$ ). Накапливаются также суммарные остаточные веса  $W_{E,i}^{(p)}$ ,  $W_{SE,i}^{(p)}$  пакетов-1 и пакетов-2, которые попали на Землю и на ее освещенную часть. Приближенные значения разрешающих угловых коэффициентов вычисляются как средние арифметические значения соответствующих весов по всем  $N_i$  траекториям. В процессе моделирования траекторий OASIS вычисляет текущую оценку дисперсии случайных весов для всех пакетов и вероятную ошибку значений разрешающих угловых коэффициентов.

## МЕТОДИКА РАСЧЕТА ТЕПЛОВОГО РЕЖИМА

**Тепловая схема КА.** Задачей теплового расчета является определение нестационарного температурного поля в корпусе и отсеках КА, которое устанавливается под воздействием внешних и внутренних источников тепла и формируется в результате совместного действия излучения, теплопроводности, вынужденной конвекции (для вариантов герметичных КА) и всей совокупности тепловых взаимосвязей элементов КА.

При разработке тепловых схем различной иерархии для конкретного конструктивного исполнения технических систем (включая КА), формулировке математической модели, построении алгоритма расчета и его реализации в виде прикладной программы удобно использовать такие понятия теории графов, как вершина и дуга (ориентированное ребро).

Тепловая схема КА задается графиком расчетных элементов (ГРЭ), графиком тепловых связей вершин (ГСВ) и графиком поперечных тепловых связей дуг (ГПС). Для построения ГРЭ проводится декомпозиция конструкции КА на множество расчетных элементов двух типов [2, 3]: элементы с однородной температурой, которым сопоставляются вершины ГРЭ; элементы, в которых температурное поле существенно изменяется по одной из пространственных координат, и которым сопоставляются дуги ГРЭ. Точность расчета можно сделать достаточно высокой за счет увеличения количества расчетных элементов при такой декомпозиции.

Границные поверхности элементов — вершин ГРЭ могут отделять их либо от других элементов, с которыми происходит теплообмен посредством теплопроводности, либо от области с диатермиче-

ской средой, через которую осуществляется теплообмен конвекцией или излучением. Непосредственной тепловой связи между элементами — вершинами ГРЭ соответствует дуга ГСВ (связь), проводимость  $\sigma_{nk}$  которой выражается различным образом в зависимости от механизма теплопередачи:

- $\sigma_{nk} = \sigma_{kn} = \lambda S / \Delta L$  при передаче теплопроводностью между твердотельными элементами через слой материала, где  $\lambda$  — коэффициент теплопроводности,  $\Delta L$  — толщина слоя,  $S$  — площадь теплопередающей поверхности;
- $\sigma_{nk} = \sigma_{kn} = \alpha S$  при конвективном теплообмене между твердотельным и газообразным элементами, где  $\alpha$  — коэффициент теплоотдачи,  $S$  — площадь теплообменной поверхности;
- $\sigma_{nk} = \sigma_{kn} = \alpha_{rad} S$  при лучистом теплопереносе между двумя элементами с близко расположенными гранями;  $\alpha_{rad} = \varepsilon_{red} \sigma (\theta_n^2 + \theta_k^2) (\theta_n + \theta_k)$ ;  $\varepsilon_{red}$  — приведенная степень черноты граней,  $\sigma$  — постоянная Стефана — Больцмана,  $S$  — площадь поверхности грани.

Тепловая связь между газообразными элементами, обусловленная массопереносом, характеризует односторонний процесс теплопередачи по потоку газа. В этом случае  $\sigma_{nk} = G \cdot C_p$ ,  $\sigma_{kn} = 0$  для  $G > 0$  и  $\sigma_{kn} = G \cdot C_p$ ,  $\sigma_{nk} = 0$  для  $G < 0$ . Здесь  $G$  — массовый расход циркулирующего теплоносителя,  $C_p$  — его удельная изобарная теплоемкость.

С помощью дуг ГРЭ можно описывать также потоки газа в каналах теплообменника с осредненной по сечению канала температурой газа, а с помощью вершин ГРЭ — места сопряжения потока на скачках поперечного сечения канала или полости с интенсивным перемешиванием газа.

Боковая граница элементов, соответствующих дугам, может отделять их либо от других элементов, с которыми происходит теплообмен механизмом теплопроводности, либо от области прозрачной среды, через которую осуществляется теплообмен излучением или конвекцией с другими элементами системы. Теплообмен через боковую поверхность одномерных элементов соответствует дуге ГПС (поперечная связь), проводимость  $\Lambda_{ij} = \Lambda_{ji}$  которой определяется формулой  $\Lambda_{ij} = \alpha_{ij} \cdot P_{ij}$ , где  $P_{ij}$  — часть периметра поперечного сечения  $i$ -й дуги, участвующая в теплообмене с  $j$ -й дугой;  $\alpha$  — коэффициент теплопередачи для теплопроводного, лучистого и конвективного механизма переноса тепла. Учет лучистого переноса по закону Ньютона возможен только между близко расположенными поверхностями, расстояние между которыми намного меньше их линейных размеров.

Таким образом, тепловая схема КА в общем

случае представляется в виде обобщенного графа, состоящего из *вершин*, *дуг*, *связей* и *поперечных связей*. Элементы графа нумеруются в произвольном порядке. Вершины — от 1 до  $K_N$ , дуги (если это не пустое множество) — от 1 до  $K_A$ , связи — от 1 до  $K_L$ , поперечные связи — от 1 до  $K_T$ . После этого необходимая информация о системе задается в виде массивов на соответствующих упорядоченных множествах элементов графа. К примеру, структуру связей можно задать двумя массивами  $B0$ ,  $E0$  длиной  $K_L$  каждый и таких, что  $B0[j]$ ,  $E0[j]$  содержат номера вершин, инцидентных соответственно началу и концу  $j$ -й связи. Соответствие расчетных граней геометрической модели КА вершинам графа устанавливается при помощи специального массива, длина которого равна числу граней  $K_F$ , а  $i$ -й элемент содержит номер вершины, к которой относится  $i$ -я грань. Шаблон таблицы для формирования этого массива, создаваемый программой OASIS автоматически, вставляется в файл данных программы ANTRES встроенным в нее редактором.

**Математическая модель теплообмена.** Математическая модель сложного теплообмена в системе элементов КА представляется уравнениями сохранения энергии. Для температуры  $T_i(x, t)$  элемента, соответствующего  $i$ -й дуге, эти уравнения имеют вид

$$(\rho c F)_i \frac{\partial T_i}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[ (\lambda F)_i \frac{\partial T_i}{\partial x} \right] - \Lambda \kappa_i \frac{\partial T_i}{\partial x} + q(T_i, x, t) + \sum_{n \rightarrow i} \Lambda_{ni} (T_n - T_i),$$

$$0 \leq x \leq L_i; i = 1, 2, \dots, K_A, \quad (6)$$

где  $t$ ,  $x$  — временная и пространственная координаты,  $L$  — длина дуги,  $\rho$ ,  $c$ ,  $\lambda$  — плотность, изохорная удельная теплоемкость и коэффициент теплопроводности,  $F = F(x)$  — площадь поперечно-го сечения,  $\Lambda \kappa$  — коэффициент конвективной проводимости, обусловленной наличием теплоносителя или механического переноса теплоты при вращении (задается со знаком «минус», если ориентации дуги и потока противоположные),  $q(T_i, x, t)$  — линейная плотность внутреннего тепловыделения,  $n \rightarrow i$  означает: по всем  $n$ -м дугам, имеющим поперечные связи с  $i$ -й дугой. Слагаемые в правой части представляют последовательно диффузационный, конвективный, источниковый и сопряженный члены. Диффузационный член учитывает продольный теплоперенос на дуге ГРЭ теплопроводностью, сопряженный — поперечный теплоперенос между дугами ГРЭ тем же механизмом, а источниковый — тепловые источники/стоки.

Для температуры  $\theta_\nu(t)$  элемента системы, отвечающего  $\nu$ -й вершине, уравнения имеют вид

$$(m \cdot c)_\nu \frac{d\theta_\nu}{dt} = Q_\nu(\theta_\nu, t) + \sum_{j=1}^{K_N} r_{\nu j} \theta_j^4 + Q_e(t) +$$

$$+ \sum_{n \rightarrow \nu} \sigma_{nn}(\theta_n - \theta_\nu) + \sum_{k \rightarrow \nu} (\lambda F)_k \frac{\partial T_k}{\partial x} \Big|_{x=0} -$$

$$- \sum_{k \rightarrow \nu} (\lambda F)_k \frac{\partial T_k}{\partial x} \Big|_{x=L}, \quad (7)$$

$$\nu = 1, 2, \dots, K_N,$$

где  $m$ ,  $c$  — масса и удельная теплоемкость элемента,  $Q_\nu(\theta_\nu, t)$  — источниковый член, учитывающий мощность внутреннего тепловыделения в  $\nu$ -й вершине. Первая сумма в правой части представляет результирующий поток излучения для  $\nu$ -й вершины, коэффициенты  $r_{\nu j}$  являются элементами матрицы лучистого обмена между вершинами и определяются формулами

$$r_{\nu i} = \sum_{l \rightarrow \nu} \sum_{k \rightarrow l} \sigma \cdot (A \varepsilon)_i \varphi_{ik} \equiv a_{\nu i}, \nu \neq j;$$

$$r_{\nu i} = a_{\nu \nu} - \sum_{l \rightarrow \nu} \sigma (A \varepsilon)_l; \quad (8)$$

где  $A_i$ ,  $\varepsilon_i$  — площадь поверхности и степень черноты  $i$ -й грани;  $\varphi_{ik}$  — разрешающий угловой коэффициент в поглощенных потоках между  $i$ -й и  $k$ -й гранями. Матрица  $r_{\nu i}$  симметричная в силу свойства взаимности  $A_i \cdot \varepsilon_i \cdot \varphi_{ik} = A_k \cdot \varepsilon_k \cdot \varphi_{ki}$  со строгим диагональным преобладанием для систем с открытыми гранями;  $n \rightarrow \nu$  означает: по всем вершинам  $n$ , имеющим непосредственную связь с  $\nu$ -й;  $k \rightarrow \nu$  — по всем  $k$ -м дугам, примыкающим к  $\nu$ -й вершине;  $i \rightarrow \nu$  — по всем  $i$ -м граням, отнесенными к  $\nu$ -й вершине.

Внешний тепловой поток  $Q_\nu^{(e)}(t)$  на грани  $\nu$ -й вершины строится в виде кусочно-линейной периодической функции (с периодом  $\tau$ )

$$Q_\nu^{(e)}(t) = Q_{\nu,p}^{(e)}(t) + (Q_{\nu,p+1}^{(e)} - Q_{\nu,p}^{(e)}) \tilde{t},$$

$$p = 1, \dots, N_L, \quad (9)$$

где  $\tilde{t} = t'/\Delta\tau - [t'/\Delta\tau]$ ,  $t' = (t/\tau - [t/\tau])\tau$ ,  $\Delta\tau = \tau/N_L$ ,  $\tau = PN_R$  — расчетный период;

$$Q_{\nu,p}^{(e)} = \sum_{i \rightarrow \nu} (Q_{E,i}^{(p)} + Q_{SE,i}^{(p)} + Q_{S,i}^{(p)}), \quad (10)$$

$Q_{E,i}^{(p)}$ ,  $Q_{SE,i}^{(p)}$ ,  $Q_{S,i}^{(p)}$  — потоки собственного излучения Земли, отраженного от Земли и прямого солнечного излучения, поглощенные  $i$ -й расчетной гранью КА

в  $\nu$ -й точке дискретизации временного интервала  $[0, \tau]$ , при этом  $Q_{\nu, N_L+1}^{(e)} = Q_{\nu, 1}^{(e)} =$  — цикличность внешней тепловой нагрузки. Вторая сумма в правой части (7) учитывает тепловой поток к  $\nu$ -й вершине по связям (дугам ГСВ) теплопроводностью, конвекцией или излучением от смежных граней. Последние две суммы учитывают кондуктивный тепловой поток к  $\nu$ -й вершине по дугам ГРЭ, инцидентных данной вершине своим началом или концом.

Температура на краях дуг связана с температурами вершин, к которым примыкают эти дуги, условием непрерывности

$$T_i(0, t) = \theta_\nu(t) \text{ или } T_i(L_i, t) = \theta_\nu(t), i \rightarrow \nu. \quad (11)$$

Система уравнений (6), (7), (11), рассматриваемая при периодически изменяющейся внешней тепловой нагрузке (9), решается методом установления при некоторых начальных условиях

$$T_j(x, 0) = T_{0j}(x), \quad \theta_\nu(0) = \theta_{0\nu}. \quad (12)$$

Процесс установления температурного поля в КА рассматривается на временном интервале  $[0, \tau N_T]$ , где  $N_T$  — заданное число расчетных периодов, и контролируется величиной  $\Delta T$ , которая вычисляется как среднее значение взятых по модулю разностей температур на концах текущего расчетного периода.

Решение задачи (6)–(12), определяющей температурный режим КА, реализуется на графах численно конечно-разностным методом по неявным абсолютно устойчивым схемам первого порядка по временной и пространственной координатам в сочетании с итерациями по нелинейностям на временных шагах [3].

При построении ГРЭ в число его элементов можно включать такие, которые отвечают внешней среде с заданной постоянной температурой (краевые условия 1-го рода); их можно рассматривать как вспомогательные дуги или вершины ГРЭ. Изотермичность этих элементов можно обеспечить, если задать для них плотность  $\rho$  или массу  $m$  настолько большой, чтобы температура за все время рассматриваемого процесса менялась достаточно мало. Краевые условия 2-го рода моделируются «включением» тепловых источников мощности  $Q$  и  $q$  на соответствующих вершинах и дугах графа.

Отметим некоторые частные случаи.

Если множество дуг ГРЭ пустое, то имеем модель с сосредоточенными параметрами — одним из основных способов построения такой модели является известный метод узлов [1, 4, 11]. В данном случае в качестве узла выступает вершина графа ГРЭ.

Когда множество изолированных вершин ГРЭ пустое, а связи и поперечные связи отсутствуют, то получается одномерная «стержневая» модель. Такие модели использовались в [1] при анализе тепловых режимов приборов, в [16] при анализе режима криогенных систем и в [19] применительно к конструкциям, используемым в летательных аппаратах.

Таким образом, представленная математическая модель является гибридной — включает модели сосредоточенных и распределенных параметров. Это позволяет эффективно рассчитывать многомерные температурные поля отдельных фрагментов КА [13], условно представляя их системой одномерных элементов, сопряженных поперечными связями.

### РАСЧЕТ ТЕПЛОВОГО РЕЖИМА КА С АКТИВНОЙ СИСТЕМОЙ ТЕРМОРЕГУЛИРОВАНИЯ

Рассматривается вариант конструкции КА (без панелей солнечных батарей), который по своей конфигурации (рис. 2) и ориентации на орбите, аналогичен некоторым спутникам серии «Интеркосмос» [6, 7]. Герметичный корпус КА выполнен из алюминиевого сплава в виде цилиндра с двумя полусферами. Внутри спутника размещена тепловыделяющая аппаратура, в самой нижней части установлен вентилятор. Воздух, приводимый в движение вентилятором, охлаждает носовую часть КА и аппаратуру, передает отобранную теплоту кормовой части — нижней полусфере с жалюзи, выполняющей функции радиатора. Для интенсификации теплообмена с корпусом КА используется газопровод. Он образует с цилиндрической и полусферическими обечайками корпуса кольцевой канал и одновременно является тепловой шиной для аппаратуры отсеков.

Радиус цилиндра и полусфер 370, длина цилиндра 600, ширина шпангоута 60 и толщина оболочки корпуса 3 мм; радиальный размер кольцевого канала 5 мм. При этих размерах площадь поверхности спутника составляет 3.5 и радиатора 0.42 м<sup>2</sup>, внутренний объем примерно 0.5 м<sup>3</sup>. Масса, удельная теплоемкость и тепловыделение приборов составляют 180 кг, 900 Дж/(кг·К) и 50 Вт соответственно; тепловыделение задается циклограммами. Масса воздуха 0.45 кг, производительность вентилятора 28 дм<sup>3</sup>/с, что соответствует массовому расходу воздуха 0.034 кг/с и коэффициенту теплообмена в кольцевом канале 12.5 Вт/(м<sup>2</sup>·К).

Степень черноты стенок внутри КА  $\varepsilon = 0.9$ . Оптические характеристики  $\varepsilon_i$ ,  $a_{s,i}$  наружных поверхностей КА: 0.94, 0.4 — радиатора; 0.03, 0.1 —

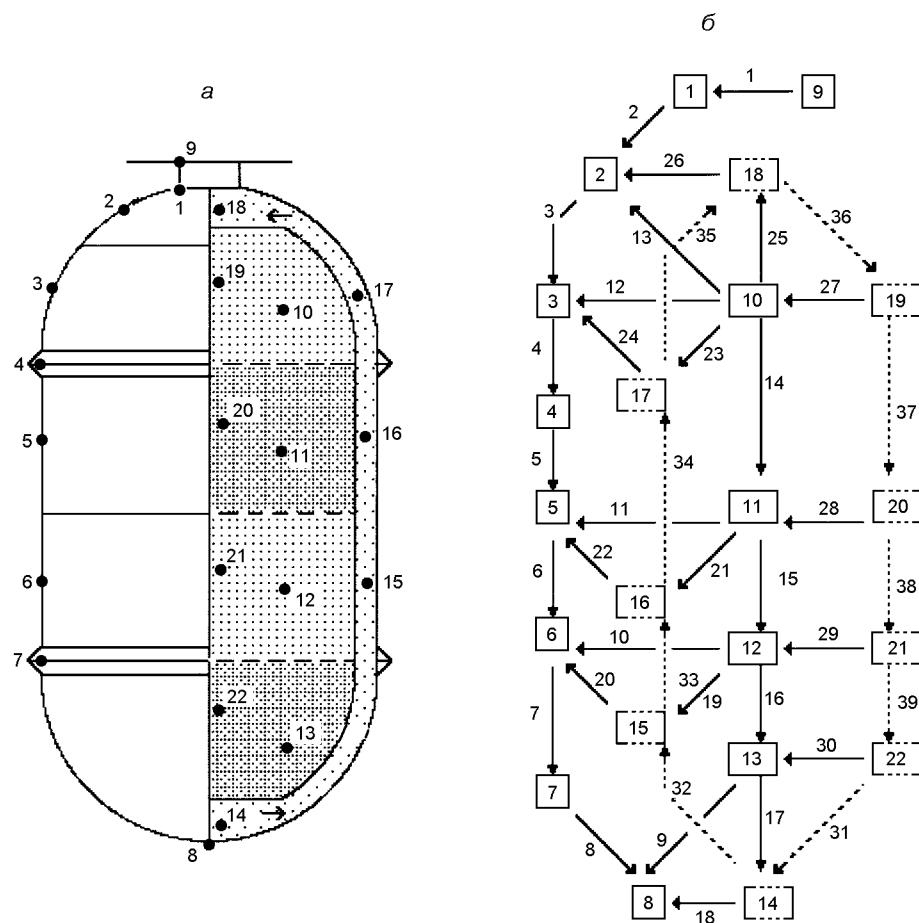


Рис. 2. Конструктивная схема КА и расчетные узлы (а): 1 — основание платформы; 2, 3 — сферические элементы верхней оболочки корпуса; 4, 7 — шпангоуты; 5, 6 — цилиндрические элементы корпуса; 8 — радиатор с жалюзи; 9 — платформа НА; 10—13 — бортовые отсеки; 14—22 — газ в полостях. Термовой граф модели КА (б): прямоугольники — вершины; стрелки — связь; вершины 1—22 соответствуют узлам; связи: 1—8 — теплопроводные, 9—16 — лучистые, 17—30 — конвективные, 31—39 — потоковые, обусловленные массопереносом газа

жалюзи и платформы научной аппаратуры; 0.2, 0.35 — шпангоутов; 0.1, 0.35 — остальных поверхностей.

Орбита спутника солнечно-синхронная круговая высотой 705 км и наклонением 98.21°. Рассматривается виток орбиты с долготой восходящего узла  $\Omega = 0$  на дату весеннего равноденствия. Продольной осью  $OZ$  аппарат направлен на Солнце и вращается вокруг этой оси с угловой скоростью 1 об/виток  $\approx 0.061$  град/с. Начальная температура КА равна 293 K, солнечная постоянная  $q_s = 1400 \text{ Вт}/\text{м}^2$ , эмиссия Земли  $q_e = 230 \text{ Вт}/\text{м}^2$  и альбедо  $\alpha_e = 0.35$ .

При этих условиях температурное поле КА можно считать осесимметричным и изменяющимся вдоль продольной оси спутника. На рис. 2, а показана конструктивная схема КА и его расчетные

Data Base of Task - Ka_sotr.con	
Name of Constructive Unit	Number
Стойка платформы	1
Верхняя оболочка (2 слой) пояса	2
Шпангоут-1. 1	3
Шпангоут-1. 2	4
Межпоясническая оболочка (2 пояса)	5
Шпангоут-2. 1	6
Шпангоут-2. 2	7
Радиатор (зоны нижней полусфера)	8
Жалюзи	9
Жалюзи фланец	10
Фланцы платформы науч. аппаратурн	11
Платформа науч. аппаратурн	12
12 lines	

Рис. 3. Окно управления базой конструктивов задачи

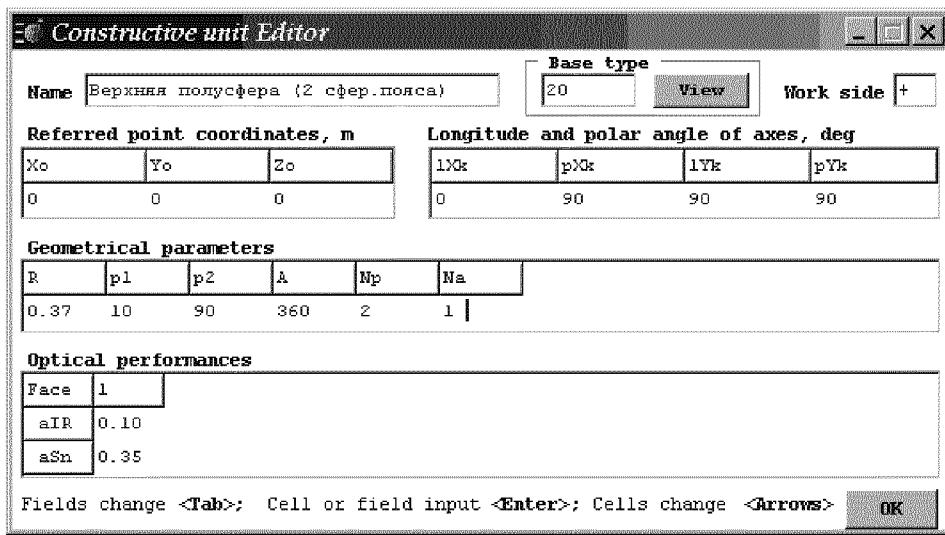


Рис. 4. Окно редактора конструктивов

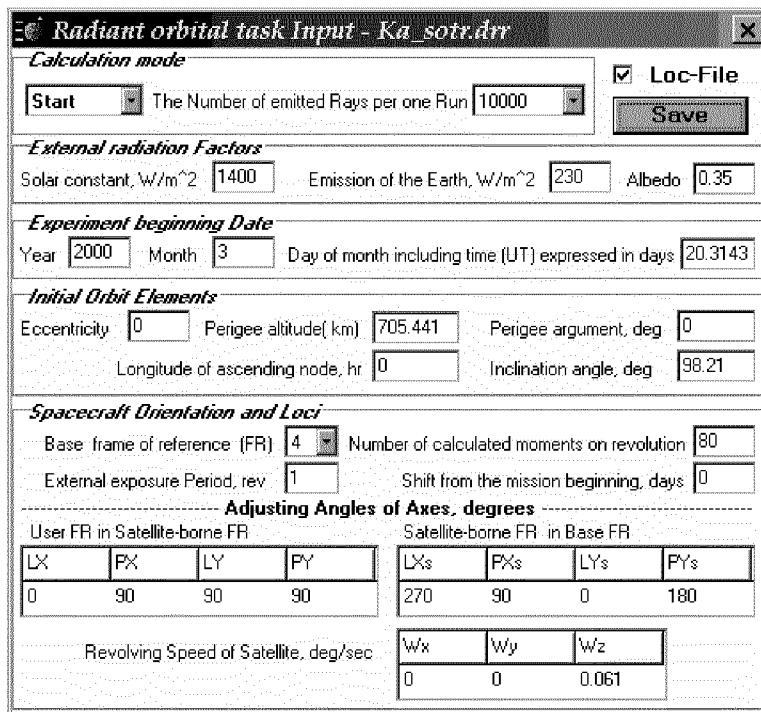


Рис. 5. Окно ввода данных для решения радиационной задачи КА на орбите

элементы, используемые в тепловой модели сосредоточенных параметров, на рис. 2, б представлена тепловая схема — граф для расчетной модели.

Геометрическая модель, описывающая внешнюю конфигурацию КА, составлена из 12 конструктивов, их наименования и номера отображены в окне управления базой конструктивов задачи на рис. 3.

На рис. 4 показано окно редактора конструктивов, в котором записаны фактические параметры выделенного на рис. 3 конструктива 2, порожденного базовым типом 20 (элемент сферы, см. рис. 1).

Параметры для решения задачи внешнего радиационного теплообмена КА задаются в интерактивном режиме окном, представленном на рис. 5.

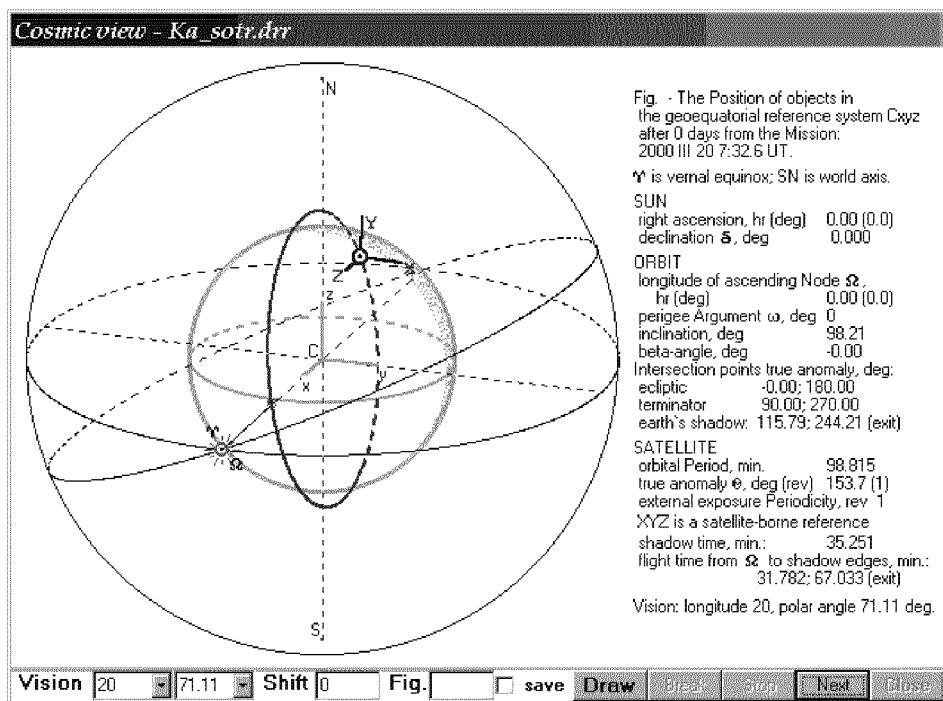


Рис. 6. Окно графического контроля и анализа ориентации КА

Окно графического контроля и анализа ориентации КА на орбите показано на рис. 6. В нижней части этого окна видна панель управления, включающая, в частности, два раскрывающихся списка для задания ракурса (Vision) и поле Shift для задания смещения по времени от начала эксперимента (в сутках). Ракурс изображения задается относительно геоэкваториальной СК сферическими угловыми координатами долготы и широты в полях Vision. Изменение параметра смещения дает возможность «увидеть» возмущение орбиты и движение Солнца по эклиптике на заданном интервале времени. В этом окне, кроме рис. с мультиплексией КА, выводится также справочная информация о положении Солнца, текущих параметрах орбиты и спутника.

На рис. 7 приведены результаты расчета внешней тепловой нагрузки на нижнюю полусферу корпуса КА в течение витка при открытых (рис. 7, а) и закрытых (рис. 7, б) жалюзи.

Результаты расчетов установившегося температурного поля КА для режимов активного терморегулирования и без терморегулирования представлены на рис. 8 и 9. Температура газа в носовом и кормовом отсеках корпуса регулируется вентилятором в интервале 27–30 °С, жалюзи — в интервале 17.5–25 °С. На витке (период обращения 98.8 мин) вентилятор включен 69 мин, жалюзи открыто

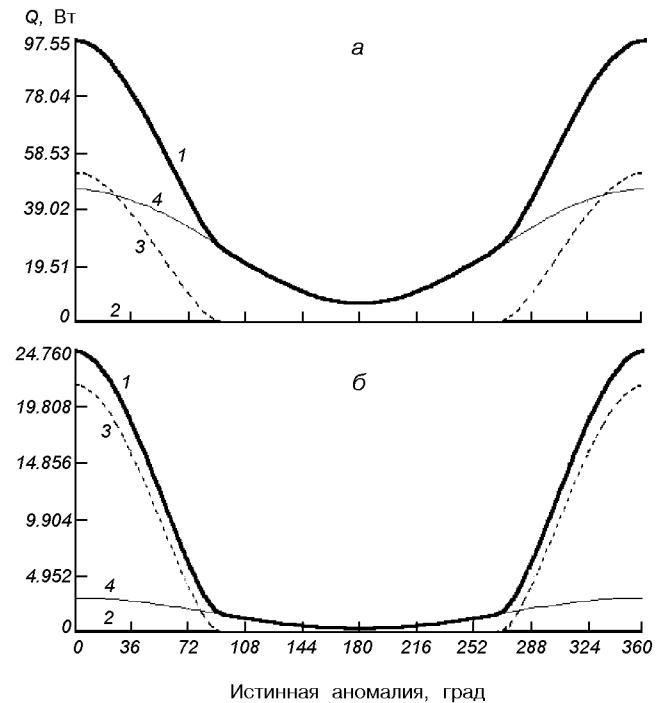


Рис. 7. Лучистые внешние потоки, поглощенные нижней полусферической обечайкой корпуса КА при открытых (а) и закрытых (б) жалюзи, на расчетном витке орбиты: 1 — суммарный поток, 2 — прямой солнечный поток, 3 — поток отраженного от Земли излучения, 4 — собственное излучение Земли

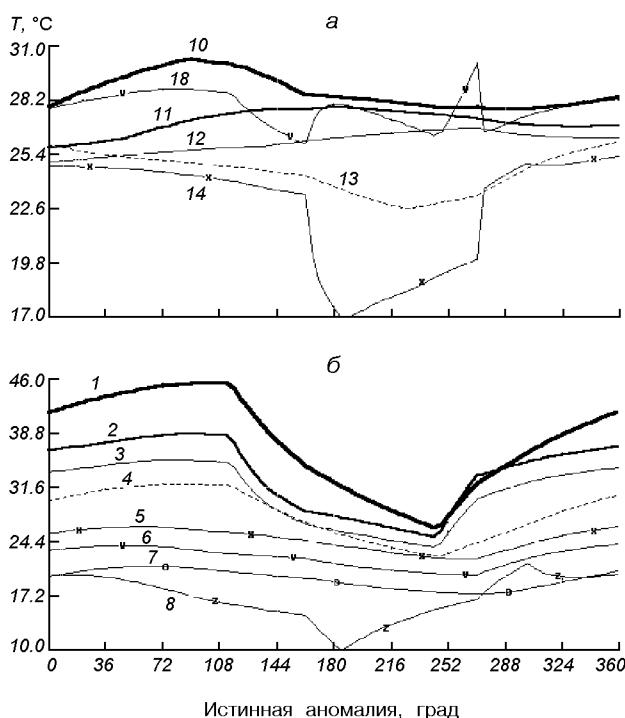


Рис. 8. Установившаяся температура элементов КА в режиме терморегулирования вентилятором и жалюзи; а: 10—13 — отсеки бортовой аппаратуры; 14, 18 — газовые полости в кормовой и носовой части корпуса; б: 1—8 — элементы герметичного корпуса (обозначения см. на рис. 2)

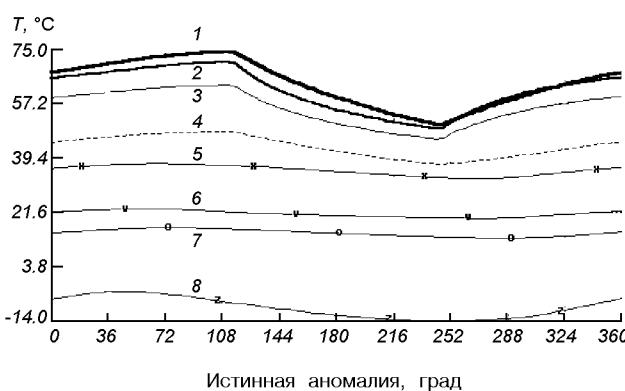


Рис. 9. Установившаяся температура элементов герметичного корпуса КА в режиме открытых жалюзи и выключенного вентилятора (обозначения см. на рис. 2)

67 мин. Вентилятор выключен (жалюзи закрыто) на участке витка со значениями истинной аномалии  $162^\circ$ — $266^\circ$  ( $184^\circ$ — $300^\circ$ ). В режиме активного терморегулирования температура элементов КА устанавливается (с точностью  $\Delta T = 0.65^\circ\text{C}$ ) на третьем витке, без терморегулирования — на 13-м. Из

рис. 8, б и рис. 9 видно, что без активного терморегулирования перепад температуры на корпусе составляет  $89^\circ\text{C}$ , с терморегулированием —  $36^\circ\text{C}$ .

1. Дульнев Г. Н., Парфенов В. Г., Сигалов А. В. Методы расчета теплового режима приборов. — М.: Радио и связь, 1990.—312 с.
2. Житомирский И. С., Романенко В. Г. Решение задач теплопроводности, связанных с лучистым и конвективным теплообменом, на графах // Вопросы гидродинамики и теплообмена в криогенных системах.—1974.—Вып. 4.—С. 23—28.
3. Житомирский И. С., Романенко В. Г. Методика теплового и гидравлического расчета нестационарных режимов в сложных криогенных системах // Тепловые процессы в криогенных системах. — Киев: Наук. думка, 1986.—С. 55—64.
4. Залетаев В. М., Капинос Ю. В., Сургучев О. В. Расчет теплообмена космического аппарата. — М.: Машиностроение, 1979.—208 с.
5. Кислов А. М., Романенко В. Г. Применение метода Монте-Карло для расчета молекулярных и лучистых потоков в системах сложной конфигурации. — Харьков, 1980.—36 с.—(Препринт / АН УССР; ФТИНТ, 12-80).
6. Ковтуненко В. М., Копыл А. И., Латайко П. А., Петров Ю. В. Тепловой режим спутников «Интеркосмос», ориентированных на Солнце // Космич. исследов. на Украине.—1976.—Вып. 8.—С. 3—14.
7. Конюхов С. Н. Научно-технические направления разработок космических аппаратов КБ «Южное» им. М. К. Янгеля // Космічна наука і технологія.—1995.—№ 1.—С. 12—34.
8. Моделирование тепловых режимов космического аппарата и окружающей его среды / Под ред. Г. И. Петрова. — М.: Машиностроение, 1971.—382 с.
9. Модернизация пакета программ TRASSA-2 для расчетов тепловых режимов КА: Научно-техн. отчет / Кислов А. М., Романенко В. Г., Фенченко В. Н. — Харьков: СКТБ ФТИНТ НАН Украины; 2003.—120 с.
10. Пакет прикладных программ для расчета теплового режима приборных отсеков космического аппарата: Научно-техн. отчет / Кислов А. М., Романенко В. Г., Курилов В. С. — Харьков: СКТБ ФТИНТ НАН Украины, 1995.—150 с.
11. Панкратов Б. М. Основы теплового проектирования транспортных космических систем. — М.: Машиностроение, 1988.—304 с.
12. Разработка пакета программ с автоматизированной системой формирования оптико-геометрических моделей для расчета теплообмена КА МС-1-ТК-ТВ: Научно-техн. отчет / Кислов А. М.; Романенко В. Г. — Харьков: СКТБ ФТИНТ НАН Украины, 2000.—120 с.
13. Разработка программы расчета теплового режима КА с анизотропной теплопроводностью элементов конструкций: Научно-техн. отчет / Кислов А. М., Романенко В. Г., Курилов В. С. — Харьков: СКТБ ФТИНТ НАН Украины, 1997.—69 с.
14. Рассамакин Б. М., Рогачев В. А., Хоминич В. И. и др. Экспериментальное моделирование тепловых режимов малогабаритных космических аппаратов и их внешних тепловых потоков. 1. Термовакуумная установка ТВК-2.5 // Космічна наука і технологія.—2002.—8, № 1.—С. 37—41.
15. Рассамакин Б. М., Рогачев В. А., Хоминич В. И. и др. Экспериментальное моделирование тепловых режимов малогабаритных космических аппаратов и их внешних тепловых потоков. 2. Результаты термовакуумных испытаний макета микроспутника типа МС-1-ТК-ТВ // Космічна наука і технологія.—2002.—8, № 4.—С. 3—10.

16. Романенко В. Г. Математические модели, алгоритмы и программы расчета процесса заправки безрасходных аккумуляторов холода. — Харьков, 1990.—17 с.—(Препринт / АН УССР. ФТИНТ, 35-90).
17. Соболь И. М. Численные методы Монте-Карло. — М.: Наука, 1973.—312 с.
18. Справочное руководство по небесной механике и астродинамике / Под ред. Г. Н. Дубошина. — М.: Наука, 1976.—864 с.
19. Хохулин В. С. Метод исследования теплового режима конструкций сложной конфигурации // Инж.-физ. журн.—1975.—29, № 1.—С. 140—145.
20. Hofacker W., Lucas J., Zilly F. Thermal analysis of spacecraft by combining different analysis tools // SAE Techn. Pap. Ser.—1991.—N 911584.—P. 1—8.
21. Introduction to SINDA, 2003. C & R Technologies, Inc. // <http://www.backslash.crtech.com>.
22. Kislov A. M., Romanenko V. G., Petrov Yu. V. Numerical Modeling of a Spacecraft Thermal Regimes in a Flight and in Space Environment Simulation // Proc. 5<sup>th</sup> Sino-Rus.-Ukr. Symp. Space Sci. Thechnol., 6-9 June, Harbin. — Harbin, 2000.—P. 194.
23. Pollack F. M., Bryce D. J., Collins R. L., Fischer W. D. Two new computer aided engineering systems for developing NEVADA thermal models // AIAA Paper.—1984.—N 2329.—9 p.
24. Rebis J. J., Jeanne P. ESARAD — the European Space Agency's radiative analyzer // SAE Techn. Pap. Ser.—1991.—N 911587.—P. 1—11.
25. Romanenko V. G., Kislov A. M., Petrov Yu. V. The Code TRASSA for Computation of Unstationary Thermal States of Spacecraft Equipment Modules // Proc. 4<sup>th</sup> Ukr.-Rus.-China Symp. Space Sci. Thechnol. 12—17 Sept., 1996, Kyiv. — Kyiv, 1996.—Vol. 1.—P. 185—187.

#### THE SOFTWARE TRASSA FOR THE ANALYSIS OF SPACECRAFT THERMAL CONDITIONS

R. V. Gavrilov, A. M. Kislov, V. G. Romanenko,  
V. N. Fenchenco

The software package TRASSA for the computer simulation and calculation of the thermal mode of a spacecraft in orbital flight conditions is described. The purpose of the simulating programs is considered. The techniques for the construction of the spacecraft geometrical model, calculation of its orientation in the orbit and modelling of radiating heat exchange in it are covered. The thermal scheme of a spacecraft is represented by an oriented graph and the mathematical model of heat exchange is given concerning this graph as a hybrid one including models of the concentrated and distributive parameters. We present the computation of the thermal mode of a satellite oriented to the Sun.

УДК 729.68

## В. Є. Шатіхін<sup>1</sup>, Є. С. Переверзєв<sup>2</sup>, Ю. Ф. Данієв<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Національне космічне агентство України, Київ

<sup>2</sup>Інститут технічної механіки НАНУ та НКАУ, Дніпропетровськ

Прогнозування змін характеристик матеріалів  
та елементів приводу сонячних батарей  
космічного апарату з терміном активного  
існування 10—15 років

*Надійшла до редакції 02.02.04*

Розглянуто зміни характеристик матеріалів та елементів механізму приводу сонячних батарей космічних апаратів під впливом факторів космічного простору для терміну активного існування 10—15 років. Наведено основні фактори космічного простору, що впливають на характеристики матеріалів та елементів механізму, проведено аналіз можливих дефектів та відмов механізму, визначено ймовірність проникнення метеоритних частинок для елемента приводу сонячної батареї під час польоту тривалістю в 10 та 15 років. Надано рекомендації щодо розробки механізмів приводу сонячної батареї для космічних апаратів з довготривалим терміном існування.

Одним з напрямків розвитку сучасних космічних апаратів (КА) є збільшення терміну їхнього активного існування до 10—15 років. Реалізація цього завдання передбачає зокрема прогнозування змін характеристик матеріалів та елементів механізмів, що входять до складу КА; перш за все їхніх міцнісних, динамічних характеристик і показників надійності протягом терміну активного існування КА.

Важливим чинником, що викликає зміни характеристик механізмів КА, є вплив факторів космічного простору (ФКП). Для розробки та виготовлення деталей та вузлів КА з довготривалим терміном існування необхідне створення матеріалів, стійких до дії ФКП. Детально про перелік та характеристики ФКП викладено в роботах [17—19]. Тут ми розглянемо ФКП, які найбільш суттєво впливають на характеристики одного з важливих механізмів КА — приводу сонячних батарей (СБ).

Метою статті є прогнозування під впливом ФКП змін характеристик матеріалів та елементів механізмів приводу сонячних батарей СБ, які застосовуються на цей час, для КА з терміном активного

існування 10—15 років. Дослідження з цього питання проводилися протягом останніх десятиліть як зарубіжними, так і вітчизняними науковцями, проблема залишається актуальною до цього часу.

Необхідно відмітити, що значна частина матеріалів з дослідження зазначеного напрямку після розпаду СРСР залишилась в Російській Федерації. Актуальність статті полягає в тому, що одночасно з визначенням основних видів ФКП, які мають найбільш значний вплив на матеріали, проведено дослідження зміни характеристик матеріалів механізмів приводу СБ КА з довготривалим терміном активного існування з урахуванням останніх напрацювань вітчизняних організацій в галузі матеріалознавства.

Електромеханічний привід разом з датчиками Сонця та блоком електронного управління входить до складу системи орієнтації СБ (СОСБ), яка повинна забезпечити мінімальну похибку під час стеження за Сонцем, споживаючи при цьому мінімальну потужність. Під час функціонування СОСБ повинна створювати мінімальні моменти збурень на корпус КА.

Привід є виконавчим механізмом СОСБ. Повинен забезпечувати стеження за Сонцем у режимах основної та форсованої швидкостей, а також установку панелей СБ у фіксовані положення відносно корпусу КА.

На рис. 1 показано один із приводів, типовий для космічних апаратів, створених у герметичному виконанні. Він приводиться в дію двома двигунами, які через циліндричний редуктор, хвильовий редуктор обертають вихідний вал, на якому закріплено несучу ферму із сонячними батареями. В деяких конструкціях приводу СБ передбачено з'єднувальну муфту між двигуном та циліндричним редуктором, а також запобіжну муфту між хвильовим редуктором і вихідним валом. Електричний зв'язок між рухомою та нерухомою частинами приводу здійснюється за допомогою струмознімача. Привід формує сигнали про положення СБ відносно корпусу КА.

Основні позначення та характеристики:

1. ДВ1, ДВ2 — двигун ДПР-52-Н1-03-М, кутова швидкість  $w = 471.12 \text{ c}^{-1}$ .
2. Передатне співвідношення  $i = 0.00018$ .
3. К.к.д.  $\mu = 0.76$ .

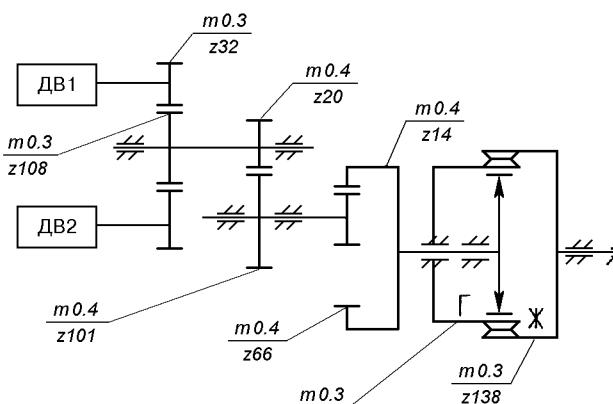


Рис. 1. Електромеханічний привід КА

Таблиця 1. Характеристики електромеханічних приводів

Характеристики	Привід 1	Привід 2
Напруга живлення	$28^{+6}_{-4}$ В	$28^{+6}_{-4}$ В
Струм, що споживається приводом	$\leq 0.7$ А	$\leq 0.9$ А
Кут повороту вихідного валу приводу з нульового положення за та проти годинникової стрілки	$80 \pm 20^\circ$	$12 \pm 3^\circ$
Усталена швидкість повороту приводу вихідного валу під час експлуатації	$5^{+0.4}_{-0.7}$ град/с	$0.47 \pm 0.08$ град/с
Момент, що розвиває привід після відпрацювання ресурсу	0.45 кгс·м	6 кгс·м
Сумарний робочий ресурс	Не менш ніж 1000 год при 30000 запусках До $10^{-10}$ Па	Не менш ніж 1000 год при 30000 запусках До $10^{-10}$ Па
Атмосферний тиск з боку вихідного валу	Не менш ніж 6.5 років	Не менш ніж 6.5 років
Гарантійний термін експлуатації приводу		

4. Момент на вихідному валі  $M = 421.35 \text{ кгс}\cdot\text{см}$ .
5. Кутова швидкість вихідного валу  $w = 0.0849 \text{ c}^{-1}$ .
6. Кут повороту —  $90^\circ$ .
7. Час повороту — не більше 30 с.
8. Момент інерції навантаження — 35 кгс·см·с.
9. Маса — 6 кг.
10.  $z$  — число зубців.
11.  $t$  — модуль зубчатої передачі.

Швидкісна частина приводу (електродвигун, редуктор) знаходитьться в атмосфері герметичного відсіку та відділена від іншої частини приводу герметичною перегородкою. Передача обертання через цю перегородку здійснюється за допомогою магнітної муфти. Великий діаметр підшипників ковзання (до 65 мм), виготовлених з металокераміки з використанням дисульфіду молібдену та значна база (до 220 мм) між підшипниками визначаються вихідчики з діючих навантажень.

Наведено технічні характеристики (табл. 1) двох електромеханічних приводів, що експлуатувались у складі КА в умовах польоту без зауважень.

В залежності від конструкції КА електромеханічний привід може бути виготовлений крім герметичного, також в негерметичному або частково герметичному виконанні. Вид виконання приводу зумовлений забезпеченням надійного функціонування всіх комплектуючих виробів в умовах польоту КА з необхідним терміном активного існування.

Основними вимогами щодо вибору матеріалів приводу є:

- висока питома міцність та жорсткість, що повинні забезпечувати створення конструкцій з мінімальною масою;
- збереження високих характеристик міцності та жорсткості матеріалів приводу в діапазоні температур від  $-40^\circ\text{C}$  до  $+80^\circ\text{C}$  та вище;
- висока технологічність при виготовленні та достатня вартість матеріалу.

Щоб задовільнити ці та інші специфічні вимоги застосовують широкий спектр конструкційних ма-

теріалів з різними фізико-механічними та експлуатаційними вимогами. Наведемо основні матеріали, що застосовуються для виготовлення приводів.

Основними конструкційними матеріалами механізмів приводів є сплави АМг6 та Д16Т, а також сталі 09Х16Н4Б та 12Х18Н. Гарантійний термін цих матеріалів — 25 років. Для змащення зубчатих коліс, шарикопідшипників застосовують мастило ВНИИ НП 257 ГОСТ 16105-70 з гарантійним терміном у п'ять років, ВНИИ НП 274Н ГОСТ 19337-73 з гарантійним терміном у три роки, ЦИАТИМ 221 ГОСТ 9433-80.

Мастило ВНИИ НП 257 може застосовуватись в інтервалах температури  $-60\ldots+150^{\circ}\text{C}$ , мастило ВНИИ НП 274Н — в інтервалі температур  $-80\ldots+160^{\circ}\text{C}$  в умовах високого та надзвичайного високого вакууму.

Ущільнювальні кільца в приводах виробляють з гуми 1118Р, 1175 з гарантійним терміном у вісім років.

Шарикопідшипники застосовують за трьома спеціальними технічними вимогами:

ТУ 37.006.058-78. Підшипники шарикові радіальні та радіально-упорні з твердим змащенням та самозмащуючими сепараторами. Згідно з цими ТУ шарикопідшипники не потребують змащення — доріжки котіння кілець покриті дисульфідом молібдену.

ТУ4479. Підшипники шарикові спеціального застосування, їх виготовляють зі сталей марок ШХ-15, 95Х18-Ш, 110Х18И-ШД. Підшипники потребують змащення.

ТУ3706-77. Підшипники. За цими ТУ підшипники потребують змащення.

Як правило, підприємство-виробник підшипників гарантує їхню працездатність в умовах експлуатації протягом всього ресурсу, який передбачено технічною документацією на виріб.

Розглянемо основні ФКП, що діють та мають вплив на зміну характеристик приводу СБ КА:

- вплив багаторазової зміни температури в широкому інтервалі  $-120^{\circ}\text{C}\ldots+80^{\circ}\text{C}$ ;
- вплив вакууму;
- заряджені частинки іоносферної та магнітосферної плазми;
- електрони та протони природних радіаційних поясів Землі;
- електромагнітне випромінювання Сонця;
- іони сонячних та галактичних космічних променів;
- потоки мікрометеоритів та мікрочастинки уламків орбітальних засобів та ракет-носіїв;
- вплив невагомості.

Розглянемо вплив наведених факторів на матеріали та характеристики приводу.

Значна кількість дефектів деталей механізму приводу пов'язана із зносом та старінням матеріалів (див. [22, 24, 25]).

Для зубчатих коліс основними видами зносу є: окислювальний або абразивний; утомний з викришуванням матеріалу та відшаруванням; задирка; зайдання.

Для підшипників основними видами зносу є: окислювальний або абразивний; утомний; вибірковий переніс; утомний знос антифрикційного шару.

Лінійний знос  $U$  матеріалів для абразивного зносу визначається за формулою [16]:

$$U = kpl,$$

де  $k$  — коефіцієнт, що характеризує зносостійкість матеріалів та умови роботи даної пари (змащення, ступінь ізоляції поверхонь від забруднення тощо);  $p$  — тиск на поверхні тертя;  $l$  — шлях тертя. На абразивний знос суттєвий вплив здійснюють такі чинники: вібрація; висока температура; ударний характер навантаження.

Умови ФКП впливають на величину коефіцієнта  $k$ . В умовах вакууму вузли тертя мають незначну швидкість відновлення окислювальних та адсорбційних плівок на поверхнях, що приводить до зменшення зносостійкості матеріалів. Крім того, з часом зносостійкість матеріалів, що працюють в умовах космосу, продовжує зменшуватися також під впливом інших факторів; коефіцієнт  $k$  збільшується, внаслідок чого збільшується лінійний знос  $U$ .

На рис. 2 показано результати впливу на підшипники кочення результатів дії абразивного та утомного зносів, а також задирки.

Під час тертя в контактних поверхнях при умовах вібрацій в залежності від ступеня розрідження розвиваються два основних види зносу: окислювальний та адгезивний.

Домінуючим видом зруйнування для приводів панелей СБ є знос зубців швидкісних зубчатих передач та утомні поломи валів та зубців зубчатих передач, що працюють в найбільш завантажених режимах.

Наявність відмов у приводі зумовлена пошкодженнями системи управління та електричного живлення; параметричні відмови зумовлені електромеханічною частиною приводу.

Наприклад, знос підшипників, щіток та колектора електричного двигуна знижує його обертовий момент, знос втулок та плунжерів соленоїдів збільшує час включення муфт. Знос та замаслювання поверхонь фрикційних дисків знижує тяговий або гальмівний момент та збільшує час включення,

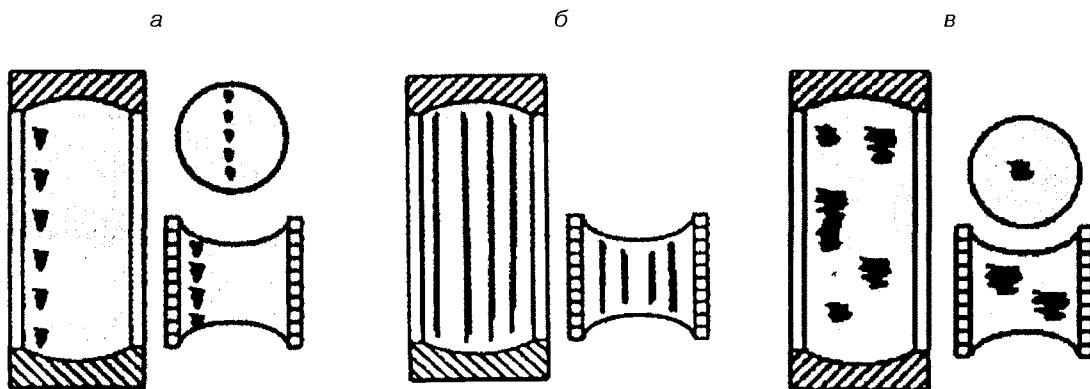


Рис. 2. Типи пошкоджень поверхні елементів кочення: а — абразивний знос, б — задирки на поверхні доріжок та тілах кочення у вигляді глибоких подряпин, в — утомний знос

знос зубців передач викликає крутильні коливання у приводі і т. д.

Під впливом ФКП вищеперелічені процеси відбуваються інтенсивніше. До них додаються інші процеси, які знижують надійність та довговічність приводів СБ.

Проаналізуємо вплив кожного із ФКП. Розглядаючи вплив невагомості, необхідно вказати на те, що цей чинник може стати причиною відмов електромеханізмів пневмо- та гідроапаратури внаслідок зміни характеристик рідинних, газоподібних та сипучих середовищ, а також перегрівом елементів внаслідок погіршення конвективного теплообміну. Дія невагомості на поведінку рідинних, газоподібних та сипучих тіл проявляється в утворенні так званих «застійних» зон (наприклад, у вигляді крапель, що зависають у газовому середовищі, відсутності розподілу за масою частинок в потоках або сумішах, відсутності направленого руху цих середовищ), що потребує додаткових зусиль виконавчих органів для їхнього «продавлювання» під дією додаткового тиску. Ця дія приводить до зниження надійності вузлів та апаратури: порушення режиму змащення, що викликає заклинивання механізмів та відмови гідро- та пневмоапаратури внаслідок утворювання крапель, бульбашок і т. п.

Крім того, вплив невагомості може стати причиною відмов в системах рідинного охолодження, якщо рідинні холдоагенти не повністю заповнюють охолоджувальний об'єм. Проте необхідно відмітити, що умови незначних гравітацій можуть позитивно впливати на деякі системи, вузли та елементи КА внаслідок, зокрема, їхнього полегшено-го режиму роботи.

Вплив вакууму зумовлює:

— появу газовиділення та втрату летких компо-

нентів, що приводить до зміни теплофізичних (теплопровідність, теплостійкість) та електрических (електропровідність) характеристик полімерних та композитних матеріалів; оптических характеристик матеріалів;

- ускладнення передачі теплоти через поверхні, що стикаються, внаслідок утворення в мікро-неоднорідностях вакуумних проміжків;
- втрату речовини за рахунок сублімації матеріалів, тобто перехід речовини з твердої фази безпосередньо в газоподібну. Сублімація мас наслідком зміну поверхневих властивостей конструкційних матеріалів, а також зміну теплопровідності, електропровідності, оптических характеристик і т. д. В табл. 2 наведено швидкості сублімації деяких металів в умовах глибокого вакуума за рік в залежності від температури [9].

Визначення параметрів атмосфери, в тому числі характеристики глибокого, дуже глибокого та надзвичайно глибокого вакууму надано в роботі [17].

Як було сказано вище, умови вакууму зумовлюють інший режим роботи вузлів тертя механізмів. Зокрема, в умовах вакууму вузли тертя мають незначну швидкість відновлення окислювальних та адсорбційних плівок на поверхнях. Крім того, вони також мають недостатній відвід тепла. Інтенсивність зазначених процесів залежить від стану розрідженого газу. Матеріали та вироби у вакуумі виділяють значну кількість газів та парів, що знаходяться на поверхнях та всередині матеріалів. Знаючи швидкість питомого газовиділення, можна визначити загальний потік газовиділення, що поступає від вузлів тертя у вакуумну систему.

Інтенсивність газовиділення  $Q$  зі стінок деталей вузлів тертя визначається за формулою [23]:

$$Q = \nu A,$$

Таблиця 2. Сублімація матеріалів в умовах глибокого вакууму

Елемент	Температура, °C, при якій сублімація відбувається зі швидкістю			Температура плавлення, °C
	0.1 мкм/рік	10 мкм/рік	1 мм/рік	
Кадмій	38	77	122	320
Цинк	71	127	177	420
Срібло	480	590	700	960
Алюміній	550	—	—	660
Мідь	630	760	900	1080
Золото	660	800	950	1060
Хром	750	870	1000	1870
Залізо	770	900	1500	1540
Нікель	800	940	1090	1450
Титан	920	1070	1250	1670
Молібден	1380	1630	1900	2610
Вольфрам	1870	2150	2480	3430

Таблиця 3. Швидкість питомого газовиділення з поверхні металів прит = +20 °C

Метал	Попередня обробка	Швидкість питомого газовиділення $v$ , $10^{-6} \text{ м}^3 \text{ Па}/\text{м}^2 \text{ с}$	Тривалість відкачки, після якої здійснено вимірювання, год
Алюмінієвий сплав	Травлення та промивання в бензолі та ацетоні	47.7	1
	Необроблений	3.92	5
	Необроблена	564	1
Мідь	Після відпалу у вакуумі	64.5	5
Алюміній		$1.07 \cdot 10^{-4}$	постійна
		4...9	2

де  $v$  — швидкість питомого газовиділення,  $A$  — величина поверхні, з якої відбувається газовиділення. Як видно, загальний потік газовиділення залежить від матеріалу та площини поверхні газовиділення. Величина потоку газовиділення необхідна для оцінки надійності та довговічності вузла.

Характеристики швидкостей питомого газовиділення деяких металів, що використовуються в природах, наведено в табл. 3 [23].

Швидкість питомого газовиділення зумовлює вибір того чи іншого матеріалу для роботи в умовах вакууму.

Вплив вакууму зумовлює зменшення товщини адсорбованих поверхневих плівок, внаслідок чого збільшується коефіцієнт тертя. Згідно з дослідженнями роботи [16] коефіцієнт тертя в залежності від товщини плівки може змінюватись майже в 1.5 рази.

Пояснюється це зниженням сил молекулярної взаємодії між поверхнями. Крім того, вплив вакууму зумовлює прискорення десорбції або випарування наявних плівок.

Відкриті поверхні в космічному просторі втрачають змащення та окисли, що забезпечують змащувальну дію, внаслідок цього можливе холодне зварювання поверхонь.

Для забезпечення нормального функціонування в

умовах високого вакууму високошвидкісних підшипників кочення без рідинного змащення застосовують сепаратори з полімерного та металокерамічного матеріалу, які мають достатню міцність, необхідну зносостійкість, низькі коефіцієнти тертя та лінійного розширення.

Вплив температури на матеріали пояснюється тим, що в умовах космічного простору нагрівання поверхні КА та конструкцій КА здійснюється за рахунок взаємодії з космічним середовищем, від випромінювання Сонця та працюючих двигунів. Зміна процесу переохолодження процесом поглинання сонячного випромінювання приводить до того, що конструкції, які розміщені на зовнішній поверхні КА, підлягають дії температури від -150 до +125 °C. Вплив дії температури на фізико-механічні властивості матеріалів підсилюється довготривалим терміном функціонування на орбіті. Особливо це зумовлює зміни властивостей скла, кераміки, мастил і т. п.

В табл. 4 наведено результати досліджень впливу температури на границю міцності та випаруваність мастил, які застосовуються для сучасних КА. Мастила, наведені у табл. 4, застосовувались у складі механізмів під час експериментального відпрацювання (ЕВ) КА, які розроблялись ДКБ «Південне».

Таблиця 4. Залежність показників мастил від температури

Показники	Марка мастила			
	ЦИАТИМ-221	ВНИИНП-274 Н	ВНИИ НП-279	ВНИИ НП-282
Границя міцності мастила, Па	$t = 20^{\circ}\text{C}$ $t = 80^{\circ}\text{C}$	250—450 100—150	270—370 150—200	200—300 80—170 0—1.0 1.5—2.0
Випаровуваність мастила за 1 год, %	$t = 100^{\circ}\text{C}$ $t = 150^{\circ}\text{C}$ $t = 200^{\circ}\text{C}$	— 0.7 —	— 0.5 0.9—1.0	140—350 0.4—0.7 1.4—4.0

Таблиця 5. Рівень газовиділень мастил

Марка мастила	до ТВО		після ТВО	
	ЗВМ, %	КФ, %	ЗВМ %	КФ %
СК-2-06	1.81 (1.72—1.90)	0.16	1.52 (1.44—1.58)	0.14
ЦИАТИМ-221	6.29 (6.20—6.38)	3.2	6.20 (6.00—6.50)	2.9
ВНИИ НП-274Н	3.76 (3.72—3.80)	1.65	2.48 (2.46—2.50)	1.02
ВНИИ НП-279	5.70 (5.65—5.74)	3.1	2.80 (2.70—2.91)	1.92
ВНИИ НП-282	47.77 (45.76—49.77)	7.2	29.62 (27.09—32.20)	5.36

Одним із завдань ЕВ було підтвердження працевздатності мастил в умовах, які імітують вплив ФКП. Результати відпрацювання мастил — позитивні.

Результати газовиділень мастил наведено в табл. 5.

Рівень газовиділень мастил, наведений в табл. 5, визначався у вигляді загальної втрати маси (ЗВМ) та конденсованої фази (КФ) при температурно-вакуумній дії згідно з вимогами ГОСТ Р 50109-92 (витримка при  $t = 125^{\circ}\text{C}$  та тиску 0.7 мПа протягом 24 год). З метою зниження рівня газовиділень проведено термовакуумну обробку (ТВО) мастил ( $t = 60^{\circ}\text{C}$  та тиску  $P = 40$  кПа протягом 48 год). Для випробувань використовувалась термовакуумна установка В4-1; випробувались чотири зразки матеріалів кожного найменування.

Вплив вібрації на матеріали та елементи приводу СБ є темою окремого дослідження. Вібрації, що діють на механізм приводу СБ внаслідок дії ФКП, підсилюються за рахунок того, що під час польоту елементи приводу (підшипники, зубчаті колеса, ротор двигуна) самі можуть створювати вібрації, причинами яких є неврівноваженість роторів, похибки виготовлення, зніс деталей, наявність люфтів, конструктивні особливості вузлів та деталей [24, 28].

Отже, на елементи механізму приводу СБ діють вібрації, зумовлені впливом ФКП (різкий перепад температур, зіткнення з мікрочастинками тощо) та віброактивністю механізму. Під впливом ФКП віброактивність механізму буде збільшуватись за рахунок знісу поверхонь, що стикуються, збільшення люфтів величини дисбалансу валів та інших чин-

ників. В рамках цієї статті обмежимось дуже стислим оглядом дії ФКП на один з елементів приводу — підшипник кочення.

Для підшипників кочення частота перекочування тіл обертання по зовнішній та внутрішній обоймах, а також частота обертання тіл кочення та сепаратора визначається за формулами джерела [10]:

- частота перекочування тіл обертання по зовнішній обоймі

$$f_H = \frac{n}{2} \left( 1 - \frac{d}{D} \cos\beta \right) f_0;$$

— частота перекочування тіл обертання по внутрішній обоймі

$$f_H = \frac{n}{2} \left( 1 + \frac{d}{D} \cos\beta \right) f_0;$$

— частота обертання тіл кочення

$$f_{III} = \frac{D}{d} \left[ 1 - \left( \frac{d}{D} \right)^2 \cos\beta \right] f_0;$$

— частота обертання сепаратора

$$f_C = \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{d}{D} \cos\beta \right) f_0,$$

де  $d$  — діаметр тіл кочення;  $D$  — діаметр кола, що проходить через центри тіл кочення;  $n$  — число елементів, що обертаються;  $\beta$  — кут контакту;  $f_0$  — частота обертання валу. Дефектами підшипників кочення механізму приводу можуть бути: зніс обойм, сепаратора, тіл кочення; тріщини, раковини зовнішньої обойми; перекіс зовнішньої обойми; де-

фекти тіл кочення; нерівномірний радіальний натяг і т. д.

Зазначені дефекти на доріжках підшипника викликають появу дефектних точок. Резонансні коливання підшипника виникають під час періодичних ударів тіл обертання, що проходять через дефектні точки, на частоті обертання шариків підшипника. Ці частоти є причиною вібрації, що характеризується експоненціально затухаючими високочастотними імпульсами. Під час зносу сепаратора з'являються піки на частотах, що кратні  $f_c$ , під час зносу зовнішньої та внутрішньої обойм — на частотах  $f_H$  та  $f_B$  ([www.promservis.ru/konf2002.htm1-19k,2002](http://www.promservis.ru/konf2002.htm1-19k,2002)).

Вібрації від підшипників виникають також внаслідок дії відцентрової сили  $F_{\Pi}$ , що виникає під час обертання тіл кочення навколо осі підшипника.

$$F_{\Pi} = 0.5mDw_c^2,$$

де  $m$  — маса тіла кочення,  $w_c$  — кутова швидкість обертання сепаратора. У випадку застосування радиально-упорного (упорного) підшипника на кульки буде діяти також гіроскопічний момент  $M_r$ , що зумовлений зміною напрямку осі обертання кульок у просторі.

$$M_r = Jw_c w_i \sin\beta,$$

де  $J$  — полярний момент інерції маси кульки;  $w_i$  — кутова швидкість обертання кульки навколої своєї осі. Гіроскопічний момент викликає обертання кульок, що супроводжується зносом поверхонь кочення, який збільшується з часом.

Взагалі підшипник за нормальних умов роботи та бездефектного виготовлення можна вважати одним з найменш віброактивних елементів механізму приводу СБ. Проте внаслідок дефектів виготовлення та дії ФКП підшипник створює високочастотні вібрації. Дослідженю цих вібрацій присвячено багато робіт, проте проблема залишається гострою до цього часу.

Вібрації, що викликані підшипниками, разом з іншими названими чинниками передаються на корпус приводу і далі на КА. Це негативно впливає на характеристики точності БА та перешкоджає отриманню достовірних результатів наукових експериментів на борту КА.

Істотний вплив на вузли та деталі механізму приводу СБ здійснює іонізаційне випромінювання (протонне, електронне), внаслідок дії якого конструкційні матеріали отримують пошкодження, що визначаються кількістю поглинутої енергії. Взагалі універсальний підхід до опису радіаційних ефектів в різноманітних матеріалах є складним. Ми розгля-

даємо вплив випромінювання на окремі групи матеріалів.

Іонізуючий вплив на полімерні матеріали призводить до хімічних реакцій, що викликають необоротні структурні зміни і, як наслідок, — до зміни фізичних та хімічних властивостей. Властивості цих матеріалів після опромінювання визначаються співвідношенням швидкостей реакції зшивання та деструкції.

Якщо у матеріалі переважають деструктивні процеси, то спостерігається зменшення модуля пружності, твердості, міцності на розрив, зниження температури плинності. Радіаційна ерозія мас діапазон від одиниць до кількох десятків нанометрів за рік. Найбільшою мірою радіаційному опромінюванню підлягають напівпровідникові компоненти систем енергозабезпечення та радіоелектронної апаратури, а також поверхневі термопокриття.

В результаті реакції зшивання збільшується твердість, міцність, модуль пружності, збільшується температура плавлення, зменшується деформація при руйнуванні.

З усіх видів випромінювання найсильніший вплив на всі досліджені матеріали мав корпускулярний потік протонів та електронів.

В результаті опромінювання гуми та гумових виробів на основі різноманітних каучуків відбувається радіаційне старіння. Головна причина цього процесу полягає для більшості видів гум в подальшій зміні їхньої структури під впливом випромінювання, що приводить до відносно швидкої утрати еластичних властивостей та перетворення гуми в жорсткі еbonітоподібні матеріали. Радіаційна стійкість гуми залежить від виду каучуку, на базі якого вони створені, а також виду та кількості домішок. Наприклад, для гуми на основі бутадієн-нітрильного каучуку під час опромінювання дозами 4 Мрад границя міцності на розтяг збільшується на 20 %, а відносне подовження на розрив зменшується від 2 до 10 %. Для гуми на основі силіконових каучуків під час опромінювання дозами 2.5 Мрад границя міцності на розтяг збільшується на 20 %, а відносне поздовження на розрив зменшується на 20 %. Гуми на основі фторкаучуку мають різну радіаційну стійкість в залежності від виду заповнювача. Так, для гуми ИРП-1287, ИРП-1144 на основі каучуку СКФ-26 при опромінюванні дозою 1 Мрад модуль пружності на розтяг збільшується на 50 %. Дози опромінювання для немetalічних матеріалів приводів СБ КА, виконаних в герметичному та частково герметичному варіантах, наведено в табл. 6 [7].

Основним ефектом дії радіаційного випромінювання на мастила є збільшення їхньої в'язкості. За

Таблиця 6. Радіаційна стійкість неметалевих матеріалів приводу СБ

Матеріал	Радіаційна стійкість, Мрад
Фторопласт ФН-3	1
Фторопласт 4	0.5-1
Гума ІРП 118	1
Мастило ВНИИП 274Ф	10
Суспензія для твердозмазувального покриття ВНИИП 230 на основі дисульфіду молібдену	10
Твердозмазувальне покриття на основі диселеніду молібдену	10
Емаль ЗП-51	5
Лак МЛ-92	0.2
Лак КО-916	100
Склотекстоліт СТЗФ-1	100000
Плівка Ф-430	1
Картон електроізоляційний	1
Папір телефонний КТ50	1
Поліамід ПА66КС	1
Провід ПЗТВ-2ОС	20
Провід МПМ ОС	20
Епоксидні смоли	100-1000
Меламіноформальдегідні смоли	500

Таблиця 7. Радіаційна стійкість мастил

Мастило	Радіаційна стійкість, Град
Фосфати	0.005-0.05
Метилсилікони	0.010-0.1
Диефери, силікати, силіксани	0.05-0.5
Мінеральні масла	0.1-1
Акрілароматика, поліфенілефіри	1-10
Поліфеніли	5-50
Наftові масла	0.1

умови відсутності кисню та при помірній температурі доза радіації 1 Мрад фактично не впливає на мастила. Радіаційна стійкість мастил надана в табл. 7 [1].

Зміна властивостей консистентних змашень (ЦИАТИМ-203 (201), ЦИАТИМ-221, солідол синтетичний) спостерігається під час дії дози опромінювання, що перевищує 5 Мрад. Неметалічні матеріали, за винятком фторопластів та фторокaucуків, при опромінюванні дозою в 1 Мрад практично не змінюють свої фізико-механічні властивості. Оцінюючи працездатність деталей з фторопластів та фторокaucуків, необхідно враховувати марку матеріалу, розміри деталей, а також навантаження, що виникають в матеріалах під час експлуатації.

На цей час накопичений достатній експериментальний матеріал, що дозволяє оцінювати зміну властивостей металів в залежності від інтегральної

Таблиця 8. Інтегральна доза опромінювання металів

Метали	Доза опромінювання, $10^{18}$ рад	Зміна властивостей
Чисті метали, сплави	3	Збільшується границя плинності
Вуглецеві сталі	5	Зменшується ударна в'язкість при випробуванні зразків з надрізом
Вуглецеві сталі	100	Збільшується міцність на розтяг, зменшується пластичність
Нержавіючі сталі	100	Збільшується міцність на розтяг, зменшується пластичність
Нержавіючі сталі	500	Збільшується границя плинності
Нержавіючі сталі	1000	Зменшується пластичність
Кольорові метали	10	Міцність на розрив збільшується. Електричний опір збільшується на 20-30 %

дози випромінювання (табл. 8) [7].

При проектуванні КА з довготривалим терміном активного існування більш актуальним стає врахування фактору метеорної небезпеки. Зіткнення з метеоритними частинками можуть викликати різноманітні руйнування елементів КА в залежності від розмірів та швидкостей частинок.

Розглянемо порядок визначення ймовірності проникнення метеоритних частинок для елементу приводу СБ КА з довготривалим терміном активного існування.

Повний метеорний потік можна розглядати як такий, що складається з проникних та непроникних частинок.

Вважатимемо, що ймовірність проникнення  $P$  постійна, тоді ймовірність  $Q_{p(k)}$  отримання  $k$  проникнень обчислюється за формулою Бернуллі [6]

$$Q_{p(k)} = \frac{n!}{k!(n-k)!} p^k q^{n-k},$$

де  $q = 1 - p$  — ймовірність непроникнення метеоритної частинки,  $n$  — загальна кількість метеоритних частинок в потоці.

Якщо  $n \rightarrow \infty$  та  $p \rightarrow 0$  (розподіл Пуассона), то справедливе співвідношення [6]

$$Q_{p(k)} = \frac{(np)^k}{k!} e^{-np}.$$

Ймовірність того, що кількість проникнень не перевищуватиме числа  $m$ , визначається за формулою [6]

$$P_m = \sum_{k=0}^m P_k.$$

Для КА, що знаходиться в метеорному середо-

вищі, ймовірність проникнення під час одиничного удару становить

$$p = \frac{N_t}{N_p}, \quad (1)$$

де  $N_p$  — повний метеорний потік на одиницю площини за добу,  $N_t$  — метеорний потік, що проник через одиницю площини за добу. Число ударів частинок визначається за формулою [21]

$$n = N_p A \tau \sigma, \quad (2)$$

де  $A$  — площа зовнішньої поверхні КА,  $\tau$  — час знаходження в метеорному середовищі  $\sigma$  — коефіцієнт екронування. Враховуючи (1) та (2), отримуємо

$$np = N_p A \tau \sigma.$$

В загальному вигляді вираз для інтегрального метеорного потоку має вигляд [21]

$$N = \alpha m^\beta,$$

де  $N$  — кількість метеорних частинок на одиницю площини за одиницю часу;  $\alpha = 4.064 \cdot 10^{-10}$  (ударів·грам)<sup>1.34</sup> на 1 м<sup>2</sup> за добу;  $\beta = 1.34$ ;  $m$  — маса окремої метеорної частинки.

Залежність неекранованого сумарного метеорного потоку від маси при середній швидкості 30 км/с має вигляд [21]

$$\lg N = -1.34 \lg m + 2.68 \lg(0.44/p) - 14.48,$$

де  $N$  — кількість метеорних частинок на 1 м<sup>2</sup>/с;  $m$  — маса частинки, г;  $p$  — питома густота частинки, г/см<sup>3</sup>.

На протязі року через деякі інтервали часу спостерігається суттєве збільшення середньочасової метеорної активності. Це пов'язано з проходженням Землі через накопичення частинок кометного походження. Кількість частинок для будь-якого періоду активності метеорного дощу можна визначити за формулою

$$\lg N = -1.34 \lg m - 2.68 \lg V - 6.465 + \lg F,$$

де  $V$  — геоцентрична швидкість метеорного потоку, км/с;  $F$  — співвідношення сумарного метеорного потоку до спорадичного метеорного потоку;  $N$  — кількість частинок на 0.092903 м<sup>2</sup> за добу. Спорадичний метеорний потік визначається за такою формулою [21]:

$$N_t = \alpha \left( \frac{2.54 h^3}{\rho V^2} \right)^\beta,$$

де  $V = 30$  км/с — швидкість Землі;  $h$  — ефективна товщина матеріалу.

Оцінюючи зміну динамічних та міцнісних характеристик механізму приводу СБ, а також показників надійності, необхідно враховувати зміну характеристик навантаження приводу СБ. Це стосується зміни міцнісних, динамічних характеристик, а також показників надійності панелей СБ та несучої ферми під дією ФКП, дослідження стосовно яких проводяться до цього часу як в Україні, так і за кордоном.

## ВИСНОВКИ

1. Під впливом довготривалої дії ФКП матеріали, що застосовуються у механізмі приводу СБ, змінюють свої фізико-механічні властивості, що має як наслідок зміну вихідних параметрів приводу СБ. Це стосується показників міцності, надійності та динамічних характеристик приводу.

2. Найсуттєвіший вплив на характеристики матеріалів приводу СБ здійснюють такі ФКП:

- атомарний кисень для КА, які функціонують на орбітах з висотою менш ніж 500 км;
- висока температура та вібрація, які внаслідок свого впливу зумовлюють зменшення довговічності деталей механізму приводу;
- радіаційне випромінювання, дія якого викликає радіаційні пошкодження для неметалевих виробів, перш за все гумових, що працюють під навантаженням;

3. Наведені в табл. 2—8 дані можна використати для проектування деталей та вузлів приводу СБ для КА з довготривалим терміном активного існування.

Доцільність вибору матеріалу залежить від призначення КА, його тактико-технічних характеристик, терміну активного існування, а також конструктивних особливостей механізму приводу СБ.

4. Для металевих деталей та вузлів, що застосовуються в приводах СБ, вимоги до радіаційної стійкості можна не вводити.

5. Дія фактора антропогенного забруднення має стабільну тенденцію до поступового зростання, що вимагатиме у майбутньому подальших досліджень надійності елементів приводу.

6. Внаслідок довготривалого терміну накопичення утомних пошкоджень або зносу матеріалів проведення випробувань елементів в номінальних умовах та режимах вимагатиме багато часу та значних коштів. Тому важливе значення має необхідність проведення прискорених випробувань. Особливо це актуально для зібачтих передач, оскільки вони знайшли найбільш широке застосування в приводах СБ.

При розрахунках зібачтих коліс механізму при-

воду СБ КА з довготривалим терміном активного існування «традиційна» в загальному машинобудуванні методика за контактними напругами недоцільна.

Дані ресурсних випробувань приводів протягом останніх років свідчать про те, що основними видами пошкоджень зубчатих коліс, які приводять до відмов механізму, є знос поверхонь зубів та утомні поломи зубців. Відповідні методи розрахунку, що дозволяють визначити безвідмовність та ресурс зубчатих коліс у спеціальній літературі є недостатніми. Згідно з викладеним необхідність прискореніх випробувань зубчатих коліс набуває особливо-го значення.

7. Враховуючи в цілому недостатню апріорну інформацію про дію ФКП на матеріали для прогнозування зміни характеристик механізмів приводу КА з терміном активного існування в 10—15 років і більше доцільно використовувати методи експертних оцінок.

8. Отримані напрацювання можуть бути використані для створення механічних пристрій систем управління сучасних комплексів ракетно-космічної техніки. Крім того, можливе використання отриманих напрацювань для розробки механічних пристрій, що функціонують при специфічних умовах експлуатації, зокрема для приводів систем управління атомними станціями.

1. Абраїмов В. В. Імітація впливу атомарного кислорода на матеріали косміческих апаратів // Космічна наука і технологія.—1998.—4, № 5/6.—С. 99—104.
2. Астахов М. Ф., Караваєв А. В., Макаров С. Я., Сузальцев Я. Я. Справочна книга по розрахуту самолета на прочність. — М.: Оборонгиз, 1954.—533 с.
3. Балк М. Б. Злементы динамики космического полета. — М.: Наука, 1965.—340 с.
4. Борисов К. Н., Нагорський В. Д. Електропривод літательных апаратов. — М.: Машиностроєння, 1967.—436 с.
5. Гейченко В. В., Завірюха В. М., Зеленюк О. О. та ін. Російсько-український словник наукової термінології. — К.: Наук. думка, 1998.—888 с.
6. Гмурман В. Е. Теория вероятностей и математической статистики. — М.: Выш. шк., 2002.—476 с.
7. Григорьев Ю. Г. Радиационная безопасность космических полетов. — М.: Атоміздат, 1975.—256 с.
8. Ивахненко А. Г. Моделирование сложных систем. — К.: Вища шк., 1987.—64 с.
9. Инженерный справочник по космической технике. — М.: Изд-во МО СССР, 1969.—322 с.
10. Иосильевич Г. Б., Строганов Г. Б., Маслов Г. С. Прикладная механика. — М.: Выш. шк., 1989.—352 с.
11. Кесслер Д. Прогноз засорения космического пространства // Аэрокосмическая техника.—1989.—№ 1.—С. 897—907.
12. Конструирование автоматических космических аппаратов / Под ред. Д. И. Козлова. — М.: Машиностроение, 1996.—448 с.
13. Кореневский Д. Г. Устойчивость динамических систем при случайных возмущениях параметров. — К.: Наукова думка, 1989.—208 с.

14. Космонавтика. Справочник. — М.: Воениздат, 1966.—325 с.
15. Космонавтика. Энциклопедия. — М.: Сов.энциклопедия, 1985.—528 с.
16. Крагельский И. В. Исследование явления избирательного переноса при трении // Вестник АН СССР.—1975.—№ 1.—С. 25.
17. Малинський В. Д., Бергларян В. Х., Дубицький Л. Г. Іспитання апаратури та средств измерений на воздействі вінших факторів: Справочник / Под ред. В. Д. Малинського. — М.: Машиностроєння, 1993.—576 с.
18. Мелуа А. И. Старт космической технологии. — М.: Наука, 1990.—185 с.
19. Нусинов М. Д. Воздействие и моделирование космического вакуума. — М.: Машиностроение, 1982.—176 с.
20. Петрунин С. П. Конструирование редукторов следящего привода. радиоаппаратуры. — М.: Советское радио, 1971.—140 с.
21. Пилотируемые космические корабли. Пер. с англ. — М.: Машиностроение, 1968.—476 с.
22. Разработка механизмов, предназначенных для работы в космосе // Надежность и контроль качества. Экспресс-информация.—1993.—№ 28.—С. 5—14.
23. Слюдиков М. Н. Надежность и точность механизмов приводов систем управления летательными аппаратами: Справочник. — М.: Машиностроение, 1984.—352 с.
24. Смирнов Г. А. Механика машин. — М.: Выш. шк., 1981.—508 с.
25. Трение, изнашивание и смазка. Справочник: В 2 т. — М.: Машиностроение.—Т. 1.—1978.—399 с.; Т. 2.—1979.—358 с.
26. Труды 6 Международного симпозиума ИФАК по автоматическому управлению в пространстве. — М.: Наука, 1976.—660 с.
27. Хесс В. Радиационный пояс и магнитосфера. — М.: Атоміздат, 1972.—352 с.
28. Шатіхін В. Є., Семенов Л. П., Борисенко В. М. Вібрації механізмів космічного апарату // Космічна наука та технологія.—2003.—9, № 4.—С. 9—16.
29. Яворський Б. М., Детлаф А. А. Справочник по фізиці. — М.: Наука, 1985.—512 с.
30. Bernstein E. L. Natural frequencies of an orbiting space station // J. Spacecraft and rockets.—1972.—9, N 9.—P. 622—630.
31. Ryan R. S. Dynamic testings of large space systems // NASA Pap.—Sept.—1980.—N TM-78307.

#### THE PREDICTION OF CHANGES OF CHARACTERISTICS OF MATERIALS AND UNITS OF THE DRIVE MECHANISM OF SOLAR ARRAYS OF A SPACECRAFT WITH THE TERM OF ACTIVE EXISTENCE OF 10 TO 15 YEARS

V. Ye. Shatikhin, Ye. S. Pereverzhev, Yu. F. Daniiev

We consider changes of characteristics of materials and units of the drive mechanism of solar arrays of spacecrafsts under the influence of open space factors for the term of active existence of 10 to 15 years. The main open space factors effecting on the characteristics of materials and units of the drive mechanism are listed. The analysis of possible flaws and failures of the drive mechanism is made. We derived the probability of the penetration of meteoric bodies for a drive unit of a solar array during a 10-year and a 15-year flights. We developed some recommendations concerning the elaboration of solar array drive mechanisms for spacecrafsts with the long term of existence.

УДК 621.396.968

С. В. Ковбасюк<sup>1</sup>, Є. І. Махонін<sup>2</sup>, О. О. Писарчук<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Житомирський військовий інститут радіоелектроніки ім. С. П. Корольова

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

Алгоритм визначення параметрів орбіт космічних апаратів системою допплерівських вимірювачів

*Надійшла до редакції 15.04.04*

Запропоновано алгоритм визначення параметрів орбіт космічних апаратів системою допплерівських вимірювачів, оснований на використанні операційного методу диференціальних перетворень. Наведено результати оцінки ефективності розробленого алгоритму.

Сучасні способи організації телекомунікаційних систем, топогеодезичного, метеорологічного забезпечення та вирішення низки суперечкою оборонних задач потребують здійснення навігації космічних апаратів (КА). Як правило, навігаційне забезпечення здійснюється мережею наземних пунктів, що обладнані радіотехнічними вимірювальними засобами, засобами прийому даних і передачі команд. Ці пункти є елементами наземних командно-вимірювальних систем (КВС), які забезпечують планування застосування і управління КА та складають складну і коштовну радіотехнічну систему. Зважаючи на це, а також на територіальні розміри держави, в Україні прийнята стратегія однопунктної системи управління КА.

Існуючі КВС реалізують визначення параметрів орбіт КА за оцінкою одного параметра — радіальної швидкості, що розраховується за вимірами частоти Допплера сигналів об'єкту спостереження, та подальшим розв'язком багатоточкової крайової задачі з використанням методу найменших квадратів (МНК). При застосуванні одного вимірювального пункту політ КА спостерігається на короткому часовому інтервалі, у зв'язку з чим слабо змінюються часткові похідні вимірюваних координат по параметрах, що уточнюються. Наслідком цього є погана визначеність матриць, що використовуються при розгляді крайової задачі. Тому для знаходження її розв'язку і забезпечення високої точності кінцевого результату здійснюється накопичення вимірювальної інформації за декілька проходів КА через зону радіовидимості КВС, що значно знижує

оперативність отримання вихідної інформації і вносить додаткові похибки, обумовлені еволюцією орбіти. Таким чином, задача оперативного і точного визначення параметрів орбіти КА є актуальною.

Одним із шляхів розв'язання поставленої задачі є визначення параметрів орбіт КА за допомогою створення багатопозиційної системи вимірювачів при розв'язанні питань безпосередньо управління апаратами за допомогою однопунктного КВС.

В колишньому СРСР була реалізована багатопозиційна система визначення параметрів орбіт КА, однак умовою її побудови і особливістю функціонування є послідовне (некогерентне) спостереження КА кожним вимірювачем на низці інтервалів, що не дублюються і не перетинаються. Такий підхід збільшує загальний інтервал спостереження цілі і, як наслідок, забезпечує збіжність розв'язку крайової задачі. Однак використання зафіксованого підходу для України неможливе через обмеженість її території.

Тому метою статті є розробка алгоритму оперативного і точного визначення координат КА системою допплерівських вимірювачів з довільним взаємним розташуванням у просторі інтервалів супроводу і некогерентними у часі моментами вимірювання.

Задача визначення вектора координат КА за вимірами частоти Допплера і порядок її розв'язку достатньо докладно досліджувалась і розглядалась в роботах [3, 6].

В роботі [3] розглянуто диференціальний допплерівський спосіб визначення координат КА за

даними одного допплерівського вимірювача. Спосіб базується на використанні диференціальних зв'язків між швидкістю КА та її радіальною складовою і відповідних геометричних залежностях, отриманих для декількох положень об'єкта спостереження у просторі. Недоліками підходу [3] є необхідність довгострокового (декілька прольотів КА) накопичення експериментальних даних.

Підхід [6] до визначення повного вектора координат КА системою допплерівських вимірювачів базується на визначенні траверзної відстані і розрахунку повного вектора координат КА при розв'язку просторової геометричної задачі. Основним його недоліком є складність точного визначення траверзної відстані, що знижує якість кінцевого результату.

В основу запропонованого розв'язання поставленої задачі оперативного і точного визначення параметрів орбіт КА системою допплерівських вимірювачів покладено визначення параметрів нелінійної моделі руху об'єкта за експериментальними даними.

Ефективним математичним апаратом, який дозволяє отримати якісний результат при аналізі нелінійних процесів, є метод диференціальних перетворень (ДП) [5]. Математичний апарат диференціальних перетворень відноситься до класу операційних методів і заснований на алгебраїзації вихідної нелінійної задачі в області зображень шляхом диференціювання оригіналу, що значно спрощує аналіз нелінійних процесів на відміну від інтегральних перетворень Лапласа і Фур'є.

Основою ДП є пряме (1) і зворотне (2) перетворення

$$Z(k) = P\{z(t)\}_{t^*} = \frac{H^k}{k!} \left[ \frac{d^k z(t)}{dt^k} \right]_{t^*}, \quad (1)$$

$$z(t) = P^{-1}\{Z(k)\} = q(t, c), \quad (2)$$

де  $t^*$  — значення аргументу, при якому здійснюється перетворення, у найпростішому випадку  $t^* = 0$ ;  $Z(k)$  — дискретна функція цілочислового аргументу  $k = 0, 1, 2, \dots$ ;  $H$  — відрізок аргументу, на якому розглядається функція  $z(t)$ ;  $q(t, c)$  — відновлювальна або апроксимаційна функція; поозначення  $P\{\dots\}$ ,  $P^{-1}\{\dots\}$  характеризують відповідно пряме і зворотне ДП функцій.

Пряме ДП (1) забезпечує одержання зображення вихідної функції — оригіналу у вигляді набору дискрет, що складають диференціальний Р-спектр (на честь автора ДП Г. Є. Пухова). Зворотне перетворення (2) дозволяє перейти від зображення до обраного відновлюваного оригіналу. Методологія

розв'язку нелінійних задач з використанням ДП полягає у переведенні початкової задачі в область зображень, безпосередній розв'язок задачі у цій області і перенесення результатів розв'язку до області оригіналу. У загальному вигляді відновлювальна функція має довільний вид, а її параметри визначаються із системи рівнянь, утвореної, наприклад, шляхом прирівнювання однайменних дискрет Р-спектрів функцій  $z(t)$  і  $q(t, c)$  (метод балансу диференціальних спектрів) [5].

Баланс диференціальних спектрів (БДС) реалізує системоаналоговий підхід при дослідженні складних процесів [1]. У випадку задачі дослідження руху КА пропонується розглядати дві моделі (аналоги): перша базується на використанні аналітичного розв'язку диференціального рівняння руху КА, отриманого за допомогою ДП; друга — це аналітичний опис руху космічного апарату, отриманий шляхом обробки вимірювальної інформації. Оскільки обидва аналоги описують один і той же процес, параметри руху КА визначаються розв'язком системи рівнянь, утвореної порівнянням однайменних дискрет Р-спектрів обох моделей (БДС).

Таким чином, розв'язок задачі оперативного і точного визначення параметрів орбіти КА системою допплерівських вимірювачів, заснований на поданні моделі руху об'єкта спостереження адекватною нелінійною моделлю з параметрами, узгодженими з експериментальними даними полягатиме у наступному.

## ПОСТАНОВКА ЗАДАЧІ

Нехай за результатами функціонування декількох некогерентних допплерівських вимірювачів отримано вибірки радіальних швидкостей руху КА (3), розраховані за відповідними вимірювальними масивами допплерівських частот:

$$\begin{aligned} \dot{r}_1 &= \{\dot{r}_{11}, \dot{r}_{21}, \dots, \dot{r}_{n1}\}, & \dot{r}_2 &= \{\dot{r}_{12}, \dot{r}_{22}, \dots, \dot{r}_{n2}\}, \dots, \\ \dot{r}_i &= \{\dot{r}_{1i}, \dot{r}_{2i}, \dots, \dot{r}_{ni}\}, & i &= 1, \dots, d, \end{aligned} \quad (3)$$

де  $d$  — кількість допплерівських вимірювачів в системі,  $n$  — кількість вимірів у вибірці для кожного вимірювача, яка може бути неоднаковою.

Необхідно за вибірками (3) визначити шести-вимірний (повний) вектор параметрів орбіти КА  $\mathbf{b}$ , наприклад, в геоцентричній абсолютної системі координат (ГАСК),

$$\mathbf{b} = |x, \dot{x}, y, \dot{y}, z, \dot{z}|^T, \quad (4)$$

де  $x, y, z$  — координати КА,  $\dot{x}, \dot{y}, \dot{z}$  — швидкості зміни відповідних координат.

## РОЗВ'ЯЗОК ЗАДАЧІ

Відомо, що за вектором параметрів  $\mathbf{b}$  завжди можна встановити взаємозв'язок [4]

$$\mathbf{a} = \mathbf{F} \cdot \mathbf{b}, \quad (5)$$

де  $\mathbf{a} = |r, \dot{r}, \beta, \dot{\beta}, \varepsilon, \dot{\varepsilon}|^T$  — вектор параметрів орбіти КА в радіолокаційній системі координат (РЛСК), параметри  $r, \beta, \varepsilon$  характеризують відповідно дальність, кут місця й азимут цілі, а  $\dot{r}, \dot{\beta}, \dot{\varepsilon}$  — швидкості зміни зазначених параметрів,  $\mathbf{F}$  — узагальнена матриця зв'язку між векторами  $\mathbf{a}$  і  $\mathbf{b}$ , що відображує послідовності перерахунків: ГАСК — геоцентрична відносна система координат — місцева система координат — РЛСК.

Тоді згідно з (5) можна записати

$$\begin{aligned} \dot{r}_1(t) &= f_{\dot{r}_1}(x, \dot{x}, y, \dot{y}, z, \dot{z}), \\ \dot{r}_2(t) &= f_{\dot{r}_2}(x, \dot{x}, y, \dot{y}, z, \dot{z}), \\ &\dots, \\ \dot{r}_i(t) &= f_{\dot{r}_i}(x, \dot{x}, y, \dot{y}, z, \dot{z}), \\ i &= 1, \dots, d, \end{aligned} \quad (6)$$

де параметри  $\dot{r}_i(t)$  характеризують модель зміни швидкості руху КА в РЛСК за радіальною складовою, а параметри  $f_{\dot{r}_i}(\dots)$  — моделі швидкості руху КА в ГАСК, перераховані в РЛСК до параметрів  $\dot{r}_i$ .

Реалізуємо формування вказаних аналітичних моделей з урахуванням відомих вимірювальних параметрів (3) та тих невідомих (4), які потрібно визначити.

Для визначення моделей  $\dot{r}_i(t)$ , що характеризують ліву частину рівності (6), скористаємося вибірками експериментальних даних (3). Застосувавши до вибірки метод МНК [7], отримаємо аналітичні моделі у вигляді апроксимаційних поліномів

$$\begin{aligned} \dot{r}_{1p}(t) &= \dot{r}_{10} + \dot{r}_{11}(t - t_1) + \dot{r}_{12}(t - t_1)^2 + \dots, \\ \dot{r}_{2p}(t) &= \dot{r}_{20} + \dot{r}_{21}(t - t_2) + \dot{r}_{22}(t - t_2)^2 + \dots, \\ &\dots, \\ \dot{r}_{ip}(t) &= \dot{r}_{i0} + \dot{r}_{i1}(t - t_i) + \dot{r}_{i2}(t - t_i)^2 + \dots, \\ i &= 1, \dots, d. \end{aligned} \quad (7)$$

В моделях (7) проведено коригування аргументу апроксимуючих поліномів відносно значень  $t_1, t_2, \dots, t_i, i = 1, \dots, d$ . Необхідність цього пояснюється наступним чином. Взагалі для кожного допплерівського вимірювача у співвідношенні (6) буде відповідати свій за часом вектор параметрів орбіти

КА в ГАСК, оскільки моделі (7) отримані на інтервалах супроводу при довільному їхньому взаємному розташуванні у просторі та некогерентних за часом моментах вимірювання координат цілі у відповідному вимірювачі. Ця обставина ускладнює спільне використання надмірної інформації від декількох джерел для визначення єдиного за часом вектора параметрів орбіти КА. Для подолання вказаных труднощів пропонується на рівні моделей  $\dot{r}_{ip}(t)$ , при згладжуванні вибірок (3) привести значення її аргументу  $t$  до єдиного моменту часу за шкалою системи єдиного часу  $t_{\text{сеч}}$  шляхом коригування аргументів апроксимаційних поліномів пропорційно до різниць між часовим інтервалом спостереження КА кожним вимірювачем і значенням встановленого єдиного моменту  $t_{\text{сеч}}$ , позначені  $t_1, t_2, \dots, t_i$ . Тоді для обраного значення аргументу функцій (7) буде відповідати єдиний за часом вектор параметрів орбіти КА в ГАСК.

Особливістю моделей (7) є визначені числові значення її параметрів (коефіцієнтів полінома  $\dot{r}_{10}, \dot{r}_{11}, \dot{r}_{12}$ , узгоджені з вимірювальними експериментальними даними (3), що характеризують траекторію руху конкретного КА на інтервалі спостереження вимірювального засобу.

Аналітичні моделі  $f_{\dot{r}_i}(\dots)$  будемо формувати у вигляді розв'язку диференціального рівняння руху КА з урахуванням однаковості за часом значень параметрів орбіти об'єкту спостереження для різних вимірювачів при приведенні моделей (7) до єдиного часу. Для обмеженого часу спостереження космічного апарату на орбіті можливо використати модель незбуреного руху. Незбурений рух КА в центральному полі тяжіння Землі для обраної координати в ГАСК описується диференціальним рівнянням другого порядку [2]:

$$\ddot{\mathbf{r}}(t) + \frac{K_3 \dot{\mathbf{r}}(t)}{r(t)^3} = 0, \quad (8)$$

де вектор  $\mathbf{r}(t) = |x(t), y(t), z(t)|^T$  характеризує зміну у часі положення КА за відповідною координатою в ГАСК,  $K_3 = 3.986 \cdot 10^{14} \text{ м}^3/\text{с}^2$  — гравітаційна стала Землі,  $r(t) = \sqrt{x^2(t) + y^2(t) + z^2(t)}$  — радіус-вектор, що з'єднує центр ГАСК із центром мас КА на орбіті.

Для визначення аналітичного розв'язку диференціального рівняння (8), скористаємося математичним апаратом диференціальних перетворень [5], що дозволяє визначати аналітичні і чисельно-аналітичні розв'язки в ряді практичних задач аналізу нелінійних процесів.

Використовуючи пряме й обернене ДП та обмежуючись шістьма дискретами диференціального

спектру для обраної координати, розв'язок рівняння (8) можна звести до вигляду [2]

$$\begin{aligned} x(t) &= x + \dot{x}t - \frac{K_3}{2!r^3} xt^2 - \frac{K_3}{3!r^3} \dot{x}t^3 + \\ &\quad + \frac{K_3^2}{4!r^6} xt^4 + \frac{K_3^2}{5!r^6} \dot{x}t^5, \\ \dot{x}(t) &= \dot{x} - \frac{K_3}{r^3} xt - \frac{K_3}{2!r^3} \dot{x}t^2 + \frac{K_3^2}{3!r^6} xt^3 + \\ &\quad + \frac{K_3^2}{4!r^6} \dot{x}t^4 - \frac{K_3^3}{5!r^9} xt^5, \end{aligned} \quad (9)$$

де параметри  $x$ ,  $\dot{x}$  — відповідні компоненти вектора  $\mathbf{b}$ . Аналогічним чином можливо сформувати аналітичні моделі для решти параметрів орбіти КА в ГАСК, тобто для  $y$ ,  $\dot{y}$ ,  $z$ ,  $\dot{z}$ .

Переводячи отримані розв'язки (9) в радіолокаційну систему координат, згідно з перетворенням (5) отримаємо шукані моделі:

$$\begin{aligned} \dot{r}_{1p}(t) &= f_{\dot{r}_1}(x, \dot{x}, y, \dot{y}, z, \dot{z}), \\ \dot{r}_{2p}(t) &= f_{\dot{r}_2}(x, \dot{x}, y, \dot{y}, z, \dot{z}), \\ \dots & \dots \\ \dot{r}_{ip}(t) &= f_{\dot{r}_i}(x, \dot{x}, y, \dot{y}, z, \dot{z}), \\ i &= 1, \dots, d. \end{aligned} \quad (10)$$

Особливістю моделей (10) є суто аналітична форма, яка в загальному вигляді встановлює взаємозв'язок між шуканими та вимірюваними значеннями, що характеризують параметри орбіти КА.

В результаті розрахунків отримані два види аналітичних моделей (7) і (10), які мають однакову фізичну сутність, але різні властивості. Модель  $\dot{r}_{ip}(t)$  узгоджена з експериментальними даними (3) і адекватно описує рух КА лише на інтервалі супроводу, тобто є грубою для опису динаміки руху цілі поза межами інтервалу спостереження. Модель  $\dot{r}_{if}(t)$  отримана при використанні аналітичного розв'язку диференціального рівняння (8) і дозволяє адекватно описувати рух КА поза межами інтервалу спостереження, однак не враховує експериментальні дані (3). Тоді для точного визначення параметрів орбіти КА за вимірами допплерівської частоти необхідно визначити параметри моделі (10) за моделлю (7). Для визначення параметрів орбіти КА за моделлю (7) можливо застосувати метод БДС, тобто порівняти на рівні дискрет Р-спектрів моделі  $\dot{r}_{ip}(t)$  та  $\dot{r}_{if}(t)$ . В результаті отримаємо систему рівнянь

$$\begin{aligned} P[\dot{r}_{1p}(t)] &= P[\dot{r}_{1f}(t)], \\ P[\dot{r}_{2p}(t)] &= P[\dot{r}_{2f}(t)], \\ \dots & \dots \\ P[\dot{r}_{ip}(t)] &= P[\dot{r}_{if}(t)], \\ i &= 1, \dots, d, \end{aligned} \quad (11)$$

або в розгорнутому вигляді маємо

$$\begin{aligned} \dot{R}_{1p}(k) &= \dot{R}_{1f}(k), \\ \dot{R}_{2p}(k) &= \dot{R}_{2f}(k), \\ \dots & \dots \\ \dot{R}_{ip}(k) &= \dot{R}_{if}(k), \\ i &= 1, \dots, d, \quad k = 0, 1, 2, \dots, \end{aligned} \quad (12)$$

де  $\dot{R}_{1p}(k)$ ,  $\dot{R}_{1f}(k)$  — Р-спектри відповідних моделей, що визначаються відповідно до прямого ДП (1).

Таким чином, система (12) об'єднує у собі отримані за експериментальними даними параметри моделі руху об'єкта спостереження з шуканими параметрами орбіти КА в ГАСК. Розв'язок системи (12) відносно невідомих параметрів дозволяє вирішити задачу визначення координат КА системою допплерівських вимірювачів з довільним взаємним розташуванням у просторі інтервалів супроводу і некогерентних у часі моментів вимірювань параметрів руху цілі.

Склад системи (12) для конкретного випадку залежатиме від кількості вимірювачів, що об'єднуються у багатопозиційну систему. Для уніфікації порядку формування системи (12) незалежно від кількості вимірювачів координат КА, що об'єднуються у систему, і для визначення обмежень на використання запропонованого підходу введемо поняття параметра системи.

Параметром  $L$  системи рівнянь (12) називатимемо відношення  $m$  кількості параметрів орбіти КА в ГАСК, що підлягають визначеню, до загальної кількості  $g$  вимірюваних параметрів траекторії цілі в РЛСК:

$$L = \frac{m}{g}. \quad (13)$$

Параметр системи характеризує:

- кількість дискрет диференціального спектра моделей (7) та (10), які необхідно використати для формування системи (12);
- наявність розв'язку системи (12) для заданої кількості визначуваних  $m$  і вимірюваних  $g$  параметрів траекторії КА.

Дослідження показали, що сформована для визначення початкових значень координат космічного

апарата система матиме розв'язок, якщо її параметр  $L \leq 3$ .

Виходячи з вищевикладеного, алгоритм визначення параметрів орбіт космічних апаратів системою допплерівських вимірювачів складається з таких етапів:

1. Визначення параметра системи згідно з виразом (13) і прийняття рішення про наявність розв'язку задачі.

2. Формування згідно з МНК моделей (7) і визначення  $L$  дискрет їхніх Р-спектрів.

3. Розрахунок  $L$  дискрет розв'язку (9) диференціального рівняння (8), формування моделей (10) та визначення  $L$  дискрет їхніх Р-спектрів.

4. Формування системи рівнянь відповідно до (12) і визначення її коренів, що характеризують шестивимірний вектор координат КА в ГАСК.

Ефективність розробленого алгоритму визначення параметрів орбіт космічних апаратів системою допплерівських вимірювачів досліджувалась методом математичного моделювання. Розглядалась великообазова система з трьох однотипних допплерівських вимірювачів, які мають такі технічні характеристики: темп оновлення інформації  $\Delta t = 4$  с, довжина хвилі сигналу КА  $\lambda = 1.5$  м; похибка визначення радіальної швидкості за вимірюваною частотою Допплера становить  $\sigma_r = 5 \cdot 10^{-5}$  км/с. При моделюванні була прийнята траєкторія польоту КА типу «Січ-1».

Результати математичного моделювання наведені у таблиці.

#### Розраховані значення координат КА в ГАСК

Координата КА в ГАСК	$b_e$	$b_0$	$\hat{b}$	$\sigma_b^{\hat{b}}$
$x_0$	6942.3725	6942.3726	6942.2657	0.38555
$x_1$	-1.9633	-1.9633	-1.9633	0.00022
$y_0$	1990.5652	1990.5648	1990.5432	0.41504
$y_1$	-0.6527	-0.6527	-0.6527	0.00030
$z_0$	4986.0365	4986.0364	4986.0375	0.14827
$z_1$	6.1238	6.1238	6.1238	0.00031

У таблиці позначено:  $b_e$  — вектор еталонних координат КА,  $b_0$  — вектор координат КА в ГАСК, розрахований з використанням запропонованого алгоритму дри відсутності випадкових похибок вимірювань,  $\hat{b}$  — вектор оцінок координат КА, отриманий за наявності випадкових похибок відповідно

до розробленого підходу;  $\sigma_b^{\hat{b}}$  — середнє квадратичне відхилення похибок розрахунку компонентів вектора  $b$ .

Результати досліджень показують, що запропонований алгоритм дозволяє здійснити оперативно (в межах одного сеансу спостереження) і з високою точністю розрахунок параметрів траєкторії КА при об'єднанні інформації від декількох допплерівських вимірювачів на основі використання методу БДС. Таким чином, можливо організувати управління КА шляхом визначення параметрів руху багатопозиційною системою, а безпосередньо управління — однопунктною КВС. Особливістю запропонованої багатопозиційної системи є її некогерентність у часі і просторі, що звільняє від необхідності синхронізації постів і надає можливість використати переваги великих баз.

У подальших дослідженнях планується провести аналіз впливу на точність кінцевих розрахунків різної кількості вимірювачів, оптимізацію їхнього розташування, а також аналіз точності від розташування КА відносно багатопозиційної системи.

1. Баранов В. Л., Баранов Г. Л. Системоаналоговое и квазианалоговое моделирование // Электронное моделирование. — 1994. — № 4. — С. 9—16.
2. Баранов Г. Л., Баранов В. Л., Ковбасюк С. В. Статистические характеристики дифференциального спектра траектории движения КА // Космічна наука і технологія. — 2001. — 7, № 4. — С. 147—153.
3. Громов Г. Н. Дифференциально-геометрический метод навигации. — М.: Радио и связь, 1986.—384 с.
4. Жданюк Б. Ф. Основы статистической обработки траекторных измерений. — М.: Сов. радио, 1978.—384 с.
5. Пухов Г. Е. Дифференциальные спектры и модели. — К.: Наук. думка, 1990.—184 с.
6. П'ясковський Д. В., Ковбасюк С. В., Шестаков В. І. Визначення параметрів руху КА системою допплерівських вимірювачів // Космічна наука і технологія.—2001.—7, № 4.—С. 137—140.
7. Сейдж Э., Мелс Дж. Теория оценивания и ее применение в связи и управлении: Пер с англ. / Под ред. Б. Р. Левина. — М.: Связь, 1976.—496 с.

#### THE ALGORITHM FOR THE DETERMINATION OF SPACECRAFT ORBIT PARAMETERS WITH THE USE OF THE DOPPLER GAUGE SYSTEM

S. V. Kovbasiuk, Ye. I. Makhonin, O. O. Pysarchuk

The algorithm for the determination of spacecraft orbit parameters with the help of the Doppler gauge system is proposed. It is based on the operational method of differential transformations. Our results of performance evaluation of the algorithm developed are presented.

УДК 629.764

Ю. М. Златкин, А. Н. Калногуз, В. А. Батаев,  
А. И. Кузьмин, М. Н. Рюмин, М. П. Евтефеев

Науково-виробниче підприємство Хартрон-Аркос, Харків

Управление существенно несимметричным  
разгонным блоком с непрерывно работающим  
двигателем

*Надійшла до редакції 26.07.04*

Розглядається задача виведення декількох космічних апаратів на різні орбіти одним ракетою-носієм. При вирішенні цієї задачі враховувались питання пов'язані з порушенням симетрії розгинного блоку у процесі польоту.

На сегодняшний день вопрос о стабилизации существенно несимметричных ракет в научно-технической литературе освещен слабо. Так, в работе [1] приводятся результаты работ по разработке системы стабилизации существенно несимметричной ракеты-носителя «Энергия». В работе [5] лишь приведены некоторые соображения по вопросу учета асимметрии космических аппаратов при формировании управляющих сигналов на входы реактивных двигателей стабилизации.

Введем необходимые определения. Будем считать существенно несимметричной ракету в случаях, если:

- все три осевые моменты инерции имеют различные значения, центробежные моменты инерции сравнимы с осевыми моментами инерции, центр масс ракеты значительно смещен от продольной оси;
- все три осевые моменты инерции имеют различные величины, центробежные моменты инерции малы (в этом случае оси связанной системы координат ракеты почти совпадают с главными осями инерции), центр масс значительно смещен от продольной оси;
- два из трех осевых моментов инерции имеют одинаковые величины, центробежные моменты инерции малы, центр масс значительно смещен

от продольной оси.

Теперь дадим определение симметричной ракеты:

- два из трех моментов инерции относительно поперечных осей имеют одинаковые значения;
- центробежные моменты инерции равны нулю;
- центр масс находится на продольной оси.

Ниже будут приведены результаты работ по решению задачи выведения нескольких космических аппаратов (КА) на различные орбиты одной ракетой-носителем (РН). Для этого разгонный блок (РБ, третья ступень РН) перед отделением очередного КА должен приобрести дополнительную скорость, что обеспечивается программными переориентациями вектора тяги работающего двигателя. Угловое маневрирование с непрерывно работающим двигателем неизбежно связано с нерациональным расходом топлива через работающий двигатель [4]. В связи с этим необходимо решать следующие задачи:

- задачу минимизации времен программных разворотов РБ;
- задачу точного прогнозирования приращения скорости центра масс на участках программных разворотов.

В процессе последовательного отделения КА РБ становится существенно несимметричным, что проявляется в следующем:

- величины центробежных моментов инерции становятся сравнимыми с величинами осевых моментов инерции;
- все три осевые момента инерции различны;
- центр масс РБ значительно смещается от продольной оси.

Указанная несимметрия РБ приводит к взаимо влиянию каналов стабилизации и к большим возмущающим моментам, определяемым произведением силы тяги двигателя на величину смещения центра масс от продольной оси.

С целью минимизации энергетических затрат двигательной установки при наборе дополнительной скорости для выведения очередного КА на свою орбиту предложим следующее:

- комбинированное регулирование программного движения РБ, при котором регулирование систематических и программных возмущений производится на разомкнутой схеме регулирования, а регулирование случайных возмущений — на замкнутой схеме;
- линейное преобразование управляющих сигналов, учитывающее центробежные моменты инерции РБ, для исключения взаимовлияния каналов стабилизации;
- точное прогнозирование приращений скорости центра масс РБ на участках ускоренных программных разворотов по конечным аналитическим выражениям;
- учет ограничений по углу и угловой скорости поворота управляющих органов при формировании ускоренного программного движения РБ.

### СИСТЕМА ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ ДВИЖЕНИЯ РАЗГОННОГО БЛОКА

Здесь используются общезвестные системы координат:

- первая экваториальная система координат (ПЭСК)  $Ox_Ey_Ez_E$ ;
- начальная стартовая система координат (НССК)  $Nx_0y_0z_0$ ;
- связанная система координат (ССК)  $Mx_1y_1z_1$ ;
- программно-связанная система координат (ПССК)  $Mx_3y_3z_3$ ;
- базовая система координат (БСК)  $Qx_by_bz_b$ .

Определим в НССК три взаимно перпендикулярных орта  $\nu_0 = (\nu_{x0}, \nu_{y0}, \nu_{z0})^T$ ,  $\mathbf{l}_0 = (l_{x0}, l_{y0}, l_{z0})^T$ ,  $\mathbf{b}_0 = (b_{x0}, b_{y0}, b_{z0})^T$ , которые определяют систему координат  $Mvlb$ .

В системе координат  $Mvlb$  определим систему координат  $Muk\eta$ , которая определяется матрицей

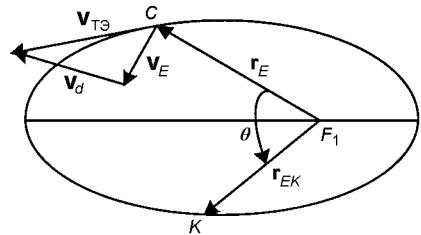


Рис. 1. Схема выведения на орбиту космического аппарата

направляющих косинусов

$$\xi_1 = \mathbf{A}_{lk} \cdot \xi_k, \quad (1)$$

$$\mathbf{A}_{lk} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos k & \sin k \\ 0 & -\sin k & \cos k \end{pmatrix},$$

где  $\xi_1$  ( $\xi_k$ ) — вектора в проекциях на оси систем координат  $Mvlb$  ( $Muk\eta$ ).

При составлении уравнений движения РБ будем учитывать такие допущения:

- Земля имеет форму шара с равномерным распределением плотности;
- действующие на РБ аэродинамические силы и моменты пренебрежимо малы;
- массово-инерционные характеристики РБ постоянны.

Пусть в точке  $C$  (рис. 1) произведено отделение КА1. Начиная с этого момента времени, когда РБ имеет скорость  $\mathbf{V}_E = (V_{xE}, V_{yE}, V_{zE})^T$  и радиус-вектор  $\mathbf{r}_E = (x_E, y_E, z_E)^T$ , решается задача выведения следующего КА2 в точку  $K$  с радиусом-вектором  $\mathbf{r}_{EK} = (x_{EK}, y_{EK}, z_{EK})^T$ . Для этого РБ должен сообщить КА2 дополнительную скорость [2]:

$$\begin{aligned} \mathbf{V}_d &= \mathbf{V}_{T\Theta} - \mathbf{V}_E, \\ \mathbf{V}_{T\Theta} &= \frac{\sqrt{\mu} p}{r_K r \sin \theta} \left\{ \mathbf{r}_{EK} - \mathbf{r}_E \left[ 1 - \frac{r_K}{p} (1 - \cos \theta) \right] \right\}, \\ r_K &= |\mathbf{r}_{EK}|, \quad r = |\mathbf{r}_E|, \end{aligned}$$

где  $p$  — фокальный параметр эллипса,  $\mathbf{V}_{T\Theta}$  — вектор требуемой скорости для перехода из точки  $C$  в точку  $K$  по эллиптической орбите.

Производная от дополнительной скорости определяется формулой

$$\dot{\mathbf{V}}_d = -\dot{\mathbf{W}} - \frac{\partial \mathbf{V}_{T\Theta}}{\partial \mathbf{r}_E} \mathbf{V}_d, \quad (2)$$

где  $\dot{\mathbf{W}}$  — вектор кажущегося ускорения РБ.

Отметим, что поскольку в процессе выведения модуль вектора дополнительной скорости стремится

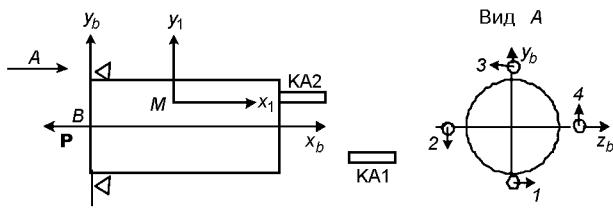


Рис. 2. Компоновочная схема РБ

к нулю, то второе слагаемое в (2) также стремится к нулю. Это означает, что на участке траектории РБ можно вместо (2) пользоваться уравнением

$$\dot{\mathbf{V}}_d \approx -\dot{\mathbf{W}}. \quad (3)$$

Компоновочная схема РБ приведена на рис. 2, где условно показаны: отделившийся КА1; вектор тяги  $\mathbf{P}$  четырех камер сгорания (КС) двигателя с «тянущей» схемой; направления проекций тяг КС двигателя при положительных знаках углов поворота рулевых приводов (стрелки на виде А).

Уравнения движения центра масс РБ с учетом (3) в НССК представим в векторной форме:

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{W}}_0 &= \frac{1}{m} \mathbf{A}_{01} \mathbf{F}_1, \\ \mathbf{F}_1 &= (F_{x1}, F_{y1}, F_{z1})^T, \\ F_{x1} &= -\frac{P}{4} (\cos\delta_1 + \cos\delta_2 + \cos\delta_3 + \cos\delta_4) \approx -P, \end{aligned}$$

$$F_{y1} = \frac{P}{4} (-\sin\delta_2 + \sin\delta_4) \approx \frac{P}{4} (-\delta_2 + \delta_4),$$

$$F_{z1} = \frac{P}{4} (\sin\delta_1 - \sin\delta_3) \approx \frac{P}{4} (\delta_1 - \delta_3),$$

где  $\mathbf{A}_{01}$  — матрица направляющих косинусов.

Уравнения углового движения РБ в ССК также представим в векторной форме:

$$J\dot{\omega}_1 + \omega_1 \times J\omega_1 = PB\delta + \mathbf{M}_{C1} + \Delta\mathbf{M}_1, \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{J} &= \begin{pmatrix} J_x & -J_{xy} & 0 \\ -J_{xy} & J_y & 0 \\ 0 & 0 & J_z \end{pmatrix}, \\ \mathbf{B} &= \frac{1}{4} \begin{pmatrix} -r_\varphi & -r_\varphi & -r_\varphi & -r_\varphi \\ -x_1^p & x_1^p & x_1^p & -x_1^p \\ -x_1^p & -x_1^p & x_1^p & x_1^p \end{pmatrix}, \end{aligned}$$

где

$$\mathbf{M}_{C1} = (0, -Pz_{bc}^T, Py_{bc}^T)^T$$

— вектор систематического момента,

$$\Delta\mathbf{M}_1 = (\Delta M_{x1}, \Delta M_{y1}, \Delta M_{z1})^T$$

— вектор случайного момента,

$$x_1^p = x_b^p - x_b^T, \quad \delta = (\delta_1, \delta_2, \delta_3, \delta_4)^T.$$

Интегрирование уравнения (4) дает вектор  $\omega_1 = (\omega_{x1}, \omega_{y1}, \omega_{z1})^T$  угловой скорости РБ в ССК. По вектору  $\omega_1$  с помощью матрицы  $\mathbf{A}_{\Gamma 1}$  перехода от ССК к гиростабилизированной системе координат (ГСК), оси которой направлены по осям карданова подвеса трехосного гиростабилизатора, получается вектор угловой скорости в ГСК:

$$\dot{\theta}_\Gamma = \mathbf{A}_{\Gamma 1} \cdot \omega_1,$$

$$\mathbf{A}_{\Gamma 1} = \begin{pmatrix} \sin\theta_\Gamma/\cos\psi_\Gamma & \cos\theta_\Gamma/\cos\psi_\Gamma & 0 \\ \cos\theta_\Gamma & -\sin\theta_\Gamma & 0 \\ \sin\theta_\Gamma/\tan\psi_\Gamma & \cos\theta_\Gamma/\tan\psi_\Gamma & 1 \end{pmatrix}.$$

Интегрированием вектора  $\dot{\theta}_\Gamma = (\dot{\varphi}_\Gamma, \dot{\psi}_\Gamma, \dot{\theta}_\Gamma)^T$  получается вектор  $\theta_\Gamma = (\varphi_\Gamma, \psi_\Gamma, \theta_\Gamma)^T$ , компоненты которого используются для построения матрицы  $\mathbf{A}_{01}$ :

$$\mathbf{A}_{01} =$$

$$= \begin{pmatrix} \cos\varphi_\Gamma \cos\theta_\Gamma + & -\cos\varphi_\Gamma \sin\theta_\Gamma + & \sin\varphi_\Gamma \cos\psi_\Gamma \\ + \sin\varphi_\Gamma \sin\psi_\Gamma \sin\theta_\Gamma & + \sin\varphi_\Gamma \sin\psi_\Gamma \cos\theta_\Gamma & -\sin\psi_\Gamma \\ \cos\psi_\Gamma \sin\theta_\Gamma & \cos\psi_\Gamma \cos\theta_\Gamma & -\sin\psi_\Gamma \\ -\sin\varphi_\Gamma \cos\theta_\Gamma + & \sin\varphi_\Gamma \sin\theta_\Gamma + & \cos\varphi_\Gamma \cos\psi_\Gamma \\ + \cos\varphi_\Gamma \sin\psi_\Gamma \sin\theta_\Gamma & + \cos\varphi_\Gamma \sin\psi_\Gamma \cos\theta_\Gamma & \cos\varphi_\Gamma \cos\psi_\Gamma \end{pmatrix}.$$

При получении матрицы  $\mathbf{A}_{01}$  оси связанный СК получаются тремя последовательными поворотами соответствующих осей начальной стартовой СК на углы  $\varphi_\Gamma$ ,  $\psi_\Gamma$ ,  $\theta_\Gamma$  в указанном порядке: первый поворот производится на угол  $\varphi_\Gamma$  вокруг оси 0Y0 НССК, третий поворот — на угол  $\theta_\Gamma$  вокруг оси 0Z1 ССК.

#### ПРОГРАММНЫЕ РАЗВОРОТЫ РБ

Для выведения КА2 в точку  $K$  (рис. 1) необходимо обеспечить приращения проекций кажущейся скорости на оси  $Ml$ ,  $Mb$  системы координат  $Mvlb$

$$\Delta W_1 = (I_0, V_d),$$

$$\Delta W_b = (b_0, V_d).$$

Приращение проекции кажущейся скорости на ось  $Mv$  этой системы координат не влияет на приращение дальности и боковой дальности, а влияет только на время полета из точки  $C$  в точку  $K$ .

Угол  $\kappa$  в (1) определяем обратными тригономет-

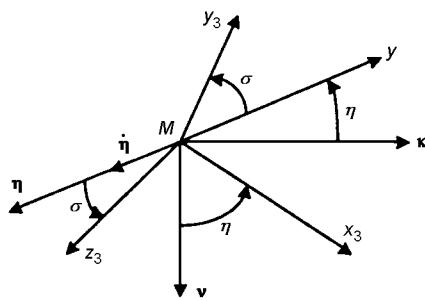
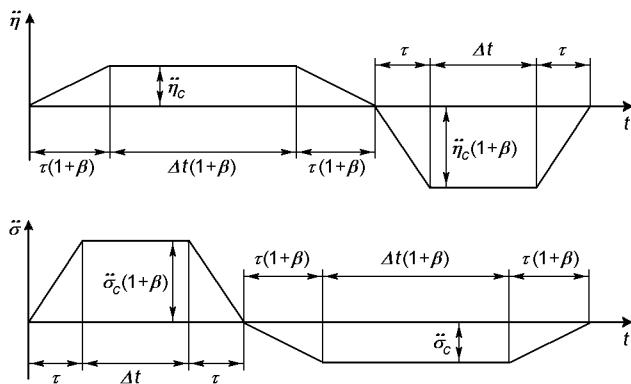
Рис. 3. Взаимное положение ПССК и системы координат  $M\kappa\eta$ 

Рис. 4. Графики угловых ускорений

рическими функциями:

$$\Delta W_\kappa = \sqrt{\Delta W_1^2 + \Delta W_2^2},$$

$$\sin\kappa = -\frac{\Delta W_b}{\Delta W_\kappa}, \quad \cos\kappa = \frac{\Delta W_1}{\Delta W_\kappa}.$$

В моменты отделения КА1, КА2 продольная ось РБ должна быть параллельной  $v$ -направлению. Для этого траектория движения РБ должна состоять из трех участков [4]:

- участка прямого разворота продольной оси РБ из  $v$ -направления в  $\kappa$ -направление;
- участка ориентации продольной оси РБ в  $\kappa$ -направлении;
- участка обратного разворота из  $\kappa$ -направления в  $v$ -направление.

Взаимное положение осей ПССК  $M_{x_3y_3z_3}$  и осей системы координат  $M\kappa\eta$  показано на рис. 3.

Разворот на угол  $\sigma$  вокруг продольной оси РБ необходим для ограничения угла поворота промежуточной рамки относительно внешней рамки гиростабилизатора.

Графики угловых ускорений, соответствующих углам  $\eta$ ,  $\sigma$  для участка прямого разворота, приведены на рис. 4.

Асимметрия угловых ускорений во времени

уменьшает углы поворота промежуточной рамки относительно внешней рамки гиростабилизатора. Из рис. 4 следует, что время прямого разворота определяется формулой

$$\Delta t_p = (2\tau + \Delta t)(2 + \beta).$$

Углы разворотов  $\eta_p$ ,  $\sigma_p$  определяются соотношениями

$$\eta_p = \ddot{\eta}_c C_{\eta\delta}(1 + \beta)(2 + \beta)(\tau^2 + 1.5\tau\Delta t + 0.5\Delta t^2),$$

$$\sigma_p = \ddot{\sigma}_c C_{\sigma\delta}(1 + \beta)(2 + \beta)(\tau^2 + 1.5\tau\Delta t + 0.5\Delta t^2).$$

Матрица направляющих косинусов осей ПССК в системе координат  $M\kappa\eta$  имеет вид

$$A_{k3} = \begin{pmatrix} \cos\eta & -\sin\eta\cos\sigma & \sin\eta\sin\sigma \\ \sin\eta & \cos\eta\cos\sigma & -\cos\eta\sin\sigma \\ 0 & \sin\sigma & \cos\sigma \end{pmatrix}. \quad (5)$$

Вектор программного управляющего момента определяется соотношениями

$$\begin{aligned} M_3^{np} &= J\dot{\omega}_3^{np} + \omega_3^{np} \times J\omega_3^{np}, \\ M_3^{np} &= (M_{x3}^{np}, M_{y3}^{np}, M_{z3}^{np})^T, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\omega_3^{np} = (\omega_{x3}^{np}, \omega_{y3}^{np}, \omega_{z3}^{np})^T = (\dot{\sigma}, \dot{\eta}\sin\sigma, \dot{\eta}\cos\sigma)^T,$$

$$\dot{\omega}_3^{np} = (\ddot{\sigma}, \ddot{\eta}\sin\sigma, \ddot{\eta}\cos\sigma)^T + (0, \dot{\eta}\dot{\sigma}\cos\sigma, -\dot{\eta}\dot{\sigma}\sin\sigma)^T,$$

$$\delta x_3^{np} = -\frac{M_{x3}^{np}}{Pr_\varphi},$$

$$\delta y_3^{np} = \frac{M_{y3}^{np}}{P(x_b^p - x_b^T)},$$

$$\delta z_3^{np} = \frac{M_{z3}^{np}}{P(x_b^p - x_b^T)}.$$

Полагая углы  $\delta x_3^{np}$ ,  $\delta y_3^{np}$ ,  $\delta z_3^{np}$  малыми, для вектора тяги двигателя в ПССК можно получить соотношения

$$P_3 \approx \left( -P, \frac{1}{2}P\delta z_3^{np}, -\frac{1}{2}P\delta y_3^{np} \right)^T. \quad (7)$$

Проекции вектора каждого ускорения на оси  $M\kappa\eta$  системы координат  $M\kappa\eta$  с учетом (5), (7) будут иметь вид

$$\begin{aligned} \dot{W}_v &= -\frac{P}{m}\cos\eta + \Delta\dot{W}_v, \\ \dot{W}_\kappa &= -\frac{P}{m}\sin\eta + \Delta\dot{W}_\kappa, \\ \Delta\dot{W}_v &= -\frac{1}{2}\frac{P}{m}\sin\eta(\cos\sigma\delta z_3^{np} + \sin\sigma\delta y_3^{np}), \\ \Delta\dot{W}_\kappa &= \frac{1}{2}\frac{P}{m}\cos\eta(\cos\sigma\delta z_3^{np} + \sin\sigma\delta y_3^{np}). \end{aligned} \quad (8)$$

Для прогнозирования момента начала обратного разворота необходимо получить формулу для приращения кажущейся скорости центра масс РБ за время разворота из интегралов

$$\Delta W_{\kappa p} = -\frac{P}{m} \int_0^{\Delta t_p} \sin \eta dt + \int_0^{\Delta t_p} \Delta \dot{W}_\kappa dt. \quad (9)$$

Второе слагаемое в (9) на два порядка меньше первого, поэтому им будем пренебрегать.

При интегрировании первого слагаемого в (9) заменим функцию  $\sin \eta$  на линейную функцию  $K^* \eta$  из условия минимума среднего квадратичного отклонения

$$S = \int_0^{\eta_p} (\sin \eta - K^* \eta)^2 d\eta, \quad (10)$$

$$\frac{\partial S}{\partial K^*} = 0.$$

Решением уравнения (10) будет значение коэффициента

$$K^* = \frac{3(\sin \eta_p - \eta_p \cos \eta_p)}{\eta_p^3}.$$

После замены  $\sin \eta = K^* \eta$  в первом слагаемом (9) и тройного интегрирования функции углового ускорения  $\ddot{\eta}(t)$  на рис. 4 получим формулу

$$\Delta W_{\kappa p} = -\frac{P}{m} K^* \frac{\eta_p \Delta t_p}{2 + \beta} \left[ 1 + \beta \frac{7\tau^2 + 7\tau \Delta t + 2\Delta t^2}{6(7\tau + \Delta t)^2} \right].$$

#### ФОРМИРОВАНИЕ УПРАВЛЯЮЩИХ СИГНАЛОВ СИСТЕМЫ СТАБИЛИЗАЦИИ РБ

Управляющий сигнал в выражении (4) представим в виде суммы

$$\delta = \delta^c + \delta^{np} + \delta^d,$$

$$\delta^c = (\delta_1^c, \delta_2^c, \delta_3^c, \delta_4^c)^T, \quad \delta^{np} = (\delta_1^{np}, \delta_2^{np}, \delta_3^{np}, \delta_4^{np})^T,$$

$$\delta^d = (\delta_1^d, \delta_2^d, \delta_3^d, \delta_4^d)^T.$$

Статическую часть управляющего сигнала  $\delta^c$ , обеспечивающую компенсацию систематического возмущающего момента  $M_{cl}$  в (4), определим из векторного уравнения

$$PB\delta^c + M_{cl} = 0, \quad (11)$$

$$\delta_1^c = -\varepsilon_{\psi c}, \quad \delta_2^c = -\varepsilon_{\theta c}, \quad \delta_3^c = \varepsilon_{\psi c}, \quad \delta_4^c = \varepsilon_{\theta c},$$

$$\varepsilon_{\psi c} = -\frac{2z_{bc}^T}{x_b^p - x_b^T}, \quad \varepsilon_{\theta c} = \frac{2y_{bc}^T}{x_b^p - x_b^T}.$$

Управляющее воздействие  $\delta^{np}$ , обеспечивающее

программное угловое движение РБ, определим с учетом (6) формулами

$$\begin{aligned} \delta_1^{np} &= \delta x_3^{np} - \delta y_3^{np}, \\ \delta_2^{np} &= \delta x_3^{np} - \delta z_3^{np}, \\ \delta_3^{np} &= \delta x_3^{np} + \delta y_3^{np}, \\ \delta_4^{np} &= \delta x_3^{np} + \delta z_3^{np}. \end{aligned} \quad (12)$$

Уравнение углового движения РБ (4) с учетом (6), (11) будет иметь вид

$$\begin{aligned} J\Delta\dot{\omega}_1 &= PB\delta^d + \Delta M_1 - \Delta M_1^T, \\ \Delta\dot{\omega}_1 &= \dot{\omega}_1 - \dot{\omega}_{np1}, \\ \Delta M_1^T &= \omega_1 \times J\omega_1 - A_{13}(\omega_3^{np} \times J\omega_3^{np}), \end{aligned}$$

где  $A_{13}$  — матрица направляющих косинусов осей ПССК в ССК.

В работе [3] показано, что минимальное значение нормы вектора

$$|\delta^d| = \sqrt{(\delta^d, \delta^d)} \rightarrow \min,$$

обеспечивается при

$$\begin{aligned} \delta^d &= KA\varepsilon_y, \\ \varepsilon_y &= (\varepsilon_{\varphi y}, \varepsilon_{\psi y}, \varepsilon_{\theta y}), \\ K &= B^+ L, \\ B^+ &= B^T (B B^T)^{-1}, \\ L &= \begin{pmatrix} -r_\varphi & 0 & 0 \\ 0 & x_b^p - x_b^T & 0 \\ 0 & 0 & x_b^p - x_b^T \end{pmatrix}, \\ A &= \begin{pmatrix} 1 & \frac{J_{xy}(x_b^p - x_b^T)}{J_y r_\varphi} & 0 \\ \frac{J_{xy} r_\varphi}{J_x(x_b^p - x_b^T)} & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \end{aligned}$$

где  $B^+$  — псевдообратная матрица [3];  $\varepsilon_{\varphi y}$ ,  $\varepsilon_{\psi y}$ ,  $\varepsilon_{\theta y}$  — управляющие сигналы в каналах крена, рыскания, тангажа соответственно.

На участках угловых разворотов РБ регулирование скорости центра масс в замкнутой схеме не производится. Управляющие сигналы тракта угловой стабилизации формируются так:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\varphi y} &= K_\varphi \varphi + K_\varphi \dot{\varphi}, \\ \varepsilon_{\psi y} &= K_\psi (\psi - \psi_B - \Delta\psi_{np}) + K_\psi \dot{\psi}, \\ \varepsilon_{\theta y} &= K_\theta (\theta - \theta_B - \Delta\theta_{np}) + K_\theta \dot{\theta}. \end{aligned} \quad (13)$$

Балансировочные углы  $\psi_b$ ,  $\theta_b$  в (13) определяются из условия равенства нулю проекций вектора кажущегося ускорения на оси  $My_3$ ,  $Mz_3$  ПССК при действии систематического момента  $\mathbf{M}_{cl}$  (4)

$$\psi_b = \frac{1}{2}\varepsilon_{\psi c}, \quad \theta_b = \frac{1}{2}\varepsilon_{\theta c}.$$

Программные углы  $\Delta\psi_{np}$ ,  $\Delta\theta_{np}$  в (13) определяются с учетом (8) из условия равенства нулю проекции кажущегося ускорения на ось  $M\eta$  из-за действия гирокорректирующего момента на участках программных разворотов:

$$\Delta\psi_{np} = \frac{1}{2}(\sin\sigma\delta z_3^{np} - \cos\sigma\delta y_3^{np}) \cos\sigma,$$

$$\Delta\theta_{np} = \frac{1}{2}(\sin\sigma\delta z_3^{np} - \cos\sigma\delta y_3^{np}) \sin\sigma.$$

При этом приращение кажущейся скорости на ось  $M\eta$  системы координат  $\nu\kappa\eta$  за время разворота равно нулю:

$$\Delta W_{np} = 0,$$

так как

$$\dot{W}_\eta = 0.$$

Время программного разворота определяется следующим образом.

Первое приближение времени разворота  $t_p$  определяется для симметричного РБ при следующих допущениях:

- момент инерции относительно продольной оси равен  $J_x$ ;
- центробежные моменты инерции равны нулю;
- моменты инерции относительно поперечных осей одинаковы и определяются по формуле

$$J_\eta = \frac{J_y + J_x}{2}.$$

При этом определяются два интервала времени  $\Delta t_1$ ,  $\Delta t_2$  как решение двух квадратных уравнений:

$$0.5\Delta t_1^2 + 1.5\tau\Delta t_1 + \tau^2 = A_1,$$

$$0.5\Delta t_2^2 + 1.5\tau\Delta t_2 + \tau^2 = A_2;$$

$$A_1 = \frac{1}{\delta_{max}^{np}} \left( \frac{|\sigma_p|}{(2+\beta)C_{\varphi\delta}} + \frac{\eta_p}{(1+\beta)C_{\eta\delta}} \sqrt{\mu} \right),$$

$$A_2 = \frac{1}{\delta_{max}^{np}} \left( \frac{|\sigma_p|}{(1+\beta)(2+\beta)C_{\varphi\delta}} + \frac{\eta_p}{C_{\eta\delta}} \sqrt{\mu} \right),$$

$$\mu = 2 \left( \frac{1}{(2+\beta)^2} + \frac{i_t^2 \sigma_p^2}{4(1+\beta)^2} \right);$$

$$C_{\varphi\delta} = \frac{Pr}{J_x}, \quad C_{\eta\delta} = \frac{P(x_b^p - x_b^T)}{J_\eta} \frac{1}{2};$$

$$i_\Gamma = \frac{J_x}{J_\eta}, \quad \tau = \frac{\delta_{max}^{np}}{\dot{\delta}_{max}^{np}},$$

$$\delta_{max}^{np} = (0.6...0.8)\delta_{max},$$

$$\dot{\delta}_{max}^{np} = (0.6...0.8)\dot{\delta}_{max},$$

где  $P$  — тяга двигателя;  $x_b^p(x_b^T)$  — координата точки приложения тяги (центра тяжести) по продольной оси;  $\delta_{max}(\dot{\delta}_{max})$  — максимальный угол поворота (максимальная угловая скорость) РП.

Первое приближение для времени  $t_p^{(1)}$  разворота РП определится как максимальное значение одного из двух параметров:

$$t_p^{(1)} = \max(t_{p1}, t_{p2}),$$

$$t_{p1} = (2 + \beta)(2\tau + \Delta t_1),$$

$$t_{p2} = (2 + \beta)(2\tau + \Delta t_2).$$

Далее проводятся следующие расчеты с тактом  $T_0$  для участка разворота при

$$t_p^{(k)} = t_p^{(1)} \pm k\delta t_p \quad (k = 0, 1, 2, \dots),$$

где  $\delta t_p$  — дискретное изменение времени разворота в итерациях:

- программные управляющие моменты  $(M_3^{np})^{(k)}$  по формулам (6);
- программные управляющие сигналы по формулам

$$(\delta x_3^{np})^{(k)} = -\frac{(M_{x3}^{np})^{(k)}}{Pr},$$

$$(\delta y_3^{np})^{(k)} = -\frac{(M_{y3}^{np})^{(k)}}{P(x_b^p - x_b^T)} \frac{1}{2},$$

$$(\delta z_3^{np})^{(k)} = -\frac{(M_{z3}^{np})^{(k)}}{P(x_b^p - x_b^T)} \frac{1}{2};$$

- программные углы поворота КС двигателя  $(\delta_i^{np})^{(k)}$  по формулам (12).

Для времени разворота  $t_p$  принимается то значение  $t_p^{(k)}$ , при котором максимальный угол поворота хотя бы одной из четырех КС двигателя находится в диапазоне  $0.9\delta_{max}^{np} \leq |(\delta_i^{np})^k| \leq \delta_{max}^{np}$ , а углы поворота остальных трех удовлетворяют условию

$$(\delta_i^{np})^k < \delta_{max}^{np}.$$

## Выводы

В работе проведено решение задачи управления при выведении нескольких космических аппаратов на различные орбиты с помощью разгонного блока, оснащенного непрерывно работающим жидкостным реактивным двигателем. В процессе последовательного отделения космических аппаратов разгонный блок становится существенно несимметричным, что может привести к взаимовлиянию каналов стабилизации и к большим возмущающим моментам. Система управления разгонного блока должна обеспечивать перед отделением очередного космического аппарата на своей орбите переориентацию вектора тяги двигателя для набора дополнительной скорости. Угловое маневрирование разгонного блока с непрерывно работающим двигателем неизбежно связано с нерациональным расходом окислителя и горючего из баков.

Для минимизации энергетических затрат двигательной установки разгонного блока на участках программных переориентаций вектора тяги в работе предлагается следующее.

1. Комбинированное регулирование программного движения разгонного блока, при котором регулирование систематических и программных возмущений производится по разомкнутой схеме, а регулирование случайных возмущений — по замкнутой схеме.

2. Линейное преобразование управляющих сигналов, учитывающее центробежные моменты инерции и координаты центра масс разгонного блока, для исключения взаимовлияния каналов стабилизации.

3. Точное прогнозирование приращения скорости центра масс разгонного блока на участках ускорен-

ных программных разворотов по конечным формулам.

4. Компенсация проекции вектора кажущегося ускорения из-за действия гироскопического момента на участках пространственных разворотов разгонного блока программными поворотами тяги двигателя разгонного блока.

5. Учет ограничений по углу и угловой скорости поворота управляющих органов, по углам прокачки вокруг осей карданового подвеса трехосного гиростабилизатора при формировании программного движения разгонного блока.

1. Айзенберг Я. Е., Батаев В. А., Кузьмин А. И. Высокоточная система стабилизации ракеты носителя ассиметричной конфигурации с учетом возможности отказа одного двигателя // Космічна наука і технологія.—1988.—4, № 1.—С. 64—67.
2. Бэттин Р. Наведение в космосе. — М.: Машиностроение, 1966.—447 с.
3. Гантмахер Ф. Р. Теория матриц. — М.: Наука, 1967.—575 с.
4. Разоренов Г. Н., Бахрамов Э. А., Титов Ю. Ф. Системы управления летательными аппаратами. — М.: Машиностроение, 2003.—552 с.
5. Раушенбах Б. В., Токар Е. Н. Управление ориентацией космических аппаратов. — М.: Наука, 1974.—600 с.

## THE CONTROL OF ESSENTIALLY NON-SYMMETRIC RUNAWAY BLOCK WITH THE ENGINE WORKING UNINTERRUPTEDLY

Yu. M. Zlatkin, A. N. Kalnoguz, V. A. Bataiev,  
A. I. Kuzmin, M. N. Riumin, M. P. Yevtefeiev

The problem on injecting several spacecrafsts into different orbits by one rocket-carrier is considered. Some questions connected with the breach of symmetry of the runaway block during the flight are taken into account.

УДК 533.27 539.2

В. А. Шувалов, Г. С. Кочубей,  
А. И. Приймак, Н. И. Письменный

Інститут технічної механіки Національної академії наук України і Національного космічного агентства України, Дніпропетровськ

## Потери мощности солнечных батарей высокоорбитальных космических аппаратов из-за воздействия околоспутниковой среды

*Надійшла до редакції 21.04.04*

Отримано розрахунково-експериментальні залежності, що характеризують спад електричної потужності сонячних батарей при тривалій (близько 10 років) взаємодії з навколоштінним середовищем на орбіті. Виділено вплив окремих факторів навколоштінкового середовища — іонізуючого та УФ-випромінювання, забруднення захисного скла продуктами деструкції матеріалів зовнішніх поверхонь космічних апаратів, термоциклювання, радіаційної електризації та плазмових струменів електрореактивних двигунів — на втрату потужності сонячних батарей. Розроблено процедуру оцінки спаду потужності сонячних батарей на орбіті.

### ВВЕДЕНИЕ

Солнечные батареи (СБ) в настоящее время — основной источник энергии на борту космических аппаратов (КА). Их ресурс во многом определяет время активной эксплуатации КА на орбите. К настоящему времени накоплен большой опыт эксплуатации СБ различных конструкций. Технологии производства СБ, их конструкция непрерывно совершенствуются в направлении увеличения коэффициента полезного действия (КПД) и уменьшения массы. В то же время усовершенствованные СБ становятся более чувствительными к воздействию околоспутниковой среды [16].

Основными факторами воздействия околоспутниковой среды на солнечные батареи высокорадиальных космических аппаратов являются:

- ионизирующее излучение;
- термоциклирование в вакууме;
- радиационная электризация;
- плазменные струи электрореактивных двигателей (ЭРД) КА;
- загрязнение защитных стекол продуктами функционирования рабочих систем, деструкции, сублимации и газовыделения материалов и покрытий.

тий наружных поверхностей КА;  
— солнечное УФ-излучение.

Факторы околоспутниковой среды являются источниками потоков газа, плазмы и излучения. Поэтому проблема взаимодействия СБ с околоспутниковой средой по сути близка к проблеме взаимодействия СБ и материалов наружных поверхностей КА с потоками газа, плазмы и излучения на орбите [7, 17].

Проблема имеет прикладное и фундаментальное значение. Одним из этапов ее решения является моделирование взаимодействия СБ с окружающей средой и прогнозирование спада электрической мощности СБ, обусловленного таким взаимодействием.

Изменение электрической мощности СБ на орбите — результат интегрального воздействия комплекса факторов околоспутниковой среды, проявление общих закономерностей взаимодействия СБ с околоспутниковой средой и «индивидуальных» особенностей космической платформы, ее систем, материалов и покрытий КА и СБ. Несмотря на значительный опыт эксплуатации СБ на КА, практически нет моделей прогноза потерь электрической мощности СБ из-за воздействия факторов

околоспутниковой среды для длительного срока функционирования на орбите. Точность интерпретации результатов натурных испытаний во многом зависит от точности информации об условиях эксплуатации СБ, от эрудиции и интуиции экспериментаторов. Относительная сложность и высокая стоимость натурных испытаний не позволяет считать их приемлемым средством для детального изучения отдельных видов взаимодействия СБ со средой, не позволяет выделить их вклад в интегральные характеристики СБ. Поэтому при построении моделей взаимодействия КА с околоспутниковой средой значительная роль отводится численному и физическому экспериментам. Такие исследования позволяют из широкого спектра процессов, протекающих на орбите, выделить основные, изучить их природу, провести параметрический анализ и сформулировать уточненные модели [27].

Целью данной работы является моделирование воздействия околоспутниковой среды на СБ, оценка влияния каждого из перечисленных факторов, интегрального их воздействия на энергетические характеристики СБ на орбите.

#### МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ ФАКТОРОВ ОКОЛОСПУТНИКОВОЙ СРЕДЫ

**Ионизирующее излучение.** Результатом воздействия ионизирующего излучения — высокоэнергичных протонов и электронов радиационных поясов Земли (РПЗ) на полупроводник солнечного элемента (СЭ) — является образование стабильных радиационных дефектов (областей разупорядочения, точечных дефектов и т. д.). Основная причина ухудшения энергетических характеристик облучаемых фотопреобразователей (ФЭП) — уменьшение времени жизни  $\tau$  неосновных носителей заряда. Уменьшение  $\tau$  — следствие возрастания скорости рекомбинации неосновных носителей на радиационных дефектах [13].

При проведении теоретических и экспериментальных исследований для оценки радиационных повреждений СЭ протонами и электронами радиационных поясов Земли используется интегральный поток (флюенс) нормально падающих моноэнергетических электронов с энергией 1 МэВ, эквивалентный по воздействию на потерю мощности СБ флюенсам электронов и протонов РПЗ [13, 24, 36, 39].

Понятие эквивалентного флюенса позволяет оценить влияние воздействия ионизирующего излучения на энергетические характеристики СБ. Расчетная зависимость нормированной электрической мощности  $P/P_0$  элемента СБ от времени эксплуатации

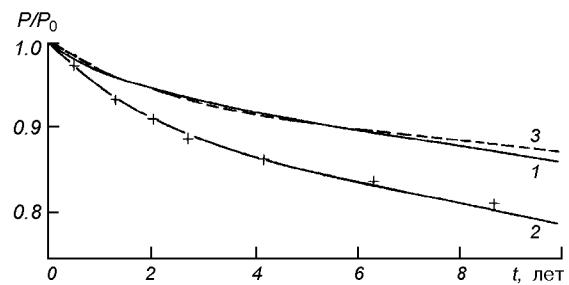


Рис. 1. Потери мощности из-за воздействия ионизирующего излучения: 1 — расчет авторов для геостационарной орбиты (ГЕО) методом эквивалентных потоков [13, 17], 2 — данные для GPS [48], 3 — аппроксимация [22] для ГЕО

ции  $t$  на геостационарной орбите (ГЕО) ( $P_0$  — начальное значение мощности элемента СБ) приведена на рис. 1 (кривая 1 — наш расчет методом эквивалентных потоков [13, 17]). Элемент СБ — кремний p-типа с удельным сопротивлением  $\rho \approx 10 \text{ Ом} \cdot \text{см}$  с толщиной базы  $d = 0.3 \text{ мм}$  с защитным покрытием на фронтальной поверхности из плавленного кварца толщиной  $\delta = 0.3 \text{ мм}$  и бесконечно толстой защищенной с тыльной стороны СБ.

Основным условием при моделировании воздействия ионизирующего излучения и оценке потерь мощности СБ является равенство эквивалентных флюенсов электронов для частиц, проникающих через защитное покрытие на поверхность ФЭП:  $\Phi_e^{(M)} = \Phi_e^{(H)}$  (индекс «М» — моделирование, «Н» — орбита).

Это условие и зависимости эквивалентного флюенса электронов с энергией 1 МэВ от толщины защитного покрытия  $\delta$ , высоты  $h$  и наклонения  $\theta_h$  круговой околоземной орбиты [24] позволяют «пересчитать» измеренные или расчетные для геостационарных условий значения  $P(t)/P_0$  на соответствующие условиям круговой околоземной орбиты значения  $P(t)/P_0$ . Результаты такого пересчета — значения  $P(t)/P_0$  на случай круговой орбиты спутников GPS (Navstar Global Position System):  $h = 20000 \text{ км}$ ;  $\theta_h \approx 55^\circ$ ;  $\delta \approx 0.154 \text{ мм}$  представлены на рис. 1 крестиками, кривая 2 — расчетные для GPS значения  $P(t)/P_0$  работы [48]. Максимальное расхождение «пересчитанных» и расчетных для GPS из [48] значений  $P(t)/P_0$  не превосходит 1.5 %, что служит подтверждением корректности процедуры вычислений и достоверности полученной зависимости потерь мощности СБ из-за воздействия ионизирующего излучения. Уменьшение мощности СБ характеризует аппроксимация [22]:

$$P(t)/P_0 = \xi + (1 - \xi)\exp(-t/\eta), \quad (1)$$

которой для ГЕО соответствует штриховая кривая 3 рис. 1 при  $\xi = 0.865$ ,  $\eta = 4.3$  года.

**Термоциклирование.** Температура ориентированных на Солнце СБ достигает  $+80^{\circ}\text{C}$ , в тени Земли — устанавливается на уровне  $-120^{\circ}\text{C}$ . В течение эксплуатации на орбите СБ подвержены влиянию сотен и тысяч термоциклов. Термовакуумные испытания являются эффективной процедурой для выявления дефектов, отказов в работе СБ, коммутационных систем на начальной стадии предполетных испытаний. Достоверно прогнозировать ресурс СБ из-за термоциклических воздействий можно только экспериментально в наземных условиях. Следствием термовакуумных и термоциклических воздействий являются термомеханические деформации каркаса, спад мощности СБ из-за увеличения последовательного сопротивления элементов, соединяющих шин и др. [24]. Максимальное число термоциклов на ГЕО за год  $N \approx 100$  [24]. Результаты данной работы для фрагмента СБ размером  $(10 \times 12) \text{ см}^2$  с каркасом из проводящего углепластика в диапазоне температур  $-80...+50^{\circ}\text{C}$  представлены на рис. 2 точками, квадратики — данные термовакуумных испытаний СБ работы [35] для  $-80...+80^{\circ}\text{C}$ ; кривая 3 — аппроксимация (1) при  $\xi = 0.98$  и  $\eta \approx 1.0$  год. Данные рис. 2 охватывают диапазон значений термоциклов  $50 \leq N < 1000$ .

Условием эквивалентности термоциклических воздействий является равенство количества  $N$  и размаха термоциклов СБ  $\Delta T = T_{\max} - T_{\min}$  на орбите и стенде:  $N_M = N_H$ ;  $\Delta T_M = \Delta T_H$ .

При проведении термовакуумных и термоциклических испытаний изменение мощности СБ является следствием как минимум трех эффектов:

- загрязнение защитных стекол солнечных элементов продуктами газовыделений и деструкции углепластикового каркаса. Как правило, это  $\text{CO}$ ,  $\text{CO}_2$ , соединения хлора и радикалы группы  $\text{C}_x\text{H}_y$  [15];
- образование на поверхности защитных стекол устойчивых слоев и покрытий из компонентов остаточных газов  $\text{CO}$ ,  $\text{CO}_2$  и  $\text{H}_2\text{O}$ , радикалов группы  $\text{C}_x\text{H}_y$  и др. в вакуумной камере, что приводит к ухудшению излучательных характеристик защитных стекол и поверхностей СБ [27, 28];
- собственно термомеханические деформации каркаса и СЭ.

Исследования с фрагментом СБ мы проводили в вакуумной камере плазмодинамического стенда с цилиндрической рабочей частью диаметром 1.2 м и длиной 3.5 м, снабженной криопанелями, охлаждаемыми жидким азотом. Откачка осуществлялась

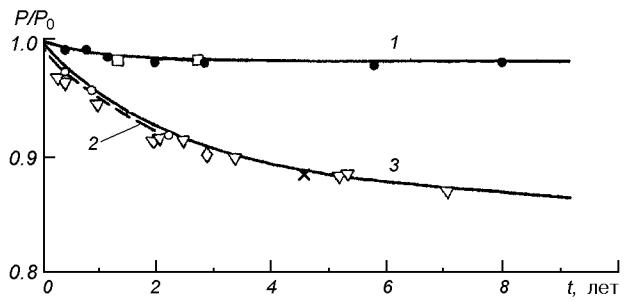


Рис. 2. Спад мощности СБ, вызванный термоциклированием (точки — данные авторов, квадратики — [35], кривая 1 — аппроксимация (1)), а также радиационной электризацией (кружки — [32], крестики — [3], треугольники — наши данные, ромбики — [43], кривая 2 — [47], кривая 3 — аппроксимация (1))

безмасляной системой со скоростью около  $100 \text{ м}^3/\text{с}$ . Статическое разрежение в камере порядка  $10^{-5} \text{ Па}$ , при натекании газа —  $10^{-4} \text{ Па}$  [31]. Состав газовой среды контролировался масс-спектрометром. Нагрев фрагмента СБ осуществлялся с помощью дуговых ртутно-кварцевых ламп ДРТ-1000 и дуговых водородных ламп ВМП-25, обеспечивающих имитацию спектра и интенсивности солнечного излучения в диапазоне длин волн  $\lambda \approx 115...320 \text{ нм}$ , включая линию Лаймана  $\lambda \approx 121.57 \text{ нм}$ . Охлаждение — жидким азотом. Для предотвращения оседания продуктов деструкции углепластикового каркаса и СБ на поверхности защитного стекла при проведении термовакуумных и термоциклических испытаний фрагмент СБ обдувался потоком инертного газа ( $\text{Ar}$ ). Такая процедура позволяет предположить, что в процессе измерений мощности СБ защитные стекла были свободны от загрязнения, т. е. измеренные значения  $P(t)/P_0$  являются следствием влияния только термомеханических деформаций фрагмента СБ. Приведенные на рис. 2 значения  $P(t)/P_0$  хорошо коррелируют с оценками работы [42]. Потери мощности СБ орбитальной станции «Мир» (кремний,  $\rho = 10 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ , К-208,  $\delta = 0.3 \text{ мм}$ ) из-за термоциклирования по истечении срока эксплуатации  $t \approx 10.5$  лет ( $N \gg 1000$ ) составили от 3.2 до 4.7 % [42].

**Радиационная электризация.** Главный поражающий фактор радиационной электризации СБ — радиационно-стимулированные пробои с выбросом заряда в окружающее пространство и с изменением оптических характеристик защитных стекол. Протекание радиационно-стимулированных пробоев сопровождается возникновением мощных разрядных токов в цепи СБ, что ухудшает вольтамперные характеристики ФЭП и приводит к потерям элек-

рической мощности [16, 31]. При радиационном заряжании СБ можно выделить два аспекта поражения: изменение оптических характеристик защитных стекол и воздействие электрических разрядов и пробоев на характеристики ФЭП. Облучение защитных стекол СБ потоками высокоэнергичных заряженных частиц — электронов  $e$  и протонов  $p$  — с энергией  $1 \leq W_{eh} \leq 100$  кэВ ( $\alpha = e, p$ ) приводит к радиационному потемнению стекол, возникновению радиационно-стимулированных пробоев. Радиационно-физические свойства защитных стекол — плавленый кварц, стекло К-208 — практически идентичны. Это подтверждают характерная для этих материалов общая зависимость частоты следования разрядных импульсов от плотности потока электронов с энергией  $W_{eh} = 20$  кэВ и циклограммы зарядно-разрядных процессов на их поверхности [25, 45, 52].

При радиационной электризации диэлектриков чаще всего наблюдается два типа пробоев: сквозной пробой на подложку и пробой облучаемой области диэлектрика с выбросом заряда в окружающее пространство. В защитных стеклах СБ преобладают пробои второго типа. Следствием радиационно-стимулированного пробоя защитного стекла является выброс плазмы в окружающее пространство. Процесс протекает в виде поверхностного разряда [31].

Радиационно-стимулированные пробои диэлектрика сопровождаются рядом факторов достаточно жесткого воздействия на системы КА [1, 2]:

1) выброс заряда в вакуум индуцирует переходные токи в цепи элемента КА, на котором расположен диэлектрик — защитное стекло СБ;

2) движение выброшенного заряда сопровождается генерацией в окружающем пространстве сильных электромагнитных помех;

3) пробои в защитных диэлектрических покрытиях приводят к механическому разрушению поверхности и ухудшению их эксплуатационных характеристик. При пробоях наблюдается образование на поверхности защитного стекла каверн, кратеров и углублений, сквозных каналов, через которые происходит выброс продуктов деструкции стекла, kleящего вещества, находящегося между стеклом и ФЭП. Выброшенное при пробоях вещество оседает на поверхности защитных стекол [3, 31]. Выброс плазмы, попадание ее на элементы конструкции СБ и КА сопровождается возникновением токов утечки [20, 34, 44]. Следствием этих процессов является ухудшение вольтамперных характеристик ФЭП, уменьшение электрической мощности СБ.

Изменение электрической мощности СБ, обусловленное радиационной электризацией, иллюстрирует рис. 2: кружки — результаты измерений

работы [32], крестики — [3], треугольники — наша работа, ромбики — [43]; кривая 2 — работа [47], 3 — аппроксимация (1) при  $\xi = 0.85$  и  $\eta = 2.8$  года. Условием моделирования радиационной электризации СБ является равенство флюенсов  $\Phi_{eh}^{(M)} = \Phi_{eh}^{(H)}$  и энергий  $W_{eh}^{(M)} = W_{eh}^{(H)}$  высокоенергичных электронов на стенде и на орбите [31]. За радиационную электризацию материалов наружных поверхностей КА ответственны электроны РПЗ с энергиями  $W_{eh} \leq 50$  кэВ. По оценкам [3, 16, 36] основная доля тока переносится частицами с энергией  $W_{eh}$  от 3 до 20 кэВ. Наши измерения выполнены для фрагмента СБ размером  $10 \times 12$  см<sup>2</sup> с каркасом из проводящего углепластика. Техника эксперимента приведена в [31]. Параметры пучка при измерениях: плотность потока электронов  $j_{eh} \approx 3 \cdot 10^7$  А/см<sup>2</sup> и энергия  $W_{eh} = 20$  кэВ. При энергии электронов  $W_{eh} \approx 20$  кэВ поверхностная плотность нарушений защитных стекол К-208 (каналы пробоев, каверны, кратеры и сколы) увеличивается к краям фрагмента. Более 80 % нарушений имеют характерный размер 10—20 мкм, остальные 80—150 мкм. В среднем для нарушений с характерным размером  $x \approx 15$  мкм поверхностная плотность составляет около 300 см<sup>-2</sup>, а для  $x \approx 100$  мкм — 20 см<sup>-2</sup>. Суммарная площадь нарушений целостности лицевой поверхности защитного стекла К-208 из-за радиационно-стимулированных пробоев составила 0.3—1.5 %.

Наблюдаемые дефекты подтверждают сложившиеся представления о влиянии радиационной электризации на СБ, а соответствие измеренных в данной работе и в [3, 16, 32, 36, 43, 47] значений  $P(t)/P_0$  подтверждает достоверность полученной зависимости (кривая 3 рис. 2).

**Плазменные струи ЭРД.** В системе коррекции орбиты и управления геостационарных КА используются стационарные плазменные двигатели (СПД), работающие на ксеноне Xe [4, 8, 33, 34].

Поверхности геостационарных КА дифференциально заряжаются до высоких отрицательных потенциалов: 15—20 кВ в тени Земли и 2—3 кВ на освещенном Солнцем участке орбиты [19]. Потенциалы на поверхности СБ, измеренные в стендовых условиях [31], достигают значений  $-\varphi_w^{\max} \approx 10 \dots 12$  кВ и  $-\varphi_w^{\min} \approx 1 \dots 1.5$  кВ. Плазменные струинейтрализуют избыточный потенциал на поверхности КА. Знак и величина остаточных потенциалов зависят от концентраций заряженных частиц, плотности ионного тока и длительности облучения. При анализе взаимодействия плазменных струй ЭРД с панелями СБ геостационарных КА целесообразно выделить два режима:

- первый характеризует «высоковольтное» взаимодействие, когда поверхность панели бомбардируют ускоренные в электрическом поле СБ ионы с  $W_i \geq 1.0$  кэВ;
- второй — взаимодействие при номинальных рабочих напряжениях СБ, когда  $W_i \approx 200 \dots 300$  эВ.

Второй режим характеризует также случай взаимодействия плазменных струй ЭРД с СБ в отсутствие радиационной электризации.

Длительность первого «высоковольтного» режима порядка 0.001 с, второго — определяется временем работы ЭРД на орбите.

Соотношение  $n_i \geq 10^{14} \text{ м}^{-3}$  из [31] определяет концентрацию ионов потока плазмы, способной стимулировать пробой радиационно-заряженной СБ при нейтрализации. Пробой сопровождается электромагнитными шумами ВЧ-диапазона, распылением защитных стекол и разрушением ФЭП. Параметры такого импульсного разряда близки к параметрам радиационно-стимулированного пробоя защитного стекла при дифференциальной электризации СБ [6, 31]. Влияние радиационно-стимулированных пробоев может быть учтено при описании влияния электризации на потери мощности СБ.

При концентрации ионов выхлопа ЭРД  $n_i \leq 10^{14} \text{ м}^{-3}$  происходит «мягкая», без пробоев, нейтрализация высоковольтных зарядов на поверхности СБ, нейтрализация, сопровождающаяся рассеянием поверхностных загрязнений, адсорбированных слоев, десорбией частиц с поверхности СБ, стимулированной плазменной струей и распылением защитных стекол ионами Xe [12].

Аналогичные процессы — очистка поверхности и физическое распыление защитных стекол — характеризуют взаимодействие плазменных струй ЭРД с СБ в условиях второго режима и в отсутствие радиационной электризации.

К числу перспективных для применения в системе коррекции орбиты и управления КА относятся импульсные плазменные двигатели (ИПД) с твердым диэлектриком (тефлон, фторопласт-4,  $C_2F_4$ ) в качестве рабочего тела [8]. В составе продуктов выхлопа таких ЭРД преобладают компоненты с массовыми числами 31, 50 и 69 — CF,  $CF_2$  и  $CF_3$  соответственно (масс-спектрограмма работы [37]). Средняя масса ионов выхлопа по результатам зондовых измерений работы [29] составляет 53 а. е. м. При средней скорости ионов на оси трассы плазмоида  $V_\infty \geq 30$  км/с это соответствует энергии  $W_i \geq 250$  эВ при температуре электронов плазмы  $T_e \approx 2 \dots 2.5$  эВ [29, 37]. Взаимодействие таких потоков с поверхностью защитного стекла СБ

( $SiO_2$ ) сопровождается процессами очистки и травления [9]. Дефекты, образующиеся на поверхности стекла, обусловлены двумя факторами: физическим распылением и химическим взаимодействием ионов с  $SiO_2$ . На поверхности стекла наблюдаются два вида нарушений: радиационные повреждения, вызванные воздействием высокогенергичных ( $W_i \geq 100$  эВ) ионов, и загрязнение, обусловленное образованием нелетучих продуктов химических реакций.

Условием моделирования взаимодействия плазменных струй ЭРД с СЭ на орбите и на стенде является равенство удельных зарядов  $q_m = q_h$  и энергий  $W_{im} = W_{ih}$  односортных ионов, переносимых струей ЭРД на поверхность СБ.

Плотность ионного тока и удельных зарядов, переносимых на облучаемую поверхность для конкретной геометрии СБ — ЭРД может быть определена по результатам численного решения задачи о структуре струи СПД [46, 51] или с помощью приближенных моделей [29, 30], аппроксимирующих измеренные в плазменных струях-выхлопах двигателей КА значения и пространственно-временное распределение плотности ионного тока [5, 33, 37].

Учитывая многообразие процессов и явлений, характеризующих взаимодействие плазменных струй ЭРД с СБ, оценка степени снижения прозрачности защитных стекол и потерь электрической мощности СБ из-за такого воздействия может быть получена только экспериментально.

На рис. 3 представлена зависимость спада электрической мощности  $P/P_0$  от удельного заряда  $q$ , перенесенного на поверхность СБ плазменными струями ЭРД: точки — результаты экспериментальных исследований работы [26] в струе СПД при расходах Xe  $m = 2 \dots 3$  мг/с, токе разряда  $I_p = 2$  А

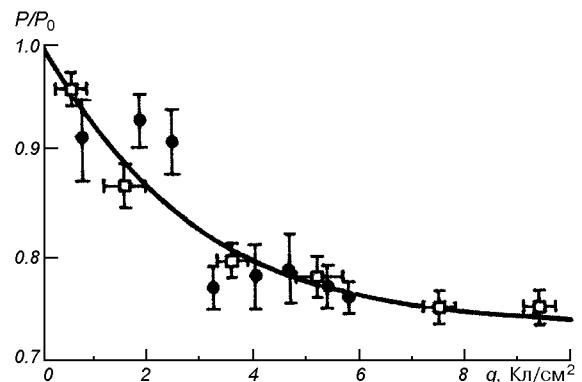


Рис. 3. Потери мощности из-за воздействия плазменных струй ЭРД: точки — данные [26], наши измерения, кривая — аппроксимация (1)

и напряжении  $U_p = 300$  В; кривая — аппроксимация (1) при  $\xi = 0.73$ ;  $\eta = 2.8$  года и  $t = q$ . Спад электрической мощности СБ пропорционален 20 % потери прозрачности защитного стекла К-208 для  $\lambda = 40\ldots100$  нм.

Квадратиками на рис. 3 представлены результаты наших исследований зависимости  $P(q)/P_0$  при облучении СБ плазменными струями ИПД (фторопласт-4). Корреляция данных обусловлена близостью энергии ионов  $W_i$  и коэффициента распыления  $\text{SiO}_2$  в струях СПД и ИПД. Корреляция этих точек позволяет предположить, что для системы  $\text{CF}_x\text{-SiO}_2$ , как и для  $\text{Xe}^+\text{-SiO}_2$ , изменение мощности СБ обусловлено уменьшением прозрачности защитного стекла.

Наличие на поверхности панелей СБ механических повреждений, технологических стыков, трещин, пор и микроотверстий в изоляторе, соединяющем соседние СЭ проводит к сбиранию тока через плазму струй ЭРД, формированию цепи уравнивающего тока, приводящей к потере мощности СБ [20, 34, 40].

**Загрязнение защитных стекол.** Продукты газоизделия, сублимации и деструкции органических и композитных материалов наружных поверхностей КА, образующиеся под воздействием ионизирующего излучения, термоциклирования и радиационной электризации, продукты выхлопа двигателей КА адсорбируются на поверхности защитных стекол СБ. УФ-составляющая солнечного излучения активирует и стимулирует фотохимические реакции и процессы полимеризации компонентов загрязнения на поверхности защитных стекол. Результатом такого воздействия является образование устойчивых пленок и покрытий на поверхности защитных стекол, изменение оптических характеристик материалов: коэффициента поглощения солнечного излучения  $\alpha_s$ , излучательной способности  $\varepsilon$ , уменьшение потока света, поступающего непосредственно на ФЭП и, как следствие, — снижение электрической мощности СБ [35, 41].

Условием численного и физического моделирования влияния загрязнения защитных стекол СБ является равенство значений и зависимостей интегрального коэффициента поглощения солнечного излучения:  $\alpha_s^{(M)}(t) = \alpha_s^{(H)}(t)$ .

Для оценки изменения электрической мощности СБ из-за слоя загрязнения на защитном стекле может быть использована формула [50]

$$\frac{P}{P_0} = \frac{\int S(\lambda) I(\lambda) \exp[-\alpha_c(\lambda) l_k] d\lambda}{\int S(\lambda) I(\lambda) d\lambda}, \quad (2)$$

где  $S(\lambda)$  — спектральная плотность потока солнеч-

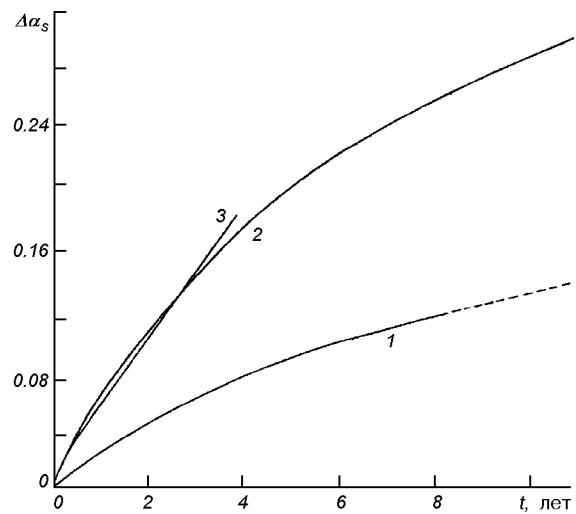


Рис. 4. Изменение интегрального коэффициента поглощения солнечного излучения защитного покрытия СБ на орбите: 1 — данные для ГЕО [41], 2 — наши расчеты для GPS, 3 — для GPS [41]

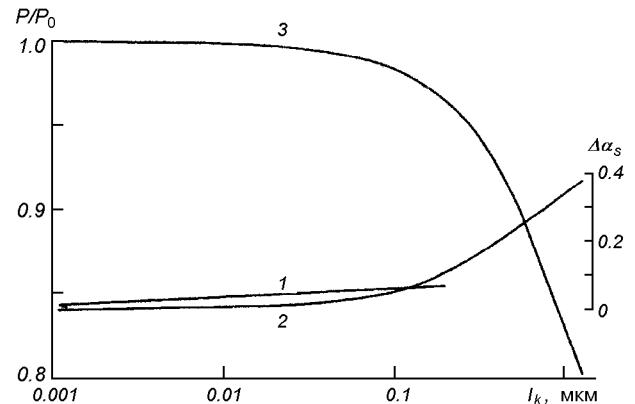


Рис. 5. Влияние толщины слоя загрязнения на величину интегрального коэффициента поглощения солнечного излучения (кривая 1 — данные [18], 2 — [49], шкала справа) и на мощность СБ (3 — по данным [49], шкала слева)

ного излучения,  $I(\lambda)$  — спектральная фоточувствительность СЭ [48, 50],  $\alpha_c(\lambda)$  — спектральный коэффициент поглощения слоя загрязнения;  $\alpha_c = 4\pi\chi/\lambda$ ,  $\chi$  — показатель поглощения.

Изменение интегрального коэффициента поглощения солнечного излучения защитного покрытия СБ (плавленный кварц)  $\Delta\alpha_s = \alpha_s - \alpha_{0s}$  ( $\alpha_{0s}$  — начальное значение) при длительной эксплуатации на орбите иллюстрирует рис. 4: кривая 1 соответствует СБ ИСЗ «Intelsat-IV» на ГЕО, штриховая

Изменение приращения  $\Delta l_k$  толщины слоя загрязнения и  $l_k(t)$  на СБ блока I KA GPS [50]

Время $t$ , лет	$\Delta l_k$ , нм	$l_k$ , нм
0.08	23.3	23.3
0.25	11.0	43.9
0.5	10.1	77.4
1.0	9.0	137.0
1.5	8.6	188.3
2.0	7.8	238.7
2.5	8.6	287.9
3.0	8.1	338.3
3.5	8.1	386.9
4.0	8.6	437.3
4.5	8.1	487.7
5.0	8.6	538.1

часть кривой 1 — экстраполированные значения  $\Delta\alpha_s$  из [41]. Зависимость  $\Delta\alpha_s(l_k)$ , где  $l_k$  — толщина слоя загрязнения на поверхности защитного стекла СБ, показана на рис. 5: кривая 1 — загрязнение летучим конденсированным компонентом твердого топлива — продуктом выхлопа двигателей КА после 245 часов облучения УФ-излучением [18]; кривая 2 — данные [49].

Расчетная зависимость  $P(l_k)/P_0$ , полученная для типичных зависимостей  $\alpha_c(\lambda)$ ,  $S(\lambda)$  и  $I(\lambda)$  из [49], представлена на рис. 5 (кривая 3). Кривая  $P(l_k)/P_0$  характеризует изменение мощности СЭ из р-кремния с удельным сопротивлением  $\rho = 2 \text{ Ом} \cdot \text{см}$  с защитным покрытием из плавленого кварца толщиной  $\delta = 0.3 \text{ мм}$ . Зависимости  $\alpha_s(t)$ ,  $\alpha_s(l_k)$  и  $P(l_k)/P_0$ , приведенные на рис. 4 и 5, позволяют оценить влияние «типичного» загрязнения защитного стекла на спад мощности СБ в видимой части спектра для длин волн  $\lambda = 0.25...1.1 \text{ мкм}$ .

Учитывая, что в диапазоне  $2.0 \leq \rho \leq 10 \text{ Ом} \cdot \text{см}$  влияние удельного сопротивления на спад электрической мощности кремниевого р-типа СЭ сказывается только при флюенсах электронов с энергией  $1 \text{ МэВ } \Phi_e > 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$  [13], приведенные зависимости могут быть использованы для оценки потерь мощности СЭ с удельным сопротивлением  $2.0 \leq \rho \leq 10 \text{ Ом} \cdot \text{см}$  при  $\Phi_e < 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ .

Наша расчетная зависимость  $P(t)/P_0$ , представленная на рис. 6 (кривая 1), иллюстрирует влияние загрязнения на спад мощности СБ на ГЕО. С погрешностью порядка 0.5 % она соответствует аппроксимации (1) при  $\xi = 0.94$  и  $\eta = 4.59$  года. В качестве начального значения интегрального коэффициента поглощения солнечного излучения принято  $\alpha_{0s} \approx 0.07$  («Intelsat-IV» [41]).

Если, как в случае с KA GPS, известна зависи-

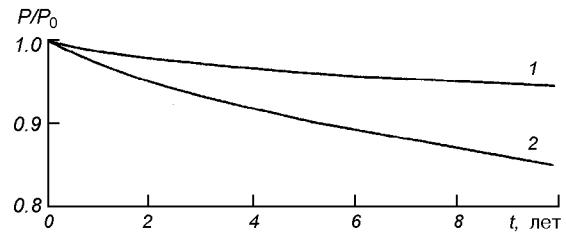


Рис. 6. Потери мощности СБ из-за загрязнения защитных стекол и покрытий (наши оценки): 1 — расчет для ГЕО, 2 — для GPS

мость  $l_k(t)$ , процедура оценки значений  $P(t)/P_0$  СБ упрощается. В табл. 1 приведены результаты оценок приращения  $\Delta l_k(t)$  и толщины слоя  $l_k(t)$  для СБ блока I KA GPS из [50]. Для  $t \geq 1.5$  года изменение толщины слоя загрязнения лежит в пределах  $8.1 \leq \Delta l_k \leq 8.6 \text{ нм}$ . Результаты наших оценок значений  $P(t)/P_0$ , выполненных для СБ KA GPS с использованием зависимостей  $l_k(t)$  и  $P(l_k)/P_0$  (рис. 5 и таблица), представлены на рис. 6 (кривая 2). Для  $t \geq 5$  лет значения  $l_k$  получены экстраполяцией табличных данных с учетом помесячного изменения толщины слоя загрязнения  $\Delta l_k$ . Наиболее резкий спад мощности СБ из-за загрязнения защитных стекол имеет место во временном интервале от 0.5 до 3.5 лет, когда происходит интенсивное увеличение толщины слоя загрязнения. В дальнейшем рост слоя стабилизируется, что приводит и к стабилизации изменения  $\Delta P/P_0$ . При  $t > 3.5$  лет уменьшение мощности не превосходит 1 % в год. Стабилизация спада мощности СБ KA GPS, иллюстрируемая кривой 2 рис. 6 при  $t \geq 3.5$  года, коррелирует с данными табл. 1. Корректность расчетной процедуры и достоверность зависимости  $P(t)/P_0$  для ГЕО и высокой круговой (GPS) орбиты подтверждает соответствие кривых 2 и 3 рис. 4: кривая 2 — зависимость  $\Delta\alpha_s(t)$  для GPS, полученная нами, кривая 3 — данные [41] для GPS.

#### ИНТЕГРАЛЬНОЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ ОКОЛОСПУТНИКОВОЙ СРЕДЫ

Энергетическая характеристика СБ — результат интегрального воздействия комплекса факторов околоспутниковой среды, присущих условиям эксплуатации КА. Интегральную характеристику спада мощности СБ при воздействии околоспутниковой среды аппроксимирует соотношение

$$\frac{\Delta P_\Sigma(t)}{P_0} = \sum_{i=1}^n k_i \frac{\Delta P_i(t)}{P_0}, \quad (3)$$

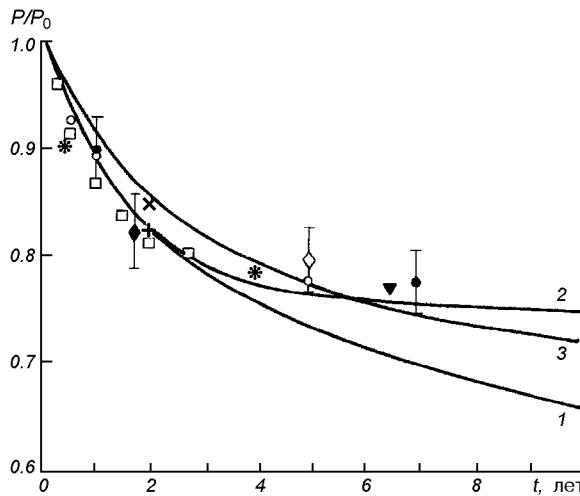


Рис. 7. Интегральное воздействие факторов околоспутниковой среды и технологических дефектов на спад мощности СБ: 1 — сумма всех повреждений, 2 — усредненные значения, 3 — влияние среды на ГЕО

полученное на основе принципа максимума производства необратимой составляющей энтропии, в предположении, что параметр  $P(t)/P_0$  пропорционален приращению необратимой составляющей энтропии и является количественной мерой накопленных повреждений. Используется принцип линейного суммирования повреждений. Здесь  $\Delta P_i(t)/P_0 = 1 - P_i(t)/P_0$ ,  $k_i$  — коэффициент пропорциональности, учитывающий влияние отдельных факторов и эффекты наложения [10, 21],  $n$  — количество факторов.

Величина коэффициента  $0 \leq k_i \leq 1$  и количество факторов  $n$  определяется вкладом каждого фактора для конкретного КА. Худший случай, когда все повреждения суммируются при  $k_i = 1$  ( $\sum k_i = n$ ), иллюстрирует кривую 1 рис. 7: учитывается влияние интегрального воздействия ионизирующего излучения, термоциклирования, радиационной электризации и загрязнения на ГЕО. Характеристика получена суммированием значений  $\Delta P(t)/P_0$ , приведенных на рис. 1 (кривая 1), рис. 2 (кривые 1, 3) и рис. 6 (кривая 1). На рис. 7 кривая 2 характеризует усредненные значения  $P_\Sigma(t)/P_0$  при воздействии ионизирующего излучения, загрязнения, термоциклирования и радиационной электризации, включая влияние технологических дефектов (незащищенные участки СБ) и соответствует аппроксимации (1) при  $\xi = 0.755$  и  $\eta = 1.7$  года. Квадратики — данные для ИСЗ серии «Intelsat-II» F3 [17], кружки — спад мощности СБ на ИСЗ IDSCS-II (по минимуму тока короткого замыкания, пробои)

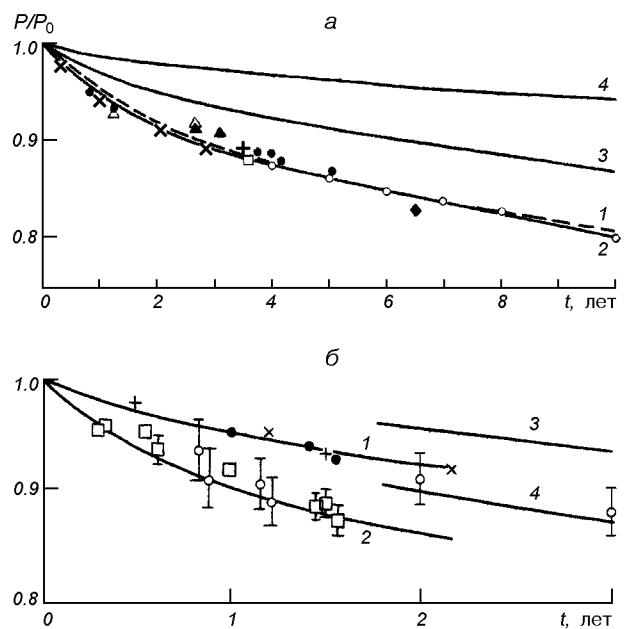


Рис. 8. Потери мощности СБ геостационарных КА на орбите: а — спокойное Солнце, б — вспышки на Солнце (детали см. в тексте)

[24], ромбики — стендовые испытания из [13, 38], прямые и косые крестики — результаты для ATS-6, темный ромбик — для ИСЗ «LES-6» [13], точки — оценки суммарных потерь мощности СБ с защитным покрытием из плавленого кварца толщиной  $\delta = 0.3$  мм на ГЕО из [24], треугольник — ATS-5; звездочки — ИСЗ «Intelsat-1» [13, 17] (штрихи соответствуют предельным значениям для части незащищенной поверхности СБ от 0.2 до 5.6 %). Потери мощности СБ из-за загрязнения защитных стекол в результате радиационной электризации по оценке [49] составляют 31 %. Термоциклирование стабилизирует процесс газовыделения, снижает выходы радиационного газовыделения из углепластика каркаса на 15 % [14]. С учетом этих обстоятельств можно принять  $k_{\text{эл}} \approx 0.69$  и  $k_{\text{тц}} \approx 0.85$ . Зависимость  $P_\Sigma(t)/P_0$ , характеризующая влияние интегрального воздействия околоспутниковой среды на ГЕО, рассчитанная при  $k_{\text{изл}} \approx 1.0$ ,  $k_{\text{грз}} \approx 1.0$ ,  $k_{\text{эл}} \approx 0.69$  и  $k_{\text{тц}} \approx 0.85$  показана на рис. 7 кривой 3. Расхождение кривых 2 и 3 на рис. 7 (3 %) обусловлено влиянием незащищенных участков СЭ.

Корректность выбора таких значений коэффициентов  $k_i$  подтверждает соответствие расчетных и экспериментальных значений  $P_\Sigma(t)/P_0$  рис. 8, а. Кривая 1 на рис. 8, а характеризует расчетные значения  $P(t)/P_0$  интегрального воздействия около-

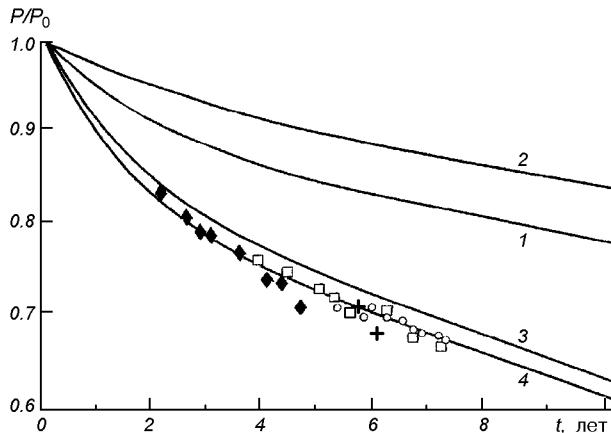


Рис. 9. Потери мощности СБ КА GPS из-за воздействия околоспутниковой среды на орбите (детали см. в тексте)

спутниковой среды в условиях спокойного Солнца на ГЕО: ионизирующего излучения, загрязнения и термоциклирования, кривая 2 соответствует аппроксимации (1) при  $\xi = 0.8$  и  $\eta = 4.0$  года, кривая 3 — ионизирующее излучение, 4 — загрязнение, точки — нормированные значения мощности СБ, измеренные на ИСЗ «Intelsat-IV», треугольники — ИСЗ «Western Union» F1, F2; темные треугольники — «Telesat» Anik F1, F2; крестики — «Tacsat» [13]; кружки — усредненные данные [24] для СБ на ГЕО; ромбик — «ATS-5» [13]; косые крестики — значения, измеренные для 1-й группировки ИСЗ IDSCS [24]; квадратик — «LES-6». Измеренные значения  $P_{\Sigma}(t)/P_0$  соответствуют СЭ с  $\rho = 10 \text{ Ом} \cdot \text{см}$  и  $\delta = 0.3 \text{ мм}$ .

Вспышки на Солнце существенно усложняют радиационную обстановку, вносят неопределенность в расчеты потерь мощности СБ из-за необходимости выбора значений эквивалентного флюенса электронов с энергией 1МэВ, эквивалентного не только флюенсам электронов и протонов РПЗ, но и протонов, порожденных вспышками на Солнце. На рис. 8, б представлены зависимости  $P(t)/P_0$  для СБ геостационарных КА «Yamal» и «Sesat» [39]. СБ «Yamal» и «Sesat» — монокристалл кремния с удельной проводимостью  $\rho = 10 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ , покрытый защитным стеклом типа К-215М толщиной  $\delta = 0.2 \text{ мм}$ . Измерения в течение  $0.25 \leq t \leq 1.6$  года совпали со вспышками на Солнце. Кружки и квадратики характеризуют измерения на орбите, косые крестики и точки — влияние ионизирующего излучения — расчетные значения  $P(t)/P_0$  из [39] для значений эквивалентного флюенса  $\Phi_e \approx 3.4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$  (КА «Yamal») и  $\Phi_e \approx 2.9 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$  (КА «Sesat»).

Наши расчеты для этих же значений  $\Phi_e$  показаны прямыми крестиками; кривая 1 усредняет расчеты. Кривая 2 иллюстрирует интегральное воздействие четырех факторов околоспутниковой среды: ионизирующего излучения (с учетом вспышек на Солнце), загрязнения, термоциклирования и электризации ( $k_{\text{изл}} \approx 1.0$ ,  $k_{\text{грз}} \approx 1.0$ ,  $k_{\text{тщ}} \approx 0.85$  и  $k_{\text{эл}} \approx 0.69$ ). Кривая 3 — воздействие ионизирующего излучения для спокойного Солнца; 4 — интегральное воздействие без вспышек. При расчетах принято, что характеристики радиационной стойкости — спектральные зависимости коэффициентов пропускания защитных стекол К-208, К-215М и плавленого кварца в диапазоне длин волн  $\lambda = 0.4...1.1 \text{ мкм}$  идентичны [11].

Корректность процедуры оценки влияния интегрального воздействия факторов околоспутниковой среды на СБ с использованием соотношения (3) и зависимостей  $P(t)/P_0$ , характеризующих влияние отдельных факторов околоспутниковой среды, подтверждают и данные рис. 9 для КА GPS на высокой круговой орбите. Кривая 1 рис. 9 иллюстрирует влияние ионизирующего излучения, 2 — загрязнения защитных стекол СБ, 3 — ионизирующего излучения плюс загрязнение ( $k_{\text{изл}} \approx 1.0$ ,  $k_{\text{грз}} \approx 1.0$ ). Кривая 4 характеризует интегральное воздействие трех факторов: ионизирующего излучения, загрязнения и термоциклирования ( $k_{\text{тщ}} \approx 0.85$ ) на СБ КА GPS. Кружки — измерения для GPS блок II КА 13-17, ромбики — блок II КА 18-21, крестики — блок II-A КА 22-40, квадратик — блок I КА 1-6 (данные получены нормированием значений мощности СБ из [48] на  $P_0$ ).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Получены расчетно-экспериментальные зависимости  $P(t)/P_0$ , иллюстрирующие влияние факторов околоспутниковой среды на изменение электрической мощности СБ при длительном (около 10 лет) функционировании на орбите. Спад электрической мощности СБ — следствие процессов, механизмов и эффектов, характеризующих взаимодействие потоков газа, плазмы и излучения с твердым телом, таких как образование радиационных дефектов в полупроводниках, пленок и слоев загрязнения на поверхности защитных стекол, эрозия и распыление защитных стекол плазменными струями, разрушение стекол с образованием трещин, каверн, сколов, микропор и каналов проводимости при радиационно-стимулированных пробоях. Достоверность энергетических характеристик, точность и

корректность использованных расчетных и экспериментальных процедур подтверждает соответствие расчетных и измеренных (стенды, спутники) значений  $P(t)/P_0$ , полученных нами и другими исследователями. Энергетические характеристики определены для СЭ из р-кремния с удельной проводимостью  $2 \leq \rho \leq 10 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ , покрытых защитными стеклами (плавленый кварц, К-215М) толщиной 0.15, 0.2 и 0.3 мм. Полученные зависимости  $P(t)/P_0$  могут быть пересчитаны для  $0.05 \leq \delta \leq 2.5 \text{ мм}$  и условий эксплуатации СБ на высоких круговых, как в случае с КА GPS, и апогейной части высокоэллиптических орбит.

1. Акишин А. И. Эмиссионные процессы при электрическом пробое радиационно-заряженных диэлектриков // Физ. и химия обработки материалов.—1998.—№ 5.—С. 27—30.
2. Акишин А. И., Тютрин Ю. И., Цепляев Л. И. Электроразрядный механизм повреждения солнечных батарей при электронном облучении // Физ. и химия обработки материалов.—1996.—№ 6.—С. 56—61.
3. Антонов В. М., Пономаренко А. Г. Лабораторные исследования эффектов электризации космических аппаратов. — Новосибирск: Наука, 1992.—115 с.
4. Асхабов С. Н., Бургасов М. П., Веселовзоров А. Н. и др. Исследование струи стационарного плазменного ускорителя с замкнутым дрейфом электронов (УЗДП) // Физ. плазмы.—1981.—7, № 1.—С. 225—230.
5. Асхабов С. Н., Гдрличко Д. П., Козлов А. И. и др. Исследование воздействия струи и теплового излучения электроракетного двигателя на солнечные батареи космического аппарата // Космич. исслед.—1988.—26, № 5.—С. 796—799.
6. Бургасов М. П., Надирадзе А. Б., Чиров А. А. и др. Эффекты взаимодействия струи электрореактивных двигателей и солнечных батарей космического аппарата // Космич. исслед.—1994.—32, № 4/5.—С. 194—201.
7. Войщена В. С., Гужова С. К., Титов В. И. Воздействие низкотемпературной плазмы и электромагнитного излучения на материалы. — М.: Энергоатомиздат, 1991.—224 с.
8. Гришин С. Д., Лесков Л. В. Электрические ракетные двигатели космических аппаратов. — М: Машиностроение, 1989.—216 с.
9. Данилин Б. С., Киреев В. Ю. Применение низкотемпературной плазмы для травления и очистки материалов. — М.: Энергоатомиздат, 1987.—264 с.
10. Ермоленко А. Ф. О проверке гипотезы линейного суммирования повреждений // Тр. Моск. энерг. ин-та.—1974.—Вып. 185.—С. 52—54.
11. Колпун М. М. Солнечные элементы. — М: Наука, 1987.—192 с.
12. Корн В. З., Шувалов В. А. Зондовая диагностика потока частиц, десорбируемых с поверхности твердого тела струей разреженной плазмы // Прикл. мех. и техн. физ.—1993.—34, № 5.—С. 144—150.
13. Крейнин Л. Б., Григорьева Г. М. Солнечные батареи в условиях воздействия космической радиации // Итоги науки и техн. ВИНИТИ. Исслед. космич. пространства.—1979.—13.—128 с.
14. Куликов И. А., Куприй А. А., Ничипоров Ф. Г. и др. Экспериментальное исследование воздействия факторов космического пространства на долговечность углепластиков // Физ. и химия обработки материалов.—1993.—№ 1.—С. 47—56.
15. Куликов И. А., Куприй А. А., Юрлова Г. А. Экспериментальные исследования воздействия факторов космического пространства на долговечность углепластиков // Физ. и химия обработки материалов.—1993.—№ 4.—С. 38—46.
16. Летин В. А. Проблемы электризации солнечных батарей космических аппаратов // Космонавтика и ракетостроение.—2003.—№ 30.—С. 42—53.
17. Модель космического пространства (Модель космоса-82) / Под. ред. Н. С. Вернова. — М.: МГУ, 1983.—Т. 2.—770 с.
18. Нефф Дж. А., Муллен К. Р., Фогдол Л. Б. Влияние моделируемых условий на синхронной орбите на характеристики загрязненного оптического солнечного рефлектора // Аэрокосмич. техн.—1987.—№ 8.—С. 91—98.
19. Олсен Р. К. «Рекордные» потенциалы зарядки, зарегистрированные во время полета спутника ATS-6 // Аэрокосмич. техника.—1988.—№ 5.—С. 90—97.
20. Паркс Д. Е., Кац И. Взаимодействие плазмы, порождаемой космическим аппаратом, с высоковольтными солнечными панелями // Ракетная техника и космонавтика.—1980.—18, № 1.—С. 64—69.
21. Переверзев Е. С. Модели накопления повреждений в задачах долговечности. — Киев: Наук. думка, 1995.—360 с.
22. Присняков В. Ф. К вопросу о деградации солнечных батарей на космических аппаратах // Космична наука і технологія.—1996.—2, № 1/2.—С. 73—81.
23. Распыление твердых тел ионной бомбардировкой / Под ред. Р. Бериша. — М: Мир, 1986.—Т. 2.—488 с.
24. Раушенбах Г. Справочник по проектированию солнечных батарей. — М: Энергоатомиздат, 1983.—360 с.
25. Фудзи Х., Сибуя И., Абэ Т. и др. Моделирование процессов электризации и разрядки электроизоляционных покрытий ИСЗ путем облучения их поверхности электронными пучками // Аэрокосмич. техн.—1989.—№ 5.—С. 104—111.
26. Чиров А. А., Бургасов М. П., Заягин В. Р. и др. Влияние струй плазмы электрореактивных двигателей на энергетические характеристики солнечных батарей // Космич. исслед.—1997.—35, № 3.—С. 331—333.
27. Шувалов В. А. Моделирование взаимодействия тел с ионосферой. — Киев: Наук. думка, 1995.—180 с.
28. Шувалов В. А. Определение интегральной излучательной способности электропроводящих материалов с помощью термоанемометрических зондов // Теплофиз. высоких температур.—1984.—22, № 3.—С. 492—496.
29. Шувалов В. А., Быстрицкий М. Г., Кочубей Г. С., Чурилов А. Е. Структура струек и струй импульсной плазмы, расширяющейся в вакуум // Теплофиз. высоких температур.—2004.—42, № 1.—С. 23—30.
30. Шувалов В. А., Кочубей Г. С., Лазученков Д. Н. Структура струй-выхлопов двигателей космических аппаратов // Космічна наука і технологія.—2003.—9, № 4.—С. 17—25.
31. Шувалов В. А., Приймак А. И., Губин В. В. Радиационная электризация элементов конструкций космических аппаратов. Физическое моделирование, накопление инейтрализация заряда // Космич. исслед.—2001.—39, № 1.—С. 18—26.
32. Ягушкин Н. И., Графодатский О. С., Ислеев Ш. Н. и др. Радиационно-электрические явления в диэлектрических материалах космических аппаратов при электризации // Исслед. по геомагнетизму, аэрономии и физ. Солнца.—1989.—Вып. 86.—С. 131—168.
33. Boyd I. D. Review of hall thruster plume modelling // J. Spacecraft and Rockets.—2001.—38, N 3.—P. 381—387.
34. Brosse S. Electrical effects of plasma propulsion on geostationary telecommunication satellite // Alcatel Telecommunications Rev.—2001.—N 4.—P. 270—277.
35. Dever J. A., Bruckner E. J., Scheiman D. A., et al. Contamination of space environmental effects on solar cells and thermal

- control surfaces // J. Spacecraft and Rockets.—1995.—32, N 5.—P. 832—838.
36. Garrett H. The geosynchronous plasma environment // Technol. Environment Spatial. Toulous.—1987.—P. 337—441.
  37. Gatsonis N. C., Eckman R., Yin X., et al. Experimental investigations and numerical modelling of pulsed plasma thruster plumes // J. Spacecraft and Rockets.—2001.—38, N 3.—P. 454—464.
  38. Goldhammer L. G. Irradiation of solar cell candidates for the ATS-F solar cell flight experiment // 9th IEEE Photovoltaic Specialists Conf. — N. Y., 1972.—P. 316—328.
  39. Grigorieva G. M., Kagan M. B., Letin V. A., et al. Analysis of Geostationary spacecraft solar arrays degradation from solar proton flares // Sixth European Space Power Conf., Porto, Portugal., 6–8 May, 2002 (ESA SP-502). — Porto, 2002.—P. 725—730.
  40. Konradi A., Mc Coy J. E., Garriott O. K. Current leakage for low altitude satellites: modeling application // Quantitative modeling of magnetospheric processes. — Washington, 1979.—P. 617—633.
  41. Leet S. J., Fogdall L. B., Wilkinson M. C. Thermo-optical property degradation of irradiated spacecraft surfaces // J. Spacecraft and Rockets.—1995.—32, N 5.—P. 832—838.
  42. Letin V. A. Optical, radiation and thermal cycling losses of power solar array returned from orbital station «Mir» after 10.5 years of operation // Sixth European Space Power Conf., Porto, Portugal, 6–10 May, 2002 (ESA SP-502). — Porto, 2002.—P. 713—718.
  43. Letin V. A., Bordina N. V., Zayavlin V. R., et al. An experimental simulation of space environment effects on the solar-cell battery // Int. Conf. «Problems of spacecraft-environment interaction». — Irkutsk, 1992.—P. 110—112.
  44. Mandell M. J., Katz J., Steen P. J., et al. The effect of solar array voltage patterns plasma power losses // JEEE Transactions on nuclear science.—1980.—NS-27, N 6.—P. 1797—1800.
  45. Stevens N. J., Barbay G. J., et al. Modeling of environmentally induced transients within satellites // J. Spacecraft and Rockets.—1987.—24, N 3.—P. 259—263.
  46. Tajmar M., Gonzalez J., Hilgers A. Modeling of spacecraft-environment interactions on SMART-1 // J. Spacecraft and Rockets.—2001.—38, N 3.—P. 393—399.
  47. Tarasov V. N., Babkin G. V., Morozov E. P., et al. Electrostatic behavior of solar-cell batteries under conditions of radiation electrification // Int. Conf. «Problems of spacecraft-environment interaction». — Irkutsk, 1992.—P. 58—59.
  48. Tribble A. C. Revised estimates of photochemically deposited contamination on the GPS satellites // J. Spacecraft and Rockets.—1998.—35, N 1.—P. 114—116.
  49. Tribble A. C., Boyadjian B., Davis J., et al. Contamination control engineering design guidelines for the aerospace community // NASA Contractor Report / NASA.—1996.—N 4740.—126 p.
  50. Tribble A. C., Haffner J. W. Estimates of photochemically deposited contamination on the GPS satellites // J. Spacecraft and Rockets.—1991.—28, N 2.—P. 222—227.
  51. Van Gilder D. B., Boyd J. D., Keydar M. Particle simulations of a Hall thruster plume // J. Spacecraft and Rockets.—2001.—37, N 1.—P. 129—137.
  52. Yagushkin N. I., Sergeev A. L., Grafodatsky O. S., et al. Laboratory investigations of environment effect on spacecraft structural materials // Int. Conf. «Problems of spacecraft-environment interaction». — Irkutsk, 1992.—P. 48—49.

---

#### HIGH-ALTITUDE SPACECRAFT POWER LOSSES OF SOLAR ARRAYS AS A RESULT OF INTERACTION WITH ENVIRONMENT

V. A. Shuvalov, G. S. Kochubey, A. I. Priymak, N. I. Pismenniy

Design-experiment relationships characterizing the reduction of electric power of solar arrays during long-term (about 10 years) interaction with environment in orbit are obtained. We consider the influence of some environment factors on power losses of solar arrays. These factors are the ionizing and ultraviolet radiations, protection glasses contamination by products of destruction of spacecraft external surface materials, thermocycling, radiation electrification and plasma thrusters plumes. A procedure for the estimation of power reduction of solar arrays in orbit is developed.

УДК 629.07.54

В. В. Каракун, В. Н. Мельник, В. Г. Саверченко

Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут», Київ

## Некоторые аспекты влияния проникающего акустического излучения на приборы и системы инерциальной навигации

*Надійшла до редакції 03.07.03*

Наводяться результати теоретичних та експериментальних досліджень впливу акустичного випромінювання з боку рушійних установок РН на похибки приладів інерціальної навігації, що зумовлені дифракцією звукових хвиль на підвісі гіроскопа та чутливих елементах систем корекції.

Среди множества факторов, влияющих на ошибки систем инерциальной навигации, — продольные колебания фюзеляжа, поступательная и угловая вибрация, кинематическое возбуждение, тепловой факел (в АКС) и другие — следует особо выделить проникающее акустическое излучение со стороны маршевых двигателей. Наиболее опасными с этой точки зрения представляются режимы старта РН, разделения и разведения. В частности, при выводе КА на геостационарную орбиту с использованием разгонных блоков тяжелых носителей типа «Протон», «Зенит», «Циклон-4», «Маяк», а также для решения задач перевода КА с опорной на геостационарную орбиту проникающее акустическое воздействие может достигать 150—160 дБ, а в зоне реактивной струи — выше 180 дБ. Пространственный характер излучения и его проникающая способность не только через элементы конструкции РН (подобно звуковому мостику), но и через среду, с непредсказуемыми вариациями вектора воздействия затрудняют эффективное использование уже известных методов звукоизоляции. Кроме того, звуковые поля генерируют в приборах инерциальной навигации множество форм колебаний, которые в своей совокупности существенно ухудшают точностные характеристики.

Таким образом, актуальной представляется проблема выяснения природы взаимодействия акустического излучения с приборами и системами инер-

циальной навигации, с одной стороны, и синтез инвариантных (или частично инвариантных) конструкций — с другой.

До настоящего времени вопросы анализа силового воздействия звуковых полей на летательные аппараты ограничивались выяснением их прочностных характеристик [1, 9]. В стороне оставалось изучение вязкоупругих свойств конструкций приборов командно-измерительных комплексов и систем инерциальной навигации РН. Можно считать едва ли не единственными в отечественной науке публикации, посвященные выяснению природы прохождения звуковых волн через многофазные системы приборов РН [4] и их элементную базу, включая системы коррекции [2, 3, 5].

Мы сочли целесообразным проанализировать и в какой-то степени обобщить имеющиеся результаты в данной области знаний, очертить круг прикладных задач синтеза приборов и систем инерциальной навигации, работающих в акустических полях.

Специфика излучения звука аэrodинамическим потоком обусловлена, как известно, наличием сферических звуковых волн и остронаправленных волн Маха, которые и являются основным источником шума [1, 7]. Величина среднего квадрата акустического давления  $P$  может быть аппроксимирована выражением

$$\bar{P}^2 \approx \varepsilon^5 l^2 |y|^{-2} (\rho U)^2 M^4 [(1 - M \cos \theta)^2 + \varepsilon^2 M^2]^{-5/2},$$

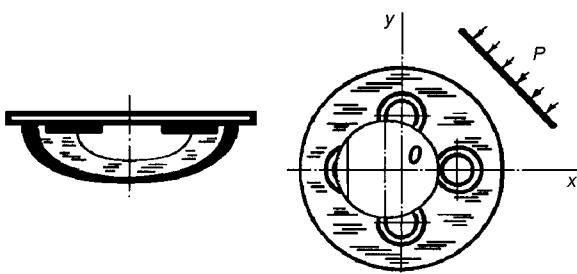


Рис. 1. Жидкостный маятниковый переключатель системы коррекции

где  $M$  — число Маха,  $\varepsilon$  — безразмерный коэффициент турбулентности,  $\theta$  — угол между направлением движения вихрей и направлением излучения. При малых скоростях движения летательных аппаратов это равенство представляет собой известный «закон восьмой степени» Лайтхилла, причем максимум шума соответствует случаю, когда  $M\cos\theta = 1$ .

Часть излучаемой звуковой энергии при этом поглощается ребрами шпангоутов, другая — погонной массой летательного аппарата. Исследования показали, что проникающее внутрь командно-измерительного комплекса акустическое излучение может стать причиной существенного ухудшения точностных характеристик бортовой аппаратуры, в частности навигационных систем. В некоторых случаях звуковые поля могут даже стать определяющими с точки зрения работоспособности приборов в целом. Речь идет о возникновении пространственного или пространственно-частотного резонанса.

Проиллюстрируем вышесказанное на примере анализа погрешностей некоторых типов приборов и систем инерциальной навигации — дифференцирующего и интегрирующего поплавковых гироскопов, гироскопа направления, гирогоризонта, трехосной гиростабилизированной платформы.

К слову, предположение о повышенной уязвимости некорректируемых систем по сравнению с корректируемыми, как оказалось, не всегда подтверждается. Объясняется это тем, что чувствительные элементы систем коррекции подвержены действию проникающего акустического излучения не меньше, чем некорректируемый прибор в целом. Так, в гирогоризонте со смешанной коррекцией от жидкостного маятникового переключателя (ЖМП) под действием проникающей звуковой волны пузырек газа будет совершать вынужденное движение в сторону распространяющейся волны давления, что приведет в итоге к ложному включению системы коррекции, и следовательно, погрешности построе-

ния вертикали места (рис. 1).

Для реальной, несжимаемой жидкости движение пузырька в этом случае будет описываться уравнением вида [5]

$$\begin{aligned} M\ddot{U} + b\dot{U} + c_1 U + m\ddot{U} + \alpha\dot{U} = \\ = (M^0 + m)[\delta_1(t) - \delta_1(t-1)] + \\ + \alpha[\delta_0(t) - \delta_0(t-1)], \end{aligned} \quad (1)$$

где  $M$  — масса пузырька,  $m$  — присоединенная масса,  $M^0$  — масса вытесненной пузырьком жидкости,  $b$  — коэффициент демпфирования,  $c_1$  — коэффициент упругости,  $\alpha$  — коэффициент вязкого сопротивления движению пузырька,  $\delta_1(t)$  — дельта-функция Дирака,  $\delta_0(t)$  — единичная функция Хевисайда.

Решая уравнение (1), можно установить закон движения пузырька:

$$\begin{aligned} U(t) = \omega^{-1} \exp(-\nu t) [(M^0 + m)(M + m)^{-1} - \alpha\nu c_1^{-1}] \times \\ \times [\sin\omega t - \exp\nu t \sin\omega(t-1)] - \\ - \alpha c_1^{-1} \exp(-\nu t) [\cos\omega t - \exp\nu t \cos\omega(t-1)] + \\ + \alpha c_1^{-1} [\delta_0(t) - \delta_0(t-1)], \end{aligned} \quad (2)$$

где

$$\omega^2 = c_1(M + m)^{-1} - \nu^2,$$

$$\nu = (\alpha + b)[2(M + m)]^{-1}.$$

Как частный случай из соотношения (2) можно определить величину предельного перемещения.

Используемые для решения задач построения заданных ориентирных направлений, в частности при решении вопросов курсоуказания, трехстепенные свободные гироскопы под действием проникающего акустического излучения также имеют погрешности. Так, при воздействии звуковой волны в 155—160 дБ ось фигуры имеет систематический дрейф, приводящий через 25—30 мин к потере одной степени свободы. Поясним это с помощью приводимой ниже схемы (рис. 2).

Воздействие волны давления на вертикальные плоскости наружной рамки приводит к появлению момента-помехи  $M_2$ , влияние которого нивелируется межрамочной коррекцией. Действие на горизонтальные плоскости не приводит к появлению момента относительно внутренней оси подвеса.

Механизм воздействия звукового поля на внутреннюю рамку несколько сложнее. Здесь в основном проявляется вредное влияние антисимметричной составляющей акустического давления  $P_a$ , приводящей к дрейфу  $\omega_a$  оси гироскопа [2]:

$$\begin{aligned} \omega_a &= \frac{M_1}{J\Omega \sin(\omega_a, \hat{H})} = \\ &= \rho [J\Omega \sin(\omega_a, \hat{H})]^{-1} \int_S \left[ y \frac{\partial \Phi}{\partial t} \cos(n_z, \hat{\xi}) + \right. \\ &+ y \frac{\partial \varphi}{\partial t} \cos(n_z, \hat{\xi}) - z \frac{\partial \Phi}{\partial t} \cos(n_y, \hat{\xi}) - z \frac{\partial \varphi}{\partial t} \cos(n_y, \hat{\xi}) \left. \right] dS, \end{aligned} \quad (3)$$

где  $\Phi(\xi) = \exp(i(\omega t - k\xi \cos\theta))$  — потенциал скорости падающей волны,  $\varphi$  — потенциал отраженной волны,  $J$ ,  $\Omega$ ,  $H$  — соответственно момент инерции ротора, его угловая скорость вращения и кинетический момент.

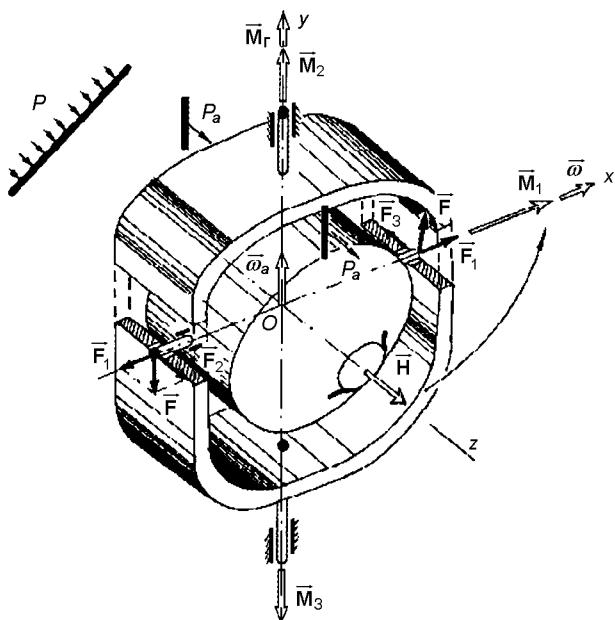


Рис. 2. Механизм взаимодействия акустической волны с гироскопом

С другой стороны, четные формы акустической вибрации крышек внутренней рамки приведут к принудительному повороту ротора вокруг оси, перпендикулярной к вектору кинетического момента  $H$  и послужат причиной погрешности курсоуказания [6].

Обращает на себя внимание тот факт, что конструктивные усовершенствования подвеса гироскопа, эффективно решая задачи повышения точности приборов при отсутствии звукового нагружения, оказываются бессильными нейтрализовать его отрицательное влияние в случае проникающего акустического излучения. Так, струнный подвес трехступенчатого гироскопа, колеблясь в звуковом поле, приводит к девиации главной оси (рис. 3), а упругий перекрестный шарнир двухступенчатого гироскопа вследствие изгибных колебаний под действием звуковой волны приводит к погрешности дифференцирующего гироскопа в виде реакции прибора на «ложную» угловую скорость (рис. 4) [3].

Экспериментальные исследования двухступенчатого поплавкового гироскопа, нашедшего широкое применение в роли чувствительного элемента трехосных гиростабилизированных платформ, показали, что дифракция звуковых волн на подвесе приводит к появлению систематической погрешности измерений (рис. 5), и наличие жидкофазной части подвеса не изолирует, а наоборот, способствует более интенсивной трансляции звукового излучения внутрь прибора [4].

В том случае, когда требования точности построения триортогональной системы координат велики, а массогабаритные характеристики менее жестки, для построения опорной системы координат используют трехосную гиростабилизированную платформу (ГСП). Она позволяет создать в пространстве плоскость определенной угловой ориентации (рис. 6).

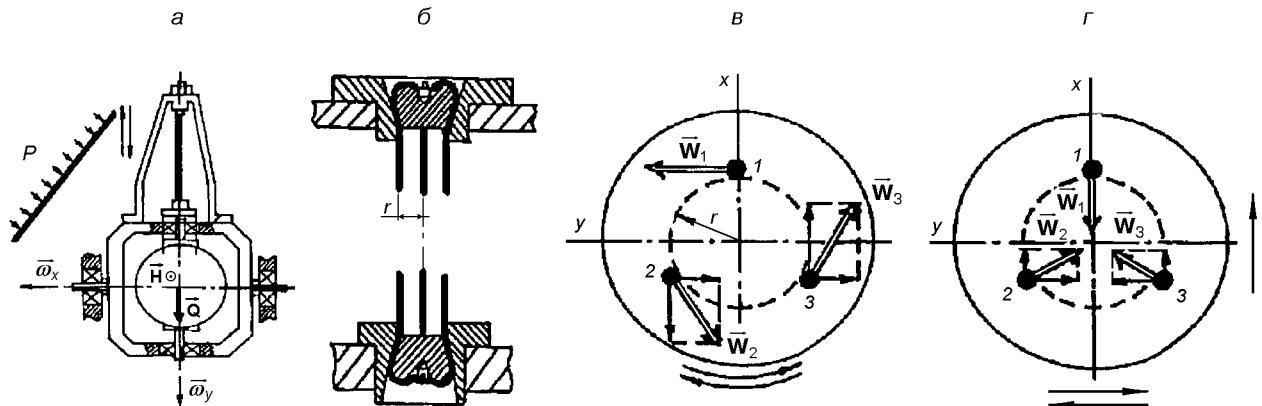


Рис. 3. Струнный подвес: *a* — общий вид свободного астатического гироскопа, *б* — подвес с тремя струнами, *в*, *г* — перемещения точек крепления подвеса под действием акустической волны

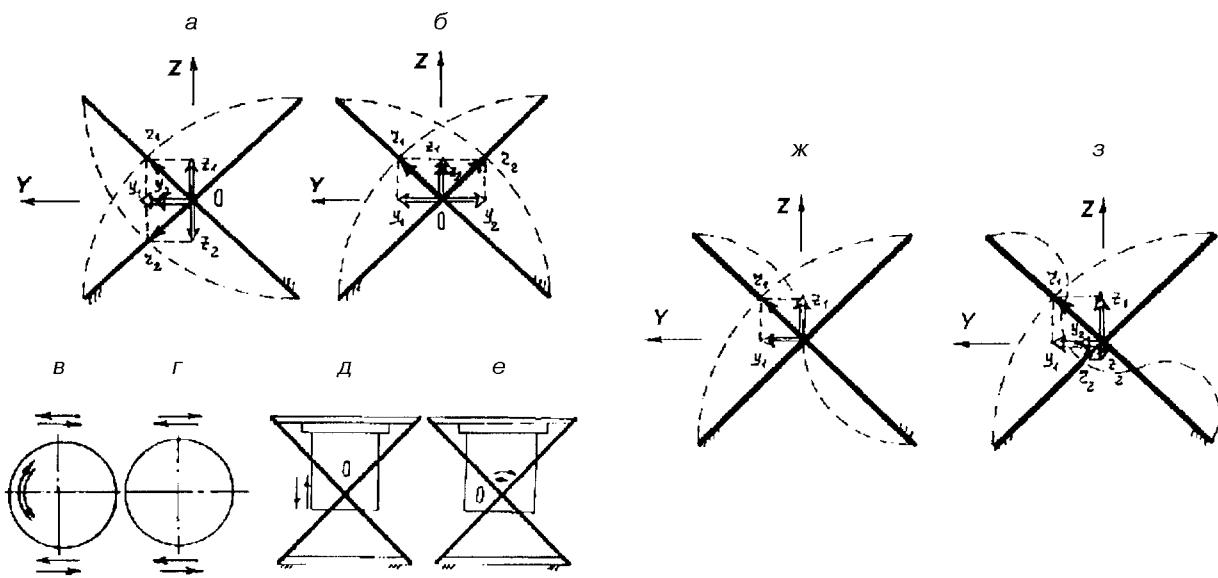


Рис. 4. Перекрестный упругий шарнир для подвеса двухстепенного гироскопа: *a—з* — различные формы изгибных перемещений пластин подвеса

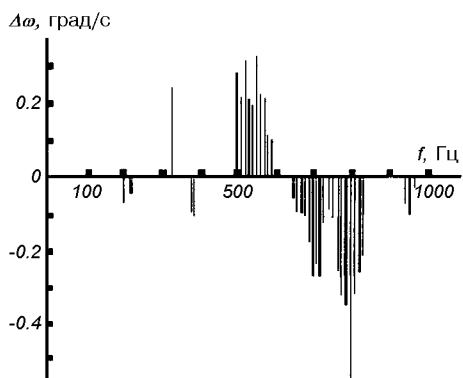


Рис. 5. Погрешность ДУСУ при акустическом воздействии 161 дБ

В отличие от двухосных, здесь возможно построение площадки, которая не только запоминает направление ее нормали, но и сохраняет неподвижными все три координатные оси, с ней связанные. Трехосный силовой гиростабилизатор обладает также рядом существенных достоинств по сравнению с индикаторными гироскопами направления и гиро-вертикалью (так, задачу стабилизации может решать система из двух свободных гироскопов). Одно из них — отсутствие в показаниях кардановой и виражной погрешности.

Трехосная стабилизированная платформа, как известно, имеет погрешности построения неподвижной системы координат, обусловленные качкой основания, а также непосредственно системой ста-

билизации — трением, упругостью, люфтами редукторов и т. п. Но в основном ее уходы обусловлены погрешностями двухстепенных гироскопов, играющих роль чувствительных элементов ГСП. Как показывают исследования, кроме уже изученных возмущающих факторов, на гиростабилизирующие датчики оказывают влияние акустические поля, которые имеют место в натурных условиях. Упругое взаимодействие их с механическими системами приборов способствует возникновению в последних волновых процессов, приводящих в своей совокупности к дополнительным, акустическим, погрешностям. Проанализируем это явление более подробно на примере ГСП с одним гиростабилизирующим элементом по каждой оси (рис. 6). Достоинства таких схем заключаются в том, что трехосные платформы с силовой гиростабилизацией могут использоваться как свободные платформы, сохраняющие заданное направление по отношению к условно неподвижным звездам (с точностью до собственных уходов чувствительных элементов), так и как корректируемые.

Трехосная гиростабилизированная платформа в условиях либо детерминированного, либо случайного углового движения основания, как известно, имеет собственные уходы относительно всех трех осей. Наиболее существенными из всех возмущающих факторов следует считать перекрестные связи по гиростабилизирующим моментам  $H_1 \beta_1 \omega_y$ ,  $H_2 \beta_2 \omega_x$ ,  $H_3 \beta_3 \omega_z$ , которые возникают при отклонении гиромоторов относительно осей подвеса. Вместе с тем,

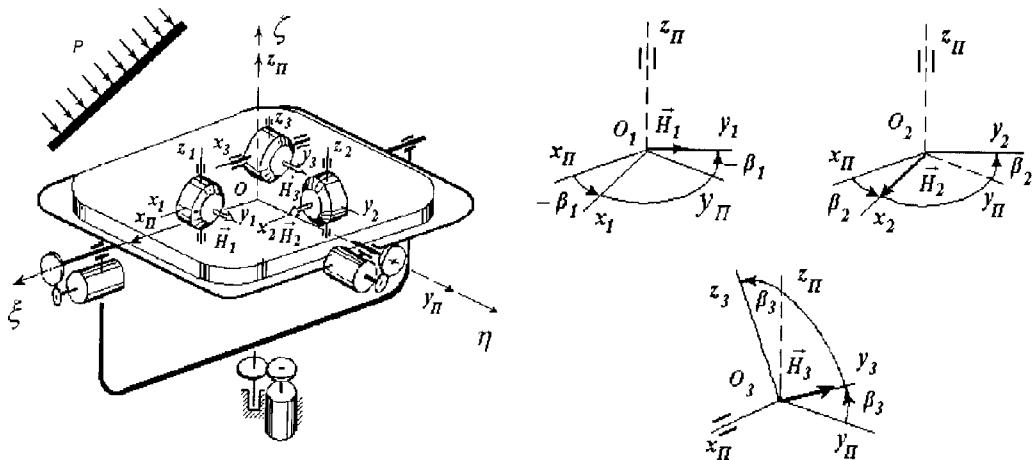


Рис. 6. Кинематическая схема трехосной гиростабилизированной платформы

кроме самостоятельного нежелательного воздействия, кинематическое возмущение в совокупности с акустической вибрацией конструкции приборов также приводит к дополнительным погрешностям чувствительных элементов ГСП [10].

Следует отметить, что в трехосной платформе, даже при достаточно малых углах поворота подвижной части двухступенчатых гироскопов, всегда имеют место взаимные связи между каналами стабилизации, именуемые перекрестными. Их можно разделить на четыре вида — перекрестные связи по гироскопическому моменту (как уже отмечено), перекрестные связи по углу прецессии, по моментам стабилизирующих двигателей и связи, которые зависят от соотношения моментов инерции платформы относительно различных осей и моментов инерции гиromотора относительно соответствующей оси.

Известно, что влияние перекрестной угловой скорости может быть уменьшено использованием двухроторных датчиков, гироскопов с принудительным возвратом на нуль, а также датчиков с электрической пружиной. Все эти методы имеют свои достоинства и недостатки.

Так, использование вращения опор карданова подвеса гироскопов нецелесообразно из-за невозможности применения поплавковых датчиков. Метод принудительного вращения подвеса гироскопа вокруг оси, параллельной вектору кинетического момента, также непригоден в силу возникающих в этом случае гироскопических моментов, приводящих к дополнительным погрешностям чувствительных элементов ГСП. К тому же компенсация этих моментов усложняет практическую реализацию этого метода автокомпенсации.

Основным недостатком метода реверсирования

вектора кинетического момента является компенсация уходов в среднем за период реверса, а метода двухканальности — некоторое увеличение массогабаритных характеристик и лишь усреднение проявления внутренних моментов-помех у гироскопа.

Исследования показывают, что при работе в акустических полях эти методы не являются эффективным средством борьбы с внешними возмущениями. В лучшем случае, они осредняют во времени проявление звукового излучения. Поэтому следует разработать и апробировать иные подходы для оптимизации функционирования ГСП. Наиболее перспективным для этих целей является перфорированный экран, прошедший натурные испытания в звуковых полях высокой интенсивности.

Линеаризованные дифференциальные уравнения движения платформы имеют вид [10]

$$\begin{aligned}
 A\dot{\omega}_x + A\dot{\omega}_{21}^a - H_1\dot{\beta}_1 - k_1F_1(\beta_1) &= M_x, \\
 I_1\ddot{\beta}_1 + f_1\dot{\beta}_1 + H_1\omega_x + H_1\omega_{21}^a &= \\
 &= M_{z1} - H_1\beta_1\omega_y - H_1\beta_1\omega_{22}^a, \\
 B\dot{\omega}_y + B\dot{\omega}_{22}^a + H_2\dot{\beta}_2 + k_2F_2(\beta_2) &= M_y, \\
 I_2\ddot{\beta}_2 + f_2\dot{\beta}_2 - H_2\omega_y - H_2\omega_{22}^a &= \\
 &= M_{z2} - H_2\beta_2\omega_x - H_2\beta_2\omega_{21}^a, \\
 C\dot{\omega}_z + C\dot{\omega}_{23}^a + H_3\dot{\beta}_3 + k_3F_3(\beta_3) &= M_z, \\
 I_3\ddot{\beta}_3 + f_3\dot{\beta}_3 - H_3\omega_z - H_3\omega_{23}^a &= \\
 &= M_{x3} - H_3\beta_3\omega_y - H_3\beta_3\omega_{22}^a,
 \end{aligned} \tag{4}$$

где  $A, B, C$  — моменты инерции ГСП совместно с подвесом относительно осей  $x_\pi, y_\pi, z_\pi$  соответственно,  $f_x, f_y, f_z$  — коэффициенты моментов вязкого

трения платформы,  $\omega_x, \omega_y, \omega_z$  — проекции угловой скорости платформы на оси  $x_\Pi, y_\Pi, z_\Pi$ ,  $M_x, M_y, M_z$  — проекции внешних моментов на оси стабилизации,  $I_x, I_y, I_z$  — моменты инерции подвижной части гироскопов относительно осей прецессии,  $\beta_1, \beta_2, \beta_3$  — углы прецессии гироскопов,  $H_1, H_2, H_3$  — кинетические моменты роторов гироскопов,  $f_1, f_2, f_3$  — коэффициенты моментов вязкого трения поплавковых чувствительных элементов,  $M_{z1}, M_{z2}, M_{x3}$  — проекции внешних моментов на оси прецессии,  $F_1(\beta_1), F_2(\beta_2), F_3(\beta_3)$  — функции, характеризующие зависимость между моментами стабилизирующих двигателей и соответствующими углами прецессии,  $\omega_{2i}^a$  ( $i = 1, 2, 3$ ) — «ложная» угловая скорость, на которую реагирует поплавковый чувствительный элемент ГСП, вызванная влиянием акустического излучения на подвес гироскопа:

$$\begin{aligned} M_{z1} &= -I_1\dot{\omega}_z - I_1\dot{\omega}_{11}^a - M_{T1}\text{sign}\dot{\beta}_1 + M_{\text{дб1}}, \\ M_{z2} &= -I_2\dot{\omega}_z - I_2\dot{\omega}_{12}^a - M_{T2}\text{sign}\dot{\beta}_2 + M_{\text{дб2}}, \\ M_{x3} &= -I_3\dot{\omega}_x - I_3\dot{\omega}_{13}^a - M_{T3}\text{sign}\dot{\beta}_3 + M_{\text{дб3}}, \end{aligned} \quad (5)$$

$M_{T1}, M_{T2}, M_{T3}$  — моменты трения на осях прецессии гироскопов,  $M_{\text{дб1}}, M_{\text{дб2}}, M_{\text{дб3}}$  — моменты дебаланса гироскопов,  $\dot{\omega}_{11}^a, \dot{\omega}_{12}^a, \dot{\omega}_{13}^a$  — дополнительное угловое ускорение подвижной части поплавковых чувствительных элементов вследствие акустической вибрации поверхности подвеса:

$$\begin{aligned} \omega_{21}^a &= \frac{4I_{\Pi1}\omega_z\dot{W}(t)}{H_1R_1}, \\ \omega_{22}^a &= \frac{4I_{\Pi2}\omega_y\dot{W}(t)}{H_2R_2}, \quad \omega_{23}^a = \frac{4I_{\Pi3}\omega_x\dot{W}(t)}{H_3R_3}, \\ \dot{\omega}_{11}^a &= \\ &= \frac{2I_1}{H_1R_1}\left[\dot{\omega}_y\sin\beta_1 + \dot{\omega}_x\cos\beta_1 + \dot{\beta}_1(\omega_y\cos\beta_1 - \omega_x\sin\beta_1)\right] \times \\ &\quad \times [m_{T1}R_1L_1\dot{W}_{T1}(t) + I_{\Pi1}(\dot{V}_1(t) + \pi\dot{W}_1(t))] + \\ &\quad + (\omega_y\sin\beta_1 + \omega_x\cos\beta_1) \times \\ &\quad \times [m_{T1}R_1L_1\ddot{W}_{T1}(t) + I_{\Pi1}(\ddot{V}_1(t) + \pi\ddot{W}_1(t))], \\ \dot{\omega}_{12}^a &= \\ &= \frac{2I_2}{H_2R_2}\left[\dot{\omega}_x\sin\beta_2 + \dot{\omega}_z\cos\beta_2 + \dot{\beta}_2(\omega_x\cos\beta_2 - \omega_z\sin\beta_2)\right] \times \\ &\quad \times [m_{T2}R_2L_2\dot{W}_{T2}(t) + I_{\Pi2}(\dot{V}_2(t) + \pi\dot{W}_2(t))] + \\ &\quad + (\omega_x\sin\beta_2 + \omega_z\cos\beta_2) \times \\ &\quad \times [m_{T2}R_2L_2\ddot{W}_{T2}(t) + I_{\Pi2}(\ddot{V}_2(t) + \pi\ddot{W}_2(t))], \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \dot{\omega}_{13}^a &= \\ &= \frac{2I_3}{H_3R_3}\left[\dot{\omega}_y\sin\beta_3 + \dot{\omega}_z\cos\beta_3 + \dot{\beta}_3(\omega_y\cos\beta_3 - \omega_z\sin\beta_3)\right] \times \\ &\quad \times [m_{T3}R_3L_3\dot{W}_{T3}(t) + I_{\Pi3}(\dot{V}_3(t) + \pi\dot{W}_3(t))] + \\ &\quad + (\omega_y\sin\beta_3 + \omega_z\cos\beta_3) \times \\ &\quad \times [m_{T3}R_3L_3\ddot{W}_{T3}(t) + I_{\Pi3}(\ddot{V}_3(t) + \pi\ddot{W}_3(t))], \end{aligned}$$

$R_i$  — радиусы поплавков  $i$ -го гироскопа,  $L$  — длины поплавков,  $I_{\Pi i}$  — моменты инерции подвижной части поплавков относительно входной оси гироскопа,  $m_{Ti}$  — массы торцов поплавка,  $W_{Ti}(t)$  — прогибы торцов под действием акустического излучения,  $V_i(t), W_i(t)$  — перемещения элементов цилиндрической поверхности поплавка в плоскости шпангоута ( $V_i$  — тангенциальные составляющие,  $W_i$  — радиальные составляющие),

$$\begin{aligned} \dot{V}_i &= i\omega V_i, \quad \ddot{V}_i = -\omega^2 V_i, \\ \dot{W}_i &= i\omega W_i, \quad \ddot{W}_i = -\omega^2 W_i, \\ \dot{W}_{Ti} &= i\omega W_{Ti}, \quad \ddot{W}_{Ti} = -\omega^2 W_{Ti}, \\ V_i &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} V_{mn} \exp(im\beta_{\Pi i}) \sin \frac{n\pi z}{L_i}, \\ W_i &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} W_{mn} \exp(im\beta_{\Pi i}) \sin \frac{n\pi z}{L_i}, \\ V_i &= -im \frac{F_{mn}}{\Delta_{mn}}, \\ W_{mn} &= \left[ \omega^2 \rho - m^2 - \frac{1-\sigma}{2} \left( \frac{n\pi}{L_i} \right)^2 \right] \frac{F_{mn}}{\Delta_{mn}}, \quad (7) \\ \Delta_{mn} &= m^2 + \left[ \omega^2 \rho - m^2 - \frac{1-\sigma}{2} \left( \frac{n\pi}{L_i} \right)^2 \right] \times \\ &\quad \times \left\{ (\omega^2 \rho + 1) + c^2 \left[ \left( \frac{m}{R_i} \right)^2 + \left( \frac{n\pi}{L_i} \right)^2 \right] \right\}, \\ m &= 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \quad n = 0, 1, 2, 3 \dots, \\ F_{mn} &= l_{mn} P_0 \exp(i\omega t), \\ l_{mn} &= \frac{2n\pi [1 - (-1)^n]}{(n\pi)^2 - (k_0 L_i)^2} \times \\ &\quad \times \begin{cases} 1, & \text{если } k_0 R_i q = -m, \\ i \frac{\exp[i(-2\pi k_0 R_i q + \cos\beta_{\Pi i} \cos\epsilon_1)] - 1}{2\pi [k_0 R_i (q + \cos\beta_{\Pi i} \cos\epsilon_1) + m]}, & \text{если } k_0 R_i q \neq -m, \end{cases} \end{aligned}$$

где  $q = \sin\beta_{\text{пп}} \sin\epsilon_1 \sin\epsilon_2$ ,  $k_0 L_i \neq n\pi$ ,  $\beta_{\text{пп}}$  — центральный угол в плоскости шпангоута,  $k_0 = \omega/330 = \omega/c_0$ ,  $\text{м}^{-1}$  — волновое число,  $P_0$  — давление в падающей звуковой волне, дБ,  $W_{\text{Ti}} = W_{\text{T0i}} \exp(i\omega t)$  (рис. 7),  $W_{\text{T0i}} = c^j u_j$ ,  $j = 1, 2, \dots, 6$ ,

$$u_1 = \left(1 - \frac{x^2}{R_i^2} - \frac{y^2}{R_i^2}\right)^2, \quad u_2 = \frac{x}{R_i} u_1, \quad u_3 = \frac{y}{R_i} u_1,$$

$$u_4 = \frac{x^2}{R_i^2} u_1, \quad u_5 = \frac{y^2}{R_i^2} u_1, \quad u_6 = \frac{xy}{R_i^2} u_1,$$

$$\mathbf{C} = (c^1, c^2, \dots, c^N)^T =$$

$$= \mathbf{G}^{-1} \mathbf{F} =$$

$$= \frac{R_i^4}{64D_i} P_0 \begin{pmatrix} 4 & 0 & 0 & 5 & 5 & 0 \\ 0 & 9 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 9 & 0 & 0 & 0 \\ 5 & 0 & 0 & 19 & 7 & 0 \\ 5 & 0 & 0 & 7 & 19 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 6 \end{pmatrix}^{-1} \times$$

$$\times \begin{pmatrix} 4 - 2\left(\frac{\lambda_i}{2}\right)^2 \\ i6 \cdot \frac{\lambda_i}{2} \cos\epsilon \\ -i6 \cdot \frac{\lambda_i}{2} \sin\epsilon \\ 5 - 2(2 + \cos 2\epsilon) \left(\frac{\lambda_i}{2}\right)^2 \\ 5 - 2(2 - \cos 2\epsilon) \left(\frac{\lambda_i}{2}\right)^2 \\ 2\left(\frac{\lambda_i}{2}\right)^2 \sin 2\epsilon \end{pmatrix},$$

$D_i = \frac{E_i h_i}{12(1-\sigma)}$  — цилиндрическая жесткость торца,

$$\left(\frac{\lambda_i}{2}\right)^2 = \frac{1}{4}(\cos^2\theta_1 \sin^2\theta + \sin^2\theta_1)(k_0 R_i)^2 \ll 1.$$

Пусть основание (корпус носителя) испытывает детерминированное возмущение, чисто периодическое с постоянной частотой и амплитудой, заданное неслучайными функциями времени:

$$M_x = M_x^* + M_x^0 \sin\gamma_1 t, \quad (8)$$

$$M_y = M_y^* + M_y^0 \sin(\gamma_2 t + \eta_2),$$

$$M_z = M_z^* + M_z^0 \sin(\gamma_3 t + \eta_3),$$

где  $M_x^0, M_y^0, M_z^0$  — амплитудные значения моментов,  $M_x^*, M_y^*, M_z^*$  — постоянные составляющие.

Нетрудно показать, что учет постоянных составляющих моментов не внесет изменений в искомый

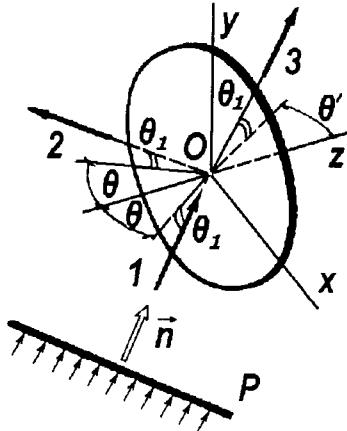


Рис. 7. Схема прохождения звуковой волны через торец поплавка: 1 — падающая волна, 2 — отраженная волна, 3 — прошедшая волна

результат. Поэтому положим  $M_x^* = M_y^* = M_z^* = 0$ .

Решения системы (4) будем отыскивать методом последовательных приближений:

$$\begin{aligned} (\omega_x + \omega_{21}^a) &= \omega_x^0 + X_1 + \dots, \\ (\omega_y + \omega_{22}^a) &= \omega_y^0 + Y_1 + \dots, \\ (\omega_z + \omega_{23}^a) &= \omega_z^0 + Z_1 + \dots, \\ \beta_1 &= \beta_1^0 + \delta_1 + \dots, \\ \beta_2 &= \beta_2^0 + \delta_2 + \dots, \\ \beta_3 &= \beta_3^0 + \delta_3 + \dots, \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь  $\omega_x^0, \omega_y^0, \omega_z^0, \beta_1^0, \beta_2^0, \beta_3^0$  — решения линейного приближения, полученные без учета нелинейных членов (гироскопических моментов из-за перекрестных связей),  $X$  — добавки к решению соответственно первого и т. д. порядка малости.

При отбрасывании нелинейных членов  $H_1 \beta_1 \omega_y, H_2 \beta_2 \omega_x, H_3 \beta_3 \omega_y$ , уравнения системы (4) могут попарно рассматриваться как уравнения трех независимых систем стабилизации, находящихся под действием возмущений  $M_x, M_y$  и  $M_z$ . Реакция систем на эти возмущения и представляет собой решения линейного приближения  $\omega_x^0, \omega_y^0, \omega_z^0, \beta_1^0, \beta_2^0$  и  $\beta_3^0$ .

После подстановки выражения (8) в (4) опять получаются линейные уравнения, но относительно переменных  $X$  и  $\delta_3$ , по форме аналогичные уравнениям линейного приближения, хотя в правых частях уже будут члены  $H_1(\beta_1^0 + \delta_1)(\omega_y^0 + Y_1), H_2(\beta_2^0 + \delta_2)(\omega_x^0 + X_1)$  и  $H_3(\beta_3^0 + \delta_3)(\omega_y^0 + Y_1)$ .

Полагая, что величины  $X$  и  $\delta_3$  значительно меньше соответствующих решений линейного прибли-

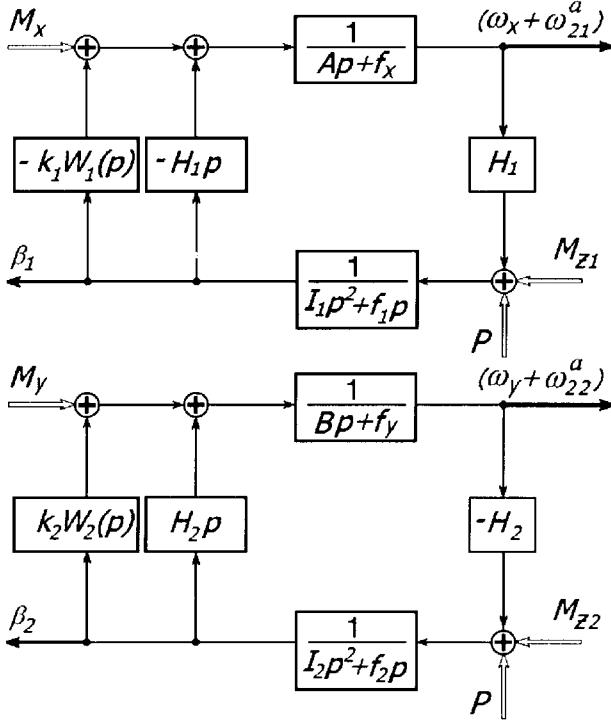


Рис. 8. Структурная схема гиростабилизированной платформы в линейном приближении

жения, можно записать:

$$\begin{aligned} H_1(\beta_1^0 + \delta_1)(\omega_y^0 + Y_1) &\approx H_1\beta_1^0\omega_y^0 = M_{Z1}^\Pi, \\ H_2(\beta_2^0 + \delta_2)(\omega_x^0 + X_1) &\approx H_2\beta_2^0\omega_x^0 = M_{Z2}^\Pi, \\ H_3(\beta_3^0 + \delta_3)(\omega_y^0 + Y_1) &\approx H_3\beta_3^0\omega_y^0 = M_{X3}^\Pi. \end{aligned} \quad (10)$$

Таким образом, задача нахождения решений первого приближения сводится опять к определению реакций двух независимых линейных систем на возмущения  $M_{Z1}^\Pi$  и  $M_{Z2}^\Pi$ , которые являются следствием перекрестного влияния каналов стабилизации.

Аналогично, при необходимости, могут быть найдены второе, третье и последующие приближения.

Первые четыре уравнения систем (4) могут решаться независимо от последних двух, поэтому в дальнейшем анализируем систему из первых четырех уравнений без изучения динамики гиростабилизатора как замкнутой системы.

Цепи стабилизации условно считаем разомкнутыми, вместе с тем будем учитывать малые угловые колебания платформы относительно осей  $x_\Pi$  и  $y_\Pi$ , соответствующие погрешностям стабилизации.

В линейном приближении уравнения двух каналов стабилизации распадаются на следующие две несвязанные подсистемы:

$$\begin{aligned} A\dot{\omega}_x^0 + f_x\dot{\omega}_x^0 - H_1\dot{\beta}_1^0 - k_1F_1(\beta_1^0) &= M_x, \\ I_1\ddot{\beta}_1^0 + f_1\dot{\beta}_1^0 + H_1\omega_x^0 + H_1\omega_{21}^a &= 0, \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} B\dot{\omega}_y^0 + f_y\dot{\omega}_y^0 + H_2\dot{\beta}_2^0 + k_2F_2(\beta_2^0) &= M_y, \\ I_2\ddot{\beta}_2^0 + f_2\dot{\beta}_2^0 - H_2\omega_y^0 - H_2\omega_{22}^a &= 0. \end{aligned} \quad (12)$$

Реакция ГСП на периодические возмущения будет состоять из вынужденных и собственных колебаний. Полагаем, что последние достаточно быстро затухают.

Тогда решения систем (11) и (12) при гармонических воздействиях легко получить по частотным характеристикам системы:

$$\begin{aligned} \omega_x^0 &= M_x^0 A_1(\gamma_1) \sin [\gamma_1 t + \varphi_1(\gamma_1)], \\ \beta_1^0 &= M_x^0 A_2(\gamma_1) \sin [\gamma_1 t + \varphi_2(\gamma_1)], \\ \omega_y^0 &= M_y^0 A_3(\gamma_2) \sin [\gamma_2 t + \varphi_3(\gamma_2) + \eta_2], \\ \beta_2^0 &= M_y^0 A_4(\gamma_2) \sin [\gamma_2 t + \varphi_4(\gamma_2) + \eta_2], \end{aligned} \quad (13)$$

где  $A_i(\gamma_i)$ ,  $A_j(\gamma_j)$ ,  $\varphi_i(\gamma_i)$ ,  $\varphi_j(\gamma_j)$  — соответственно амплитудно-частотные и фазо-частотные характеристики тракта между входным воздействием и рассматриваемой выходной величиной,  $i = 1, 2$ ,  $j = 3, 4$ .

Структурные схемы платформы в линейном приближении представлены на рис. 8. Соответствующие им передаточные функции платформы определяются соотношениями

$$\begin{aligned} \Phi_1(p) &= \frac{\omega_x(p) + \omega_{21}^a(p)}{M_x(p)} = \frac{I_1 p^2 + f_1 p}{\Delta_1}, \\ \Phi_2(p) &= \frac{\beta_1(p)}{M_x(p)} = \frac{H_1}{\Delta_1}, \\ \Phi_3(p) &= \frac{\omega_y(p) + \omega_{22}^a(p)}{M_y(p)} = \frac{I_2 p^2 + f_2 p}{\Delta_2}, \\ \Phi_4(p) &= \frac{\beta_2(p)}{M_y(p)} = \frac{H_2}{\Delta_2}, \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \Phi_5(p) &= \frac{\omega_x(p) + \omega_{21}^a(p)}{P + M_{Z1}(p)} = \frac{-H_1 p - k_1 W_1(p)}{\Delta_1}, \\ \Phi_6(p) &= \frac{\omega_y(p) + \omega_{22}^a(p)}{P + M_{Z2}(p)} = \frac{H_2 p + k_2 W_2(p)}{\Delta_2}, \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} \Delta_1 &= A_1 p^3 + (I_1 f_x + A f_1) p^2 + (f_x f_1 + H_1^2) p + k_1 H_1 W_1(p), \\ \Delta_2 &= B_1 p^3 + (I_2 f_y + B f_2) p^2 + (f_y f_2 + H_2^2) p + k_2 H_2 W_2(p). \end{aligned} \quad (15)$$

Из выражений (15) следует, что постоянных составляющих угловых скоростей  $\omega_x + \omega_{21}^a$  и  $\omega_y + \omega_{22}^a$  линейное приближение не выявляет.

Перейдем к рассмотрению первого приближения. Подставляя (9) в (4), с учетом (11) и (12) получаем систему линейных уравнений, где  $M_{z1}^{\Pi}$  и  $M_{z2}^{\Pi}$  определяются соотношениями (10):

$$\begin{aligned} A\dot{X}_1 + f_x X_1 - H_1 \dot{\delta}_1 - k_1 F_1(\delta_1) &= 0, \\ I_1 \ddot{\delta}_1 + f_1 \dot{\delta}_1 + H_1 X_1 + H_1 \omega_{21}^a &= M_{z1}^{\Pi}, \\ B\dot{Y}_1 + f_y Y_1 + H_2 \dot{\delta}_2 - k_2 F_2(\delta_2) &= 0, \\ I_2 \ddot{\delta}_2 + f_2 \dot{\delta}_2 - H_2 Y_1 - H_2 \omega_{22}^a &= M_{z2}^{\Pi}, \end{aligned} \quad (16)$$

Подставляя в выражение (12) решения (11), находим

$$\begin{aligned} M_{z1}^{\Pi} &= \\ &= -H_1 M_x^0 M_y^0 A_2(\gamma_1) A_3(\gamma_2) \sin(\gamma_1 t + \varphi_2) \sin(\gamma_2 t + \varphi_3 + \eta_2), \\ M_{z2}^{\Pi} &= \\ &= -H_2 M_x^0 M_y^0 A_1(\gamma_1) A_4(\gamma_2) \sin(\gamma_1 t + \varphi_1) \sin(\gamma_2 t + \varphi_4 + \eta_2). \end{aligned}$$

Элементарные преобразования дают возможность записать эти соотношения в виде

$$\begin{aligned} M_{z1}^{\Pi} &= -\frac{1}{2} H_1 M_x^0 M_y^0 A_2(\gamma_1) A_3(\gamma_2) \times \\ &\times \left\{ \cos[(\gamma_1 - \gamma_2)t + \varphi_2(\gamma_1) - \varphi_3(\gamma_2) - \eta_2] - \right. \\ &- \left. \cos[(\gamma_1 + \gamma_2)t + \varphi_2(\gamma_1) + \varphi_3(\gamma_2) - \eta_2] \right\}, \\ M_{z2}^{\Pi} &= -\frac{1}{2} H_2 M_x^0 M_y^0 A_1(\gamma_1) A_4(\gamma_2) \times \\ &\times \left\{ \cos[(\gamma_1 - \gamma_2)t + \varphi_1(\gamma_1) - \varphi_4(\gamma_2) - \eta_2] - \right. \\ &- \left. \cos[(\gamma_1 + \gamma_2)t + \varphi_1(\gamma_1) + \varphi_4(\gamma_2) - \eta_2] \right\}. \end{aligned} \quad (17)$$

Возмущения на осях прецессии чувствительных элементов ГСП, таким образом, будут представлять собой периодические моменты-помехи разностной ( $\gamma_1 - \gamma_2$ ) и суммарной ( $\gamma_1 + \gamma_2$ ) частот. Следовательно и реакция платформы на эти возмущения также будет содержать разностную и суммарную частоту (рис. 9, а).

В случае равенства частот возмущающих факторов ( $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma$ ) выражение (17) преобразуется:

$$\begin{aligned} M_{z1}^{\Pi} &= -\frac{1}{2} H_1 M_x^0 M_y^0 A_2(\gamma) A_3(\gamma) \times \\ &\times \left\{ \cos[\varphi_2(\gamma) - \varphi_3(\gamma) - \eta_2] - \right. \\ &- \left. \cos 2\gamma t \cos[\varphi_2(\gamma) + \varphi_3(\gamma) - \eta_2] + \right. \\ &+ \left. \sin 2\gamma t \sin[\varphi_2(\gamma) + \varphi_3(\gamma) - \eta_2] \right\} = \\ &= -\frac{1}{2} H_1 M_x^0 M_y^0 A_2(\gamma) A_3(\gamma) \left\{ \cos[\varphi_2(\gamma) - \varphi_3(\gamma) - \eta_2] - \right. \end{aligned}$$

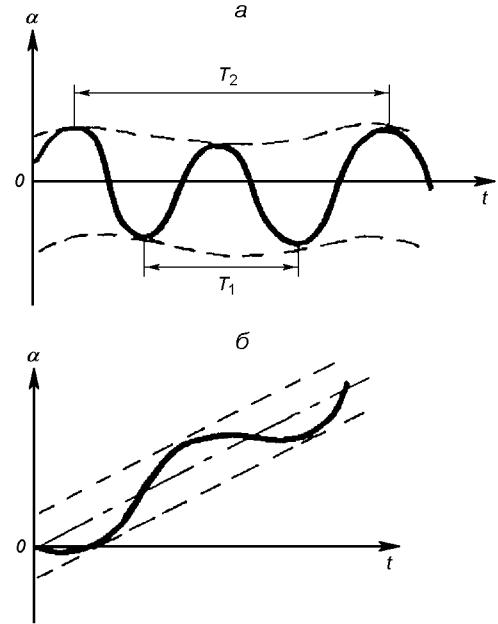


Рис. 9. Характер изменения углов стабилизации при различных частотах возмущающих моментов: а —  $\gamma_1 \neq \gamma_2$ ,  $T_1 = 2\pi/(\gamma_1 + \gamma_2)$ ,  $T_2 = 2\pi/(\gamma_1 - \gamma_2)$ , б —  $\gamma_1 = \gamma_2$

$$\begin{aligned} &- C_1 \cos 2\gamma t + C_2 \sin 2\gamma t \}, \\ M_{z2}^{\Pi} &= -\frac{1}{2} H_2 M_x^0 M_y^0 A_1(\gamma) A_4(\gamma) \times \\ &\times \left\{ \cos[\varphi_1(\gamma) - \varphi_4(\gamma) - \eta_2] - \right. \\ &- \left. \cos 2\gamma t \cos[\varphi_1(\gamma) - \varphi_4(\gamma) - \eta_2] + \right. \\ &+ \left. \sin 2\gamma t \sin[\varphi_1(\gamma) - \varphi_4(\gamma) - \eta_2] \right\} = \\ &= -\frac{1}{2} H_2 M_x^0 M_y^0 A_1(\gamma) A_4(\gamma) \left\{ \cos[\varphi_1(\gamma) - \varphi_4(\gamma) - \eta_2] - \right. \\ &- \left. C_3 \cos 2\gamma t + C_4 \sin 2\gamma t \right\}. \end{aligned}$$

Как видно, здесь есть постоянные составляющие возмущающих моментов относительно выходных осей гироблоков

$$\begin{aligned} M_{(z1)yct}^{\Pi} &= \\ &= -\frac{1}{2} H_1 M_x^0 M_y^0 A_2(\gamma) A_3(\gamma) \cos[\varphi_2(\gamma) - \varphi_3(\gamma) - \eta_2], \\ M_{(z2)yct}^{\Pi} &= \\ &= -\frac{1}{2} H_2 M_x^0 M_y^0 A_1(\gamma) A_4(\gamma) \cos[\varphi_1(\gamma) - \varphi_4(\gamma) - \eta_2]. \end{aligned} \quad (18)$$

Эти постоянные составляющие вызовут систематический дрейф платформы относительно осей стабилизации с угловыми скоростями

$$\begin{aligned} \omega_{(x)\text{уст}} &= X_1^* = M_{(Z1)\text{уст}}^\Pi \Phi_5(0) = \frac{M_{(Z1)\text{уст}}^\Pi}{H_1} = \\ &= -\frac{1}{2} M_x^0 M_y^0 A_2(\gamma) A_3(\gamma) \cos [\varphi_2(\gamma) - \varphi_3(\gamma) - \eta_2], \\ \omega_{(y)\text{уст}} &= Y_1^* = M_{(Z2)\text{уст}}^\Pi \Phi_6(0) = \frac{M_{(Z2)\text{уст}}^\Pi}{H_2} = \\ &= -\frac{1}{2} M_x^0 M_y^0 A_1(\gamma) A_4(\gamma) \cos [\varphi_1(\gamma) - \varphi_4(\gamma) - \eta_2]. \end{aligned} \quad (19)$$

Характер движения ГСП в случае, когда  $\gamma_1 = \gamma_2$  изображен на рис. 9, б.

Очевидно, что акустическая вибрация поверхности поплавка гироскопических чувствительных элементов, имея широкий частотный диапазон, будет содержать в величинах  $\omega_{21}^a, \dot{\omega}_{11}^a, \omega_{22}^a, \dot{\omega}_{12}^a$  и составляющие с частотами  $\gamma_i$  кинематического возмущения основания. Таким образом, будет происходить избирательность этих величин и систематический дрейф оси стабилизатора станет включать в себя также и величину давления  $P_0$  звукового излучения. Несовпадающие частоты пополняют спектр гармонических составляющих.

При большом различии частот  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$  движения ГСП носят характер суперпозиции колебаний разностной и суммарной частот. При сближении частот, кроме отмеченной суперпозиции длиннопериодной и короткопериодной составляющей, возможно возникновение биений.

При синхронной качке ГСП имеет систематические уходы относительно всех трех осей стабилизации. Их величины зависят как от характера возмущающих моментов, так и от параметров платформы, входящих в амплитудные и фазовые характеристики, а также от сдвига фаз между колебаниями.

Оценка второго приближения дает основание утверждать, что достаточно, как правило, ограничиться рассмотрением только первого приближения.

Проведенные исследования показывают, что проникающее акустическое воздействие оказывает влияние на характеристики приборов и систем инерциальной навигации, ухудшая их паспортные значения, а в результате и тактико-технические характеристики ракет-носителей в целом. Наиболее эффективными средствами уменьшения степени этого влияния представляются методы пассивной звукоизоляции, не требующие существенного

увеличения массо-габаритных характеристик [8]. Вместе с тем не исключаются и схемные решения реализаций конструкций со структурной избыточностью на основе компенсационных (или автокомпенсационных) эффектов. Как следует из выше-приведенного, наиболее актуальными являются вопросы создания акустического комфорта для бортовой аппаратуры РН при решении задач ближнего космоса.

1. Выносливость авиационных конструкций: Сб. науч. тр. / Под ред. Л. П. Лепоринской. — М.: Изд-во ЦАГИ, № 218.—274 с.
2. Каракун В. В., Кубрак Н. А. Дротяні елементи приладів в акустичному середовищі. — К.: «Корнійчук», 2001.—160 с.
3. Каракун В. В., Кубрак Н. А., Потапова Е. Р., Гнатейко Н. В. Вплив акустичного излучення на динаміку упругих підвесів приборів управління ракет-носіїтель // Космічна наука і технологія.—1999.—5, № 2/3.—С. 73—77.
4. Каракун В. В., Лозовик В. Г., Потапова Е. Р., Мельник В. Н. Многомерные задачи нестационарной упругости подвеса поплавкового гироскопа / Под ред. В. В. Каракуна. — К.: Корнейчук, 2000.—128 с.
5. Каракун В. В., Потапова Е. Р., Мельник В. Н. О погрешностях построения вертикали при старте носителей // Космічна наука і технологія.—1999.—5, № 4.—С. 70—74.
6. Каракун В. В., Потапова Е. Р., Мельник В. Н., Астапова А. Б. О погрешности курсоуказания ракет-носителей // Космічна наука і технологія.—1999.—5, № 5/6.—С. 77—80.
7. Квитка В. Е. Исследование условий нагружения элементов конструкций самолетов акустическими нагрузками // Прочность и долговечность самолетных конструкций. — К.: КИИГА, 1965.—Вып. 2.
8. Патент 39599 А, Украина, G10K 11/16. Шумозахисний кожух / В. В. Каракун, М. С. Тривайло, В. М. Мельник. — 2000116168. — Заявл. 01.11.2000. Опубл. 15.06.2001.—Бюл. № 5.—1 с.
9. Усталостные испытания на высоких частотах нагружения / Под ред. В. А. Кузьменко. — К.: Наук. думка, 1979.—336 с.
10. Mel'nik V. N., Karachun V. V. Some Aspects of the gyroscopic stabilisation in acoustic fields // Int. Appl. Mech.—2002.—38, N 1.—P. 74—80.

#### SOME ASPECTS OF THE INFLUENCE OF INPOURING ACOUSTIC RADIATION ON DEVICES AND SYSTEMS OF INERTIAL NAVIGATION

V. V. Karachun, V. N. Mel'nik, V. G. Saverchenko

We present some results of theoretical and experimental investigations of the influence of acoustic radiation of propulsion systems of launchers on inertial navigation device errors caused by the diffraction of sound waves on bracket of the gyro and on countermeasure feelers of correction systems.

УДК 629.76

Н. М. Дронь<sup>1</sup>, Л. И. Кныш<sup>1</sup>, А. И. Кондратьев<sup>1</sup>,  
Е. П. Журавель<sup>2</sup>, С. И. Москалев<sup>2</sup>, В. В. Толмачев<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Дніпропетровський національний університет

<sup>2</sup>Державне конструкторське бюро «Південне» ім. М. К. Янгеля, Дніпропетровськ

# Проектно-баллистические характеристики решения двух космических транспортных задач с помощью универсальных транспортно-энергетических платформ

*Надійшла до редакції 30.01.04*

Наводиться методика розрахунку та визначено балістичні характеристики космічних апаратів, що мають у своєму складі універсальну транспортно-енергетичну платформу з електроракетними двигунами. Розв'язуються задачі виведення на геостаціонарну орбіту з використанням ракет-носіїв «Дніпро» та «Зеніт-2» і корекції орбіт великих орбітальних станцій типу МКС. Показано суттєву перевагу низьких колових опорних орбіт при розв'язуванні першої задачі та визначено енергомасові характеристики платформи для корекції орбіти великих орбітальних станцій.

## ВВЕДЕНИЕ

Постоянное повышение требований к космическим энергетическим и двигательным установкам, вызванное усложнением поставленных полетных задач, неуклонно растущей конкуренцией на рынке космических услуг и самой логикой поступательного развития, обуславливает необходимость непрерывного совершенствования подобных систем, стимулирует поиск новых, нетрадиционных космических транспортных средств.

Одним из путей решения транспортных задач в космосе является начало полномасштабной эксплуатации в космосе универсальных транспортно-энергетических платформ (УТЭП) [3]. Применение УТЭП, функционирующих на базе солнечных батарей и имеющих в своем составе электроракетные двигательные установки (ЭРДУ), позволит улучшить энергетические и массовые характеристики космических аппаратов, что, в конечном счете, снизит стоимость их запуска и эксплуатации, улучшит экономические показатели.

Говоря об использовании УТЭП, прежде всего следует иметь в виду решение с их помощью трех

основных космических задач:

- осуществление межорбитальных околоземных перелетов, в том числе дозвыведение КА с опорной орбиты на более высокие, вплоть до геостационарной (ГСО);
- коррекция орбиты и энергоснабжение больших орбитальных станций типа Международной космической станции (МКС);
- выведение КА на отлетные траектории, а также на орбиты для полета к планетам Солнечной системы.

Здесь приведены результаты научно-исследовательских и проектных работ по оценке энергетических и массовых характеристик УТЭП для двух космических задач — выведение КА на ГСО с использованием ракет-носителей (РН) «Днепр» и «Зенит-2» и коррекции орбит больших орбитальных станций.

С одной стороны, столь различные задачи требуют разных подходов к их решению, но, с другой стороны, научные и проектно-конструкторские проблемы, возникающие при этом, тесно переплеливаются.

## 1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И МЕТОДИКА РАСЧЕТА ЭНЕРГОМАССОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК УТЭП ПРИ ВЫВЕДЕНИИ КА НА ГЕОСТАЦИОНАРНУЮ ОРБИТУ

Известно, что опорные орбиты, с которых может осуществляться перевод КА на геостационарную орбиту, могут классифицироваться по нескольким параметрам: высота апогея, эксцентриситет или высота перигея и наклонение.

Величина наклонения принимает лишь дискретные значения, определяемые допустимыми азимутами пусков для выбранного космодрома. Высота апогея напрямую связана с энергетическими возможностями используемых РН. На высоту же перигея накладываются существенные ограничения из-за аэродинамических потерь на начальном участке перехода. Необходимость учета величины этих потерь обусловлена тем фактом, что УТЭП достаточно долгое время будет находиться на орбите, близкой к опорной, — сказывается малая величина отношения тяги ЭРДУ, входящей в состав УТЭП, к суммарной массе транспортируемого КА (значительно меньше 1/1000) и время, необходимое для приведения КА в рабочее состояние после отделения от РН. Для орбит, близких к круговым, эта величина составляет около 400 км, для высокоэллиптических орбит — 200 км.

В отличие от импульсных переходов, при которых запас рабочего тела и время проведения маневра определяются лишь параметрами опорной и конечной орбит, переходы с применением двигателей малой тяги могут быть выполнены с использованием различного запаса рабочего тела и за разное время. Поэтому важнейшей задачей является нахождение наиболее приемлемых параметров опорных орбит и оптимального времени проведения маневра выведения космического аппарата на ГСО как с точки зрения энергетических, так и точки зрения технико-экономических характеристик.

В качестве энергетической характеристики для анализа была выбрана величина запаса характеристической скорости [2]. Известно, что эта величина зависит от отношения времени работы двигателя к общему времени проведения маневра. Численное решение уравнения движения [1] позволяет провести моделирование процесса орбитального маневрирования, задавшись наклонением орбиты и варьируя высотой апогея. В таблице приведена обобщенная информация о запасе характеристической скорости в зависимости от относительного времени работы двигательной установки для различных высот апогея. Наклонение при этом выбиралось равным 51°, высота перигея — постоянной и равной 200 км. Следует отметить, что результаты числен-

Запас характеристической скорости для перехода с опорной орбиты на геостационарную орбиту, м/с

Отношение времени работы ДУ ко времени перелета	Высота апогея, км				
	200	10000	20000	35800	90000
0.2	5515	3751	3125	2612	2390
0.3	5676	4040	3328	2740	2479
0.4	6048	4381	3606	2881	2545
0.5	6496	4696	3964	3078	2682
0.6	6940	5146	4217	3271	2802
0.8	7477	6204	5081	3949	3262
1	7660	6700	5951	4796	3958

ных расчетов характеристической скорости могут быть распространены на любой из используемых РН разработки ГКБ «Южное», в частности на «Зенит-2» и «Днепр».

Ключевым параметром, определяющим облик УТЭП, является мощность бортовой энергетической установки. Значение мощности определялось на основе формулы Циолковского, записанной в таком виде:

$$\Delta V = I_{sp} \cdot \ln \left[ \frac{G_0 - \frac{N}{I_{sp} C_p} T \eta}{G_0} \right], \quad (1)$$

где  $\Delta V$  — запас характеристической скорости,  $I_{sp}$  — удельный импульс,  $G_0$  — масса КА с УТЭП на опорной орбите,  $N$  — мощность, потребляемая двигателевой установкой во время работы,  $T$  — время перелета с опорной орбиты на ГСО,  $\eta$  — отношение времени работы двигателя ко всему времени перелета,  $C_p$  — цена тяги электроракетной двигательной установки.

По имеющимся тягово-энергетическим характеристикам ЭРДУ, находящихся в эксплуатации и в стадии отработки, по данным фирм-разработчиков была построена зависимость цены тяги от удельного импульса ЭРДУ. Эти данные были аппроксимированы квадратичной зависимостью для значений удельного импульса от 9500 до 20500 м/с и логарифмической зависимостью — от 20500 м/с и выше. Это дало возможность, применяя метод последовательных приближений, найти оптимальное значение удельного импульса двигательной установки, при котором обеспечивается максимальная масса полезного груза, доставляемого на орбиту. Под массой полезного груза понимается масса центральной аппаратуры КА, например для спутников связи это ретранслятор с обслуживающими его блоками оборудования.

На рис. 1 в качестве примера приведен график зависимости массы полезного груза от удельного импульса при использовании РН «Днепр» для раз-

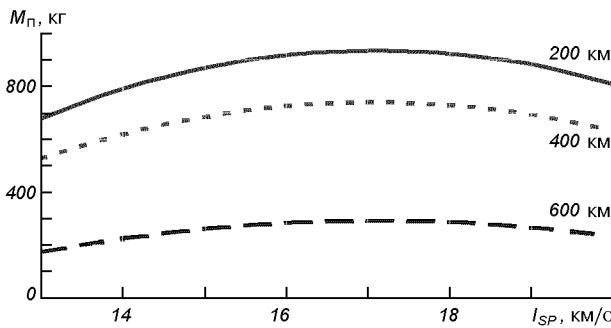


Рис. 1. Зависимость величины удельного импульса  $I_{SP}$  от массы полезного груза для КА с УТЭП и РН «Днепр» для разных высот  $H$  круговой орбиты

личных высот  $H$  круговых орбит и продолжительности маневра выведения 100 сут.

Определив цену тяги двигательной установки для принятого оптимального значения удельного импульса, а также задавшись временем перелета, можно найти мощность, потребляемую двигательной установкой во время работы, массу всех элементов УТЭП и массу полезного груза.

Масса элементов УТЭП определяется по соотношениям [1], в которых введены так называемые «весовые коэффициенты», полученные на основании накопленных в ГКБ «Южное» статистических данных о массе элементов служебной аппаратуры космических аппаратов.

На основе этих данных делается вывод о наиболее приемлемых параметрах опорных орбит и времени проведения маневра при использовании различных РН.

## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ ДЛЯ ВЫВЕДЕНИЯ КА НА ГЕОСТАЦИОНАРНУЮ ОРБИТУ

На рис. 2 и 3 приведены зависимости массы  $M_p$  выводимого полезного груза от высоты круговой орбиты для РН «Днепр» и высоты круговой и эллиптических орбит при различных временных показателях для РН «Зенит-2». Исследования основывались на имеющихся статистических данных об энергетических возможностях этих носителей. Для РН «Днепр» — это круговые орбиты (от 200 до 900 км), а для РН «Зенит-2» — различные эллиптические орбиты, у которых высота апогея варьирует, а высота перигея постоянна и равна 200 км. Кривые, соответствующие времени выведения  $T = 150, 200, 250$  и 300 сут, располагаются между кривыми для  $T = 100$  и 350 сут.

Зависимость массы полезного груза от времени выведения показана на рис. 4 и 5. Кривые, соответ-

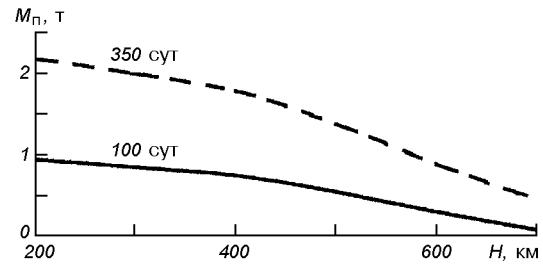


Рис. 2. Зависимость массы полезного груза от высоты круговой орбиты для РН  $M_p$  «Днепр»

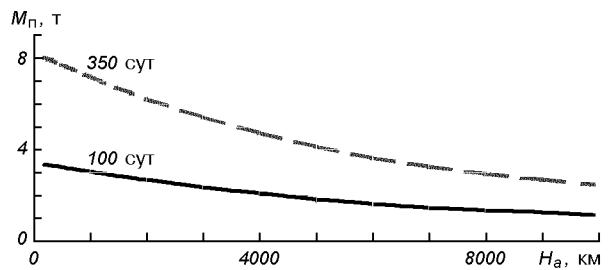


Рис. 3. Зависимость массы  $M_p$  полезного груза РН «Зенит-2» от высоты апогея  $H_a$  при постоянной высоте перигея 200 км для времени выведения  $T = 100$  и 350 сут

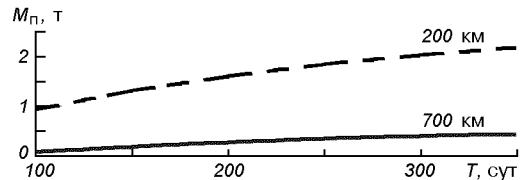


Рис. 4. Зависимость массы  $M_p$  полезного груза РН «Днепр» от времени выведения для высот круговой орбиты  $H = 200$  и 700 км

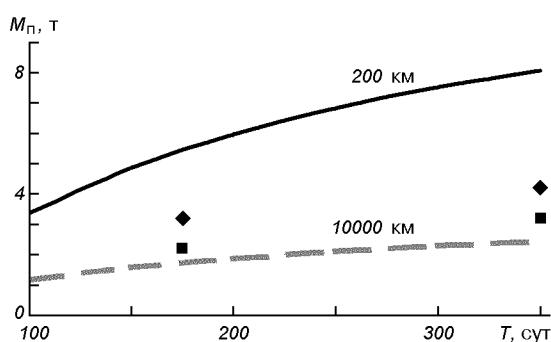


Рис. 5. Зависимость массы  $M_p$  полезного груза РН «Зенит-2» от времени  $T$  выведения для высот апогея  $H_a = 200$  и 10000 км; квадратики и ромбочки — данные для комбинированной двигательной установки (высоты  $H_{kp} = 4000$  и 6000 км)

ствующие промежуточным круговым орбитам 300, 400, 500, 600 км для РН «Днепр» располагаются между кривыми, соответствующими предельным значениям 200 и 700 км. Графики, соответствующие высотам апогея  $H_a$  для РН «Зенит-2» от 500 до 9000 км, расположены между графиками для 200 и 10000 км. Кроме того, на рис. 5 для анализа и сравнения приведены точки, соответствующие случаю, когда для выводения КА применялась комбинированная двигательная установка, состоящая из двигателя на химическом топливе и ЭРДУ. Эти данные получены в результате выполнения совместной работы ГКБ «Южное» и Днепропетровским национальным университетом по определению баллистических характеристик КА при использовании РН «Зенит-2» и комбинированного разгонного блока, состоящего из ЖРДУ 11С851 и ЭРДУ.

В качестве промежуточных выбирались круговые орбиты высотой 4000, 5000, 6000 км. На промежуточные орбиты КА выводятся работой ЖРДУ, после чего включается ЭРДУ и КА выводится на ГСО. Энергетические и массовые характеристики КА и ЭРДУ определялись по той же методике, которая приведена в п. 1. На графиках маркерами отмечены два наиболее типичных случая — для высоты круговой орбиты 4000 и 6000 км.

### 3. КОРРЕКЦИЯ ОРБИТ БОЛЬШИХ ОРБИТАЛЬНЫХ СТАНЦИЙ

Одной из важнейших задач для больших орбитальных станций, функционирующих на сравнительно низких орбитах 300–500 км, является необходимость компенсации аэродинамического торможения, действующего на станцию. Коррекция орбиты с помощью электроракетной двигательной установки — наиболее перспективный вариант решения этой задачи. Эффект от использования ЭРДУ может быть существенно увеличен, если ее поместить на автономном, так называемом «тяговом» КА [3], в составе которого имеется УТЭП с энергоустановкой, обеспечивающей энергоснабжение как большой орбитальной станции, так и ЭРДУ со служебной аппаратурой.

Проведем оценку деградации орбиты на примере крупнейшей большой орбитальной станции — Международной космической станции в ее полной конфигурации.

По данным, полученным из сайтов [[www.iss.nasa.gov](http://www.iss.nasa.gov), [www.stk.agi.com](http://www.stk.agi.com)], была построена зависимость высоты полета и полной орбитальной энергии (интеграл энергии) МКС от времени (рис. 6). Это дало возможность проанализировать

динамику деградации орбиты. Видно, что минимально допустимое значение ( $\approx 330$  км) высота орбиты примет через три с половиной года. Именно этой величиной и определяется максимально допустимый интервал между маневрами по поддержанию орбиты станции. Значительная продолжительность этого интервала объясняется достаточно большим соотношением массы станции к площади ее попечного сечения в режиме штатной эксплуатации ( $\approx 330$  кг/м<sup>2</sup>).

Перевод станции массой 415 т с высоты 330 км на необходимую высоту 480 км за один маневр потребует такого импульса скорости, для обеспечения которого потребуется 10 т рабочего тела при удельной тяге двигателя 3500 м/с. Такими ресурсами не обладает ни одна из космических транспортных систем подобного назначения. Поэтому интервал между маневрами должен быть сокращен.

В первом приближении изменение высоты полета станции от времени можно аппроксимировать линейной зависимостью вида (рис. 6):

$$h(t) = h_0 - \delta h_i \cdot t, \quad (2)$$

где  $h_0$  — начальная высота,  $\delta h_i$  — средняя скорость снижения.

Начальная высота принималась равной 483.1 км, а вычисленная скорость снижения — 67 м/сут. На основании соотношения (2) были определены затраты характеристической скорости на единичный маневр и среднегодовые затраты характеристической скорости в зависимости от временного интервала между маневрами. Из рис. 7 видно, что среднегодовые затраты характеристической скорости практически не зависят от интервала времени между маневрами поддержания орбиты и не превышают величины 13.7 м/с в год. Следовательно, интервал времени между маневрами определяется величиной импульса, который может быть обеспечен двигательной установкой за один маневр. Поэ-

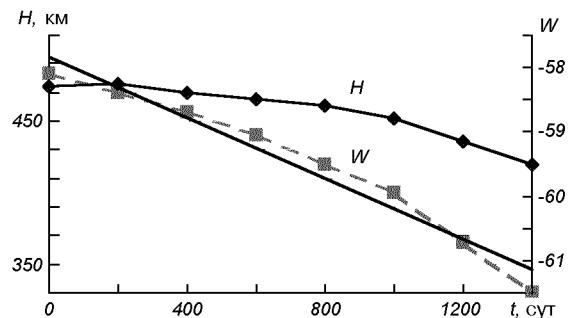


Рис. 6. Изменение со временем высоты  $H$  полета (квадратики) и полной орбитальной энергии  $W$

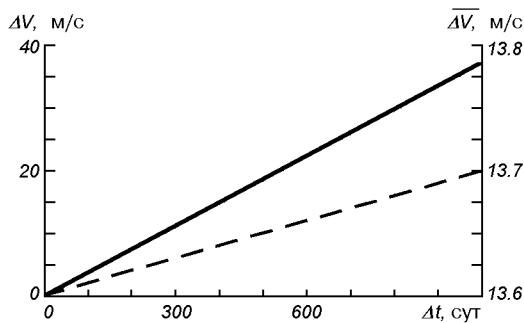


Рис. 7. Зависимость среднегодовых затрат  $\bar{AV}$  характеристической скорости и затрат  $\Delta V$  характеристической скорости за один маневр поддержания орбиты МКС от длительности интервала времени  $\Delta t$  между проведением маневров

тому можно считать, что для поддержания высоты орбиты МКС требуются ежегодные затраты характеристической скорости  $\Delta V = 13.7$  м/с.

Предельным случаем процесса поддержания орбиты является непрерывная работа двигательной установки для компенсации аэродинамического торможения. В этом случае тяга ЭРДУ будем минимальной и равной 190 мН. Это значение тяги с учетом принятых допущений является наименьшим из приемлемых и вычисляется по формуле

$$P = \frac{M\Delta V}{T_1}, \quad (3)$$

где  $P$  — тяга двигательной установки,  $M$  — масса станции,  $\Delta V$  — годовые затраты характеристической скорости,  $T_1$  — промежуток времени в один год.

В общем случае ЭРДУ работает не постоянно; ее тяга превышает минимальное значение и зависит от соотношения между временем полета станции и временем работы двигателя. Эта зависимость имеет вид

$$\frac{T_{1p}}{T_1} = \frac{M}{P \cdot T_1} \cdot \Delta V,$$

где  $T_{1p}$  — время работы двигательной установки за год.

Соотношение между временем полета станции и временем работы ЭРДУ в зависимости от тяги приведено на рис. 8.

По методике, приведенной в п. 1, оценим энергомассовые характеристики транспортно-энергетической платформы для коррекции орбиты большой орбитальной станции, принимая интервал времени между заправками УТЭП рабочим телом для ЭРДУ, равным 2 года, а удельный импульс тяги — 40000 м/с. В результате получаем полную массу УТЭП с рабочим телом примерно 900 кг, мощность

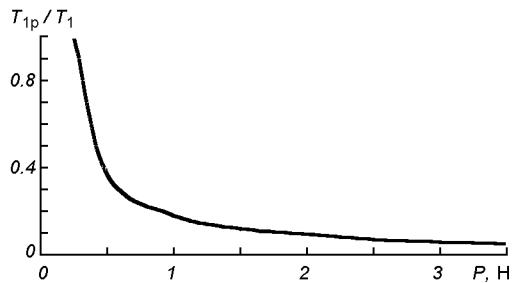


Рис. 8. Зависимость между относительным временем работы и тягой ЭРДУ

солнечной энергоустановки для питания ЭРДУ 5 кВт и массу рабочего тела (ксенона) 300 кг. В случае применения жидкостного ракетного двигателя с удельным импульсом 3000 м/с для коррекции орбиты большой орбитальной станции в течение двух лет работы понадобилось бы 4 т топлива.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании проведенных исследований можно сделать следующие выводы.

1. При выведении КА на геостационарную орбиту наиболее эффективными являются низкие круговые орбиты, которым следует отдавать предпочтение. Эффективность всех исследованных эллиптических орбит для РН «Зенит-2» ниже эффективности круговых в 3.3 раза.

2. С увеличением времени выведения на ГСО масса полезного груза увеличивается. При увеличении времени в 3.5 раза масса полезного груза увеличивается в 2 раза для РН «Днепр» и в 2.3 раза для РН «Зенит-2».

3. Для больших высот апогея (10000 км) в зависимости от времени выведения разброс массы полезного груза с изменением высоты апогея для РН «Зенит-2» составляет от 5.6 т до 2.2 т.

4. Для задачи выведения КА на ГСО комбинированная установка, включающая в себя двигатель на химическом топливе и ЭРДУ, проигрывает по эффективности системам с ЭРДУ.

5. При использовании УТЭП для коррекции орбит большой орбитальной станции среднегодовые затраты характеристической скорости практически не зависят от интервала времени между маневрами поддержания орбиты. Интервал времени между маневрами определяется лишь величиной импульса, который может быть обеспечен двигательной установкой за один маневр. По оценкам масса УТЭП с двухгодичной заправкой рабочего тела для обслу-

живания станции типа МКС составит 1 т, в то время как для корректирующего жидкостного ракетного двигателя понадобится 4 т топлива.

1. Журавель Е. П., Москалев С. И., Толмачев В. В. Особенности проектирования космических аппаратов с электрореактивным двигателем // Механика НАНУ и НКАУ: Ин-т техн. мех.—2001.—№ 1.—С. 161—166.
2. Инженерный справочник по космической технике / Под ред. А. В. Солодова. — М.: Воениздат, 1977.—431 с.
3. Конюхов С. Н., Дронь Н. М., Дубовик Л. Г. и др. Перспективы использования универсальных транспортно-энергосиловых платформ для энергоемких космических задач // Космічна наука і технологія.—2003.—9, № 1.—С. 3—7.

#### PROJECT-BALLISTIC PARAMETERS OF SOLVING TWO SPACE TRANSPORT PROBLEMS WITH THE HELP OF UNIVERSAL TRANSPORT-POWER PLATFORMS

N. M. Dron', L. I. Knysh, A. I. Kondratyev,  
Ye. P. Zhuravel, S. I. Moskalyov, V. V. Tolmachov

Calculation procedure is presented and ballistic parameters are determined for space vehicles including universal transport-power platform with electric thrusters. We solve the problems of putting space vehicles into geostationary orbit using «Dnieper» and «Zenith-2» launchers and of correction of orbits for great orbital stations of the ISS type. A considerable advantage of low circle reference orbits for solving the first problem is shown power-mass parameters of the platform for orbit correction of great orbital stations are determined.

УДК 523.62

## В. М. Решетник

Київський національний університет імені Тараса Шевченка

# Про роль GSM-складової геліосферного магнітного поля у формуванні аврорального потоку

Надійшла жо редакції 29.06.04

Проведено аналіз варіацій потоку енергії у північний та південний авроральні овали у зв'язку зі змінами напрямку геліосферного магнітного поля в околицях Землі за період 1978—2001 рр. Підтверджено зростання авроральної активності при південному спрямуванні вектора індукції  $B_z < 0$ . Виявлено асиметричний розподіл середніх значень  $B_z$  складової в площині XY GSM-системи. Встановлено, що середня активність полярних сяйв для обох півкуль є вищою, коли  $B_x > 0$  при північному спрямуванні міжпланетного магнітного поля (ММП). В різних півкулях зростання авроральної активності спостерігається при різних знаках  $B_y$ -складової ММП. Активність авроральних явищ залежить від сезону і досягає максимуму в періоди рівноден. В зимовий період залежність полярних сяйв від азимутальної складової є меншою, ніж у літній.

## ВСТУП

Міжпланетне магнітне поле (ММП) контролює, як відомо, процеси в магнітосферах планет. Полярні сяйва, як невід'ємне явище магнітосфер дуже чутливі до напрямку та величини ММП [4, 8]. Ряд досліджень показали вплив складових ММП на активність полярних сяйв, положення та рух аврорального овалу [4, 6]. Також вказується на сезонний хід отриманих залежностей. Різні частини овалу відчувають вплив напрямку міжпланетного поля також дещо різним чином [1, 10].

Полярні сяйва чутливі до впливу  $B_y$  (азимутальної) складової ММП [3, 5, 10]. Спостерігається збільшення швидкості руху окремих форм полярних сяйв при збільшенні  $|B_y|$  [13]. Більшість дослідників інтерпретують вказані залежності частковим проникненням ММП з сонячного вітру у магнітосферу [12], що призводить до реконструкції магнітосферних струмових систем. Ряд дослідників знайшли вплив  $B_x$  (радіальної) складової ММП на авроральні арки [7] та на авроральний овал в цілому [9, 11].

Однак до цього часу переважно вивчалась залежність полярних сяйв від міжпланетного поля без врахування сезону року, або лише як функція  $B_z$  складової міжпланетного поля. Слід відзначити також, що більшість робіт стосуються разових подій або окремого конкретного явища в авроральному овалі. Тому детальніше дослідження поведінки аврорального овалу залежно від азимутальної орієнтації ММП на великому спостережному матеріалі залишається актуальним і саме цьому присвячена наша робота.

Складові  $B_x$  та  $B_y$  ММП чітко антикорелюють в класичній моделі спірального поля, але реально напрям вектора міжпланетного поля суттєво хаотизований, хоча в середньому він і лежить вздовж спіралі з кутом близько  $45^\circ$  до орбіти Землі. Нижче ми досліджуємо поведінку авроральної активності від напряму азимутальної складової ММП за даними спостережень.

Активність полярних сяйв сильно залежить від провідності іоносфери, яка в свою чергу має по-мітний сезонний хід. Тому для зменшення впливу сезонних ефектів часто вивчається вплив напрямку

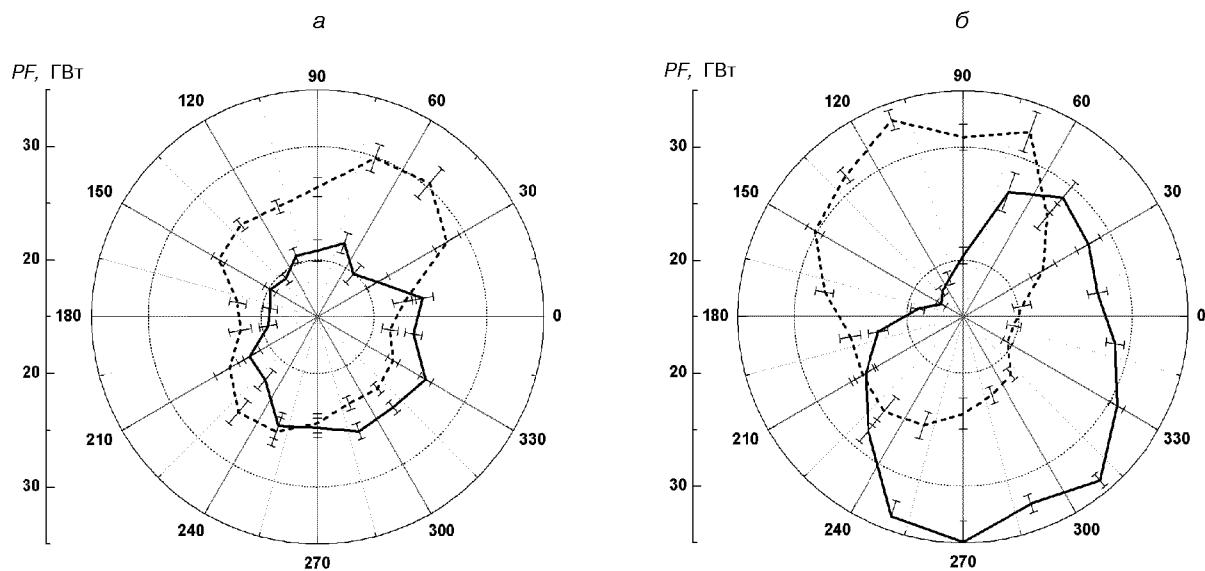


Рис. 1. Енергопотік у північний овал в залежності від азимутального напрямку ММП: *а* — для сонцестоянь (пунктир — зимове, суцільна лінія — літнє), *б* — для рівнодень (пунктир — осіннє, суцільна лінія — весняне)

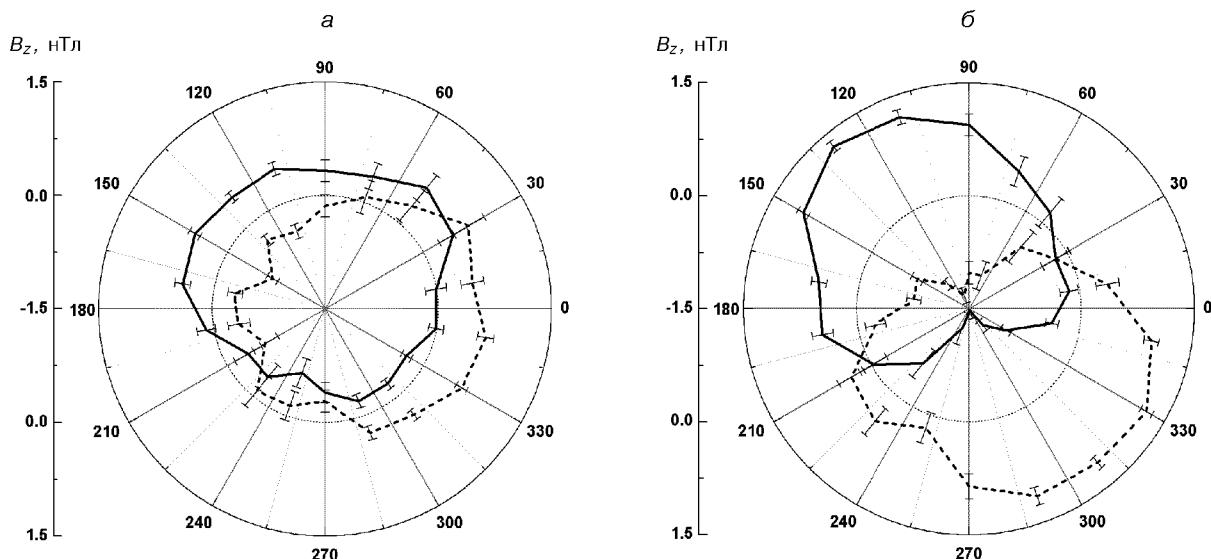


Рис. 2.  $B_z$ -складова ММП в залежності від азимутального напрямку ММП: *а* — для сонцестоянь (пунктир — зимове, суцільна лінія — літнє), *б* — для рівнодень (пунктир — осіннє, суцільна лінія — весняне)

ММП на аврору для окремих пір року. Тут ми також провадимо сепарацію за сезонами.

#### ДАНІ СПОСТЕРЕЖЕНЬ ТА ЇХНЯ ОБРОБКА

За характеристику авроральних явищ було обрано енергопотік (PF-індекс) у межах північного та

південного овалів. Добре відомо, що активність полярних сяйв пов'язана з енергетичним потоком у межах аврорального овалу (PF), що вноситься частинками, які висипаються. Цей потік, що пропорційний оптичній яскравості овалу на ультрафіолетових зображеннях, визначався на основі спостережень полярних супутників NOAA POES (<http://sec.noaa.gov/ftpdir/lists/hpi/>). Висота по-

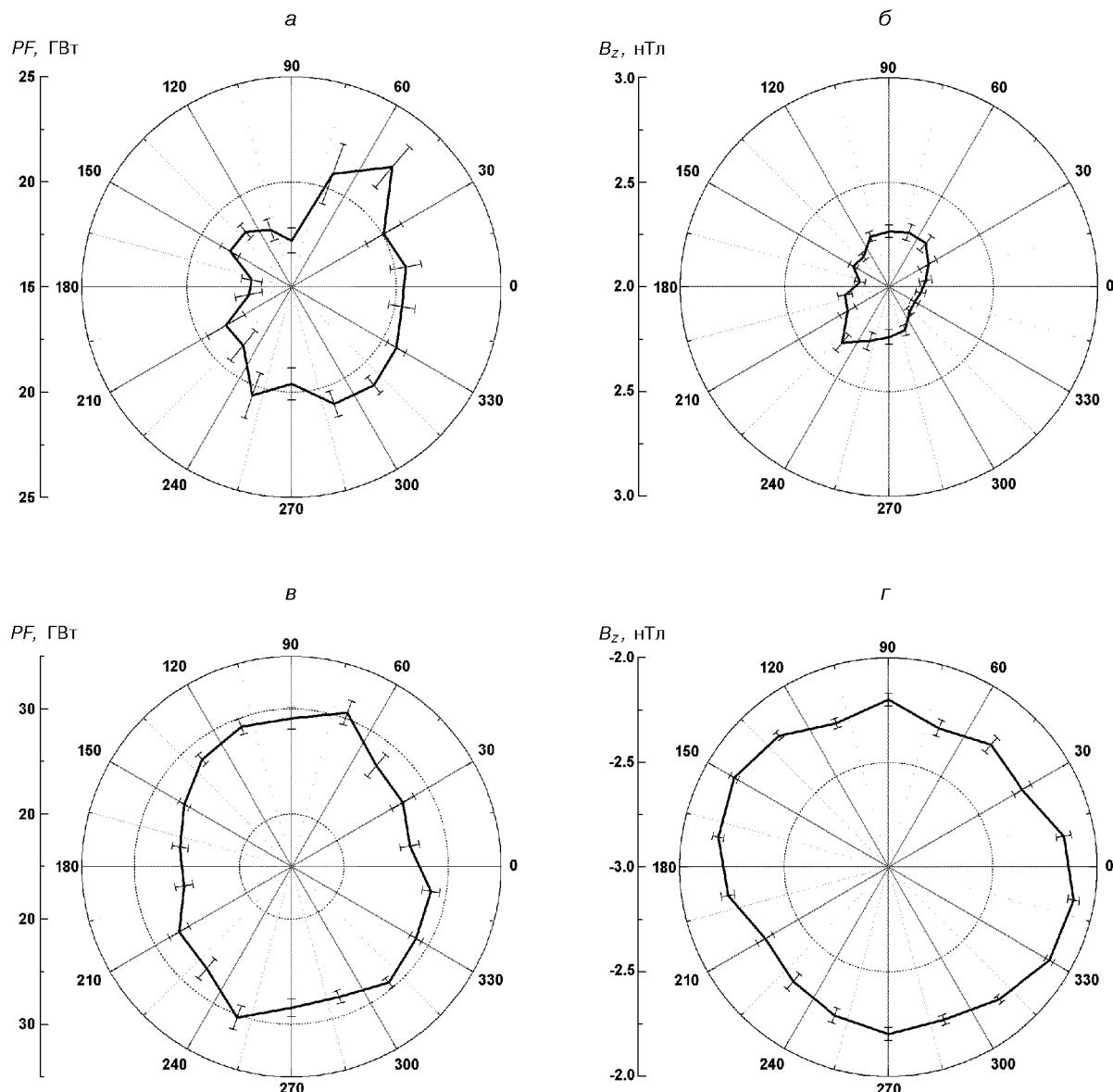


Рис. 3. Енергопотік в північний овал та  $B_z$ -складова ММП: *a*, *б* — для слабких північних полів ( $1 < B_z < 4$  нТл), *в*, *г* — для слабких південних полів ( $-4 < B_z < -1$  нТл)

лярної орбіти космічних апаратів складає 850 км з нахилом  $98^\circ$ , період обертання 102 хв. Наявні дані для північного та південного овалів надають унікальну можливість порівняння процесів у різних півкулях. Спостереження подаються з інтервалом в одну-две години, в залежності від моменту проходження супутника над овалом. Використовувались результати вимірювань за період з 1978 по 2001 рр.

Стан міжпланетного магнітного поля був отриманий з електронної бази даних OMNI (<http://dbserv.npi.msu.su/data/release2/omnionline.html>), основою для якої слугували спостереження з IMP8. Супутник IMP8 (Interplanetary Monitoring Platforms) був запущений 26 жовтня 1973 року. Він має орбіту на геоцентричних відстанях від 25 до  $45R_3$  із середнім значенням  $35R_3$  і проводить вимі-

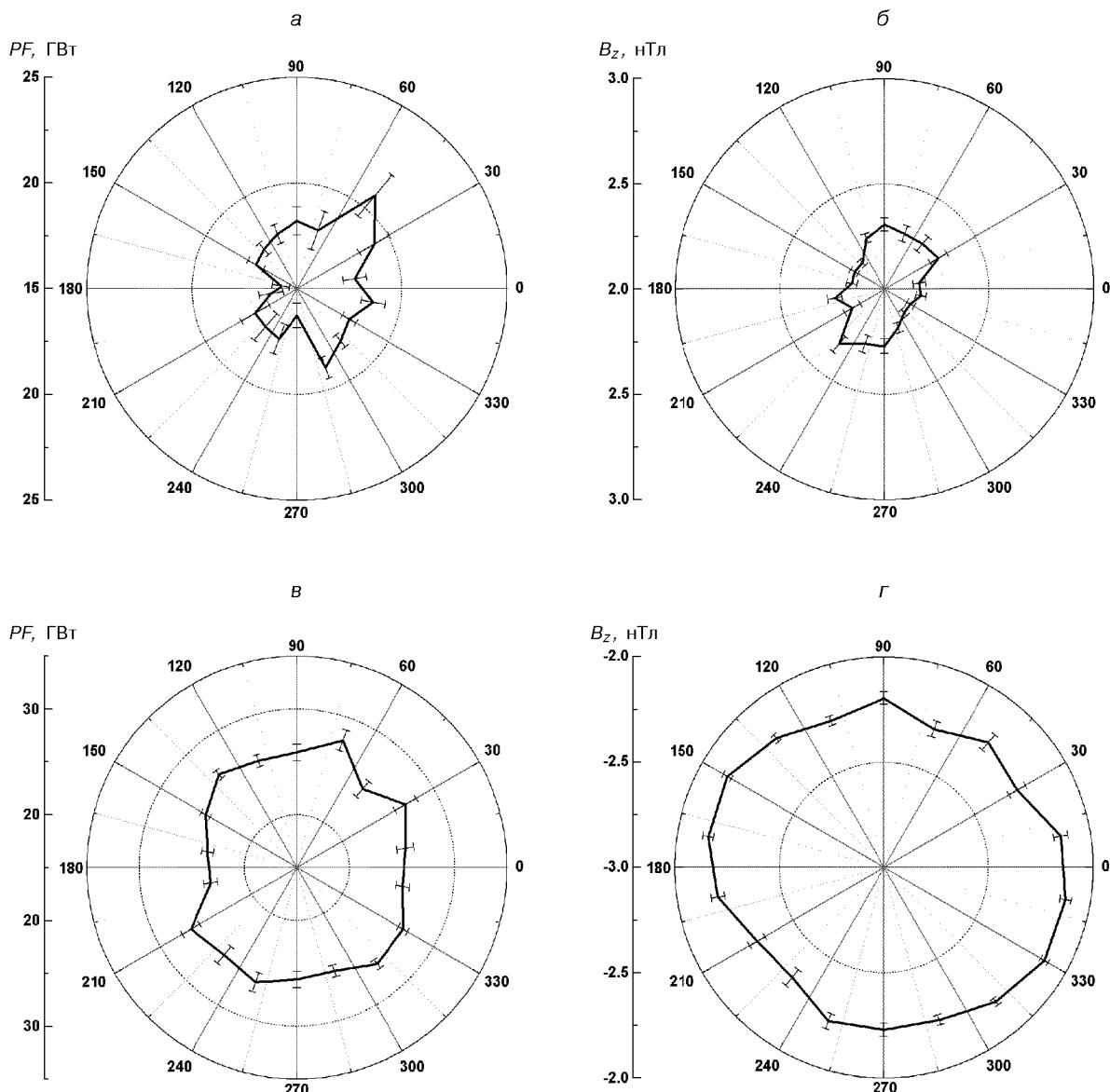


Рис. 4. Енергопотік в південний овал та  $B_z$ -складова ММП: *a*, *б* — для слабких північних полів ( $1 < B_z < 4$  нТл), *в*, *г* — для слабких південних полів ( $-4 < B_z < -1$  нТл)

рювання стану сонячного вітру поблизу орбіти Землі. Завдяки такій геометрії власної орбіти IMP8 перебуває більше ніж 60 % часу за межами магнітосфери, а решту — у магнітошарі та у внутрішніх частинах магнітосфери. IMP8 є обертально стабілізованим супутником у якого вектор кутового обертання спрямований перпендикулярно до площини екліптики і має період обертання 24 об/хв.

На IMP8 використовувався тривісний котушко-

вий магнітометр. Рівень шумів датчиків складає 0.025 нТл, тоді як рівень дискретизації  $\pm 0.14$  нТл. Були використані щогодинні усереднення з центруванням на середину години всесвітнього часу. Компоненти ММП представлені в геоцентричній сонячній магнітосферній системі (GSM). Вісь *X* спрямована вздовж лінії Земля — Сонце, вісь *Z* лежить в площині осі *X* та осі магнітного диполя Землі, вісь *Y* утворює праву трійку координатних векторів і

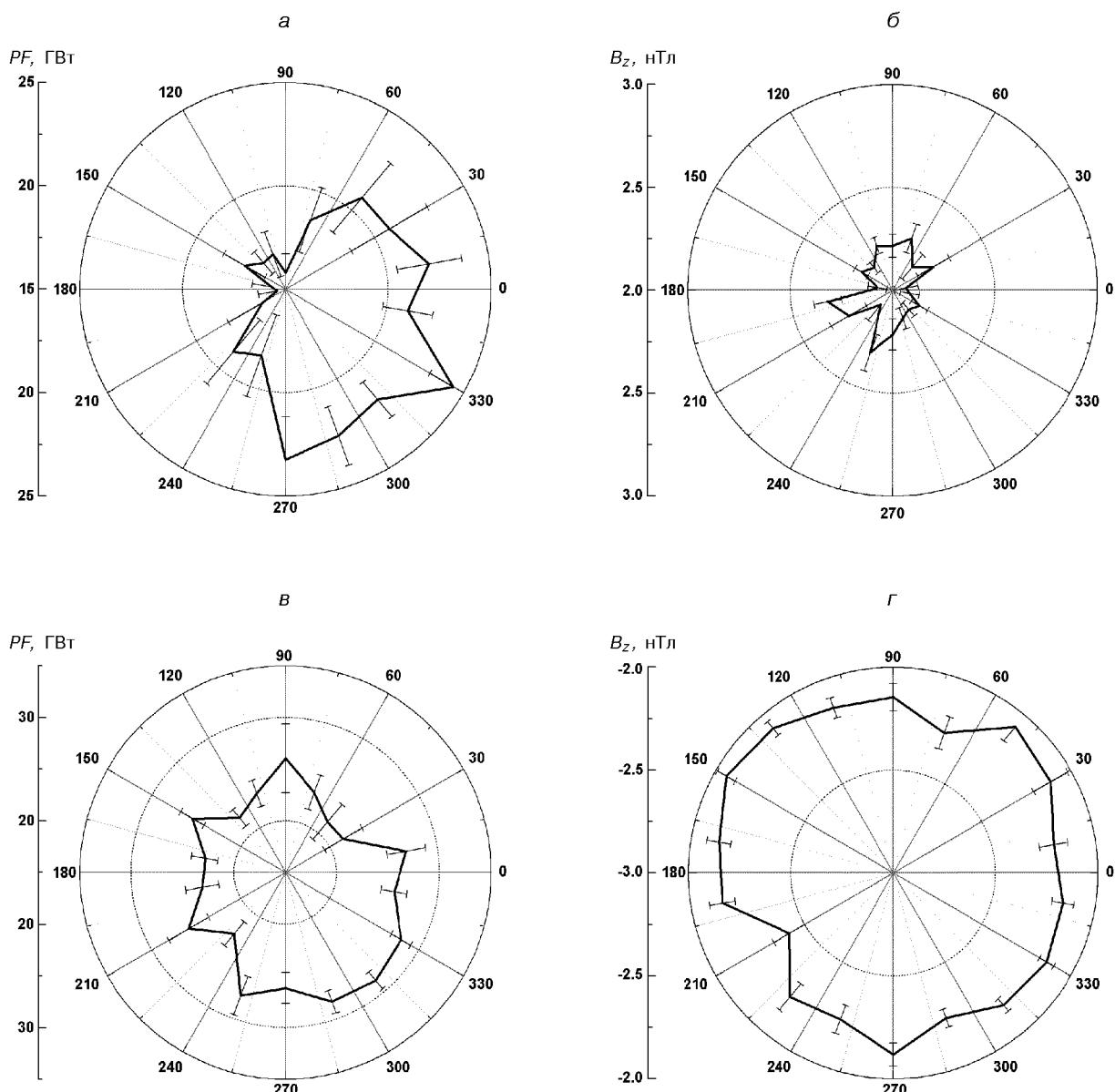


Рис. 5. Енергопотік в північний овал та  $B_z$ -складова ММП протягом літнього сонцестояння: *a*, *b* — для слабких північних полів ( $1 < B_z < 4 \text{ нТл}$ ), *c*, *d* — для слабких південних полів ( $-4 < B_z < -1 \text{ нТл}$ )

лежить у площині, близькій до площини екліптики. Для кожного виміру вектора  $\mathbf{B}$  ми отримали азимутальний кут  $\varphi = \arctg(B_y/B_x)$ . Кут  $\varphi$  відповідається від напрямку на Сонце ( $\varphi = 0$ ) проти годинникової стрілки в площині  $XY$  системи GSM, вид з півночі.

Аналізувались два ряди спостережень: авроральний енергопотік та величина ММП. Вибрані від-

повідні виміри з різницею в часі не більше півгодини. Таким чином отримали набір пар даних: величина азимутального кута  $\varphi$  та енергопотік  $PF$  для різних моментів часу. Надалі весь набір даних розбивався за значеннями  $\varphi$  на 18 двадцятиградусних секторів. Усі виміри  $PF$  з відповідними азимутальними кутами  $\varphi$  у межах кожного двадцятиградусного сектора усереднювались. Результати пред-

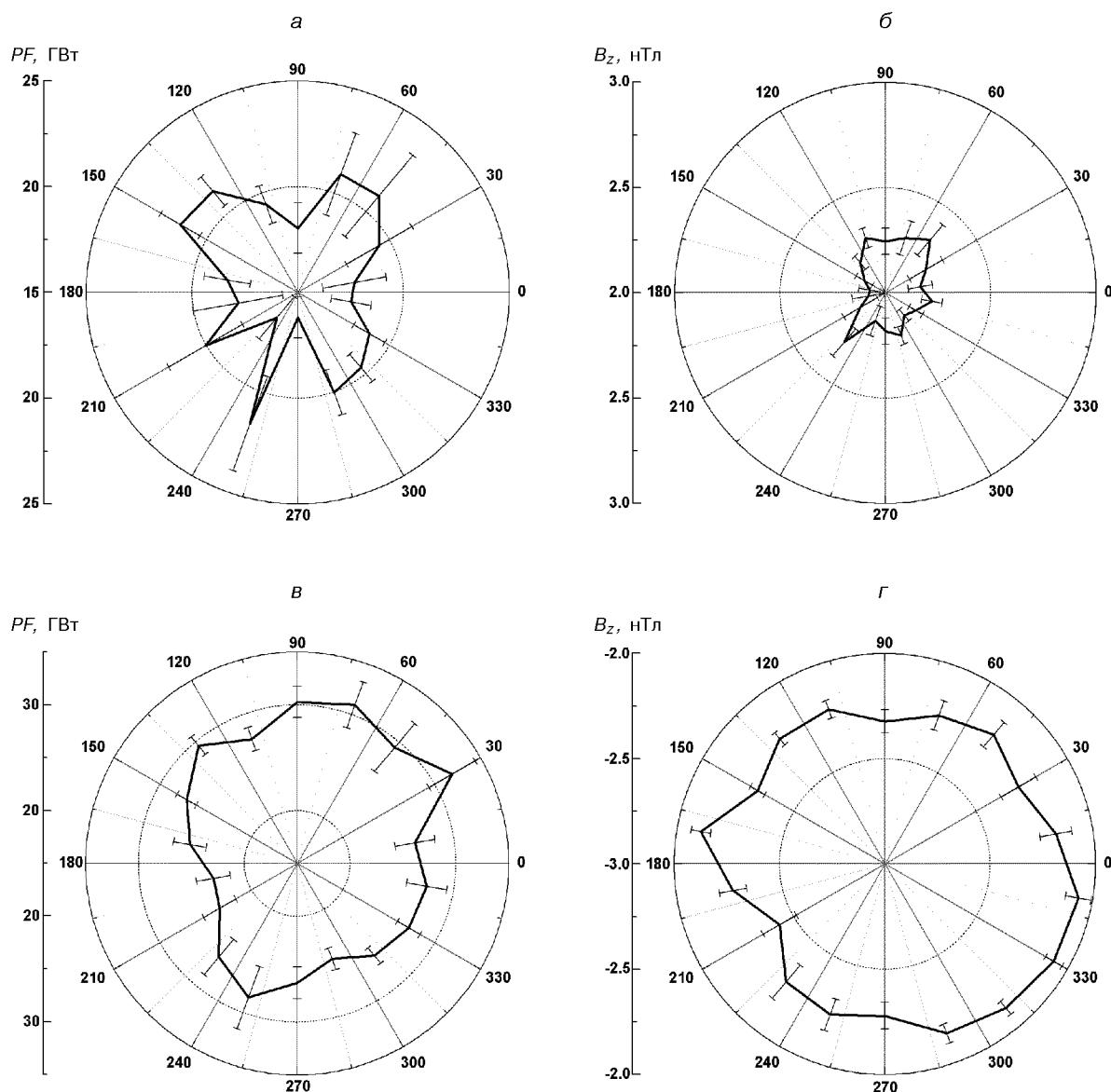


Рис. 6. Енергопотік в північний овал та  $B_z$ -складова ММП протягом зимового сонцестояння: а, б — для слабких північних полів ( $1 < B_z < 4$  нТл), в, г — для слабких південних полів ( $-4 < B_z < -1$  нТл)

ствлені на полярних діаграмах, де полярний кут — азимутальний кут вектора ММП  $\varphi$ , полярний радіус — величина середньої авроральної активності (PF). Нуль-пункт шкали зміщений для виділення варіацій вибраного параметра. Довірчий інтервал, вказаний на графіках, складає  $\pm\sigma$  (середня похибка середнього арифметичного). Проводилась сепарація за сезонами з центровкою на рівнодення та сонцестояння.

#### РЕЗУЛЬТАТИ ТА ОБГОВОРЕННЯ

Залежність  $PF(\varphi)$  для різних сезонів представлена на рис. 1. Помітна сильна асиметрія може бути пояснена не лише впливом азимутальної складової вектора ММП, а нерівномірним розподілом інших характеристик сонячного вітру.

На рис. 2 наведена залежність  $B_z$ -складової ММП від азимутального кута  $\varphi$  за період з 1978 по

2001 рр. Розподіл  $B_z$  складової в системі GSM теж не є ізотропним. Як відомо, південне спрямування  $B_z$  найбільш геоекспективне; тут воно відповідає від'ємним значенням  $B_z$ . Отже, мінімуми середніх значень  $B_z$  мають відповідати максимумам авроральних проявів. На рис. 2, б асиметрія розподілу  $B_z$  протилежна до асиметрії  $PF(\varphi)$  (рис. 1, б) для весняного та осіннього рівноденсь. Для зимового та літнього сонцестоянь (рис. 2, а) залежність  $B_z$  не є настільки рельєфною, але відповідає невеликій асиметрії  $PF$ -індексу (рис. 1, а). Таким чином, можна стверджувати, що залежність  $PF(\varphi)$  головним чином спричинена  $B_z$ -складовою ММП.

Для зменшення впливу  $B_z$  складової ми провели сепарацію вхідних даних: до обробки бралися лише виміри у яких  $B_z$ -складова лежить в діапазонах  $1 < B_z < 4$  нТл та  $-4 < B_z < -1$  нТл.

На рис. 3, а, в наведені залежності  $PF$ -індексу для північної півкулі від азимутального кута  $\varphi$  для слабких північних та південних полів. Розподіли  $B_z$  складової представлені на рис. 3, б, г які є досить симетричними, тому можна стверджувати, що вплив  $B_z$  складової майже виключено. Проте залежність  $PF(\varphi)$  для північних  $B_z$  є суттєво асиметричною, і максимальні потоки  $PF$  спостерігаються, коли вектор ММП лежить в четвертому квадранті, тобто коли в середньому  $B_x > 0$  та  $B_y < 0$ . При південних  $B_z$  розподіл  $PF(\varphi)$  є майже симетричним, хоча і спостерігається слабка тенденція до зростання авроральної активності, коли вектор ММП знаходиться в четвертому квадранті. Подібні залежності спостерігаються і для південної півкулі (рис. 4). Але на відміну від північної півкулі, енергопотік збільшується при середніх  $B_y > 0$  та  $B_x > 0$ . Ефекти впливу  $B_y$  складової протилежні в північному та південному овалах, що збігається з теоретичними дослідженнями [2]. Розподіл  $B_z(\varphi)$  є симетричним з відхиленнями в межах 0,1 нТл.

Отримані вище залежності є синтетичними, тобто акумулюють усі пори року. Ми провели сепарацію даних за сезонами і отримали залежності  $PF(\varphi)$  для двох періодів: літнього (рис. 5) та зимового (рис. 6); на цих рис. також наведена поведінка  $B_z(\varphi)$ . Асиметрія  $B_z$  складової не є великою, що виключає її безпосередній вплив. Для літнього сонцестояння при слабких північних полях (рис. 5, а) спостерігається явна асиметрія  $PF(\varphi)$ . Коли вектор ММП лежить в четвертому квадранті,  $PF$ -індекс збільшується майже на 50 %. Подібна, але не настільки велика асиметрія є для південних полів (рис. 5, в), що може вказувати на вплив азимутальної складової ММП навіть при невеликих

південних  $B_z$  для літнього періоду. Для зимового сонцестояння авроральна активність зростає, коли вектор ММП спрямований у перший квадрант, особливо для слабких південних полів (рис. 6, в). Можна підкреслити сезонну зміну асиметрії залежності  $PF(\varphi)$ , яка змінюється симетрично відносно осі  $X$ . Протягом зими  $PF$ -індекс зростає при  $B_y > 0$ , для літа маємо збільшення при  $B_y < 0$ . Але ступінь асиметрії в зимовий період є меншим.

Ці результати узгоджуються з теоретичними роботами [2]. Оскільки деформація полярного каспу при фіксованому значенні поля  $B_y$  максимальна в літні місяці і мінімальна в зимові, це може бути пов'язане із сезонним ходом провідності іоносфери, бо інтенсивність струмових систем у кожні півкулі пропорційна добутку електричного поля, пов'язаного з  $B_y$ -складовою, та провідності іоносфери.

## висновки

1. Отримано середній розподіл  $B_z$ -складової ММП у залежності від азимутального кута вектора міжпланетного поля за період з 1978 по 2001 рр. Виявлено асиметрія розподілу  $B_z$ , яка проявляє сезонні зміни.

2. Проведено статистичне дослідження варіацій аврорального енергопотоку в залежності від напрямку азимутальної складової ММП в обмежених інтервалах  $B_z$ -індукції. Встановлено, що при невеликих північних полях середня авроральна активність для обох півкуль є вищою, коли  $B_x > 0$ . В північній та південній півкулях відносне збільшення аврорального енергопотоку відповідає протилежним знакам  $B_y$ -складової.

3. Активність авроральних явищ залежить не лише від напрямку та величини ММП, але і від пори року. Загальна активність мінімальна у періоди сонцестоянь і максимальна — у періоди рівноденсь. У період літнього сонцестояння середня активність полярних сяйв зростає на 25 % при  $B_x > 0$  та  $B_y < 0$ , тоді як під час зимового сонцестояння збільшення активності на 15 % спостерігається при  $B_x > 0$  та  $B_y > 0$ . При цьому ступінь асиметрії середньої авроральної активності у представлених на полярних діаграмах  $PF(\varphi)$  взимку є меншою, ніж влітку. Асиметрію сезонних проявів, пов'язану з  $B_y$ -складовою, можна пояснити відповідною реконструкцією систем струмів у магнітосфері.

1. Воробьев В. Г., Зверев В. Л. Влияние компонентов межпланетного магнитного поля на положение овала сияний в

- дневном секторе // Полярные сияния и свечение ночного неба.—1981.—№ 28.—С. 21—24.
2. Леонтьев С. В. Влияние Y-составляющей межпланетного магнитного поля на положение полярных каспов // Геомагнетизм и аэрономия.—1975.—15, № 3.—С. 569—571.
  3. Решетник В. М., Дзюбенко М. І., Івченко В. М. Морфологія геліосферного магнітного поля і авроральний енергопотік // Кінематика і фізика небес. тел.—2003.—19, № 6.—С. 560—568.
  4. Старков Г. В. Планетарная динамика аврорального свечения // Физика околоземного космического пространства. — Апатиты, 2000.—С. 409—499.
  5. Старков Г. В., Фельдштейн Я. И., Шевнина Н. Ф. Связь секторной структуры межпланетного магнитного поля с активностью полярных сияний // Геомагнетизм и аэрономия.—1973.—13, № 5.—С. 949—951.
  6. Cumnock J. A., Sharber J. R., Heelis R. A., et al. Evolution of the global aurora during positive IMF  $B_z$  and varying IMF  $B_y$  conditions. // J. Geophys. Res.—1997.—102, N A8.—P. 17489—17497.
  7. Elphinstone R. D., Jankowska K., Murphree J. S., Cogger L. L. The configuration of the auroral distribution for interplanetary magnetic field  $B_z$  northward. I IMF  $B_x$  and  $B_y$  dependencies as observed by the Viking satellite // J. Geophys. Res.—1990.—95, N 5.—P. 5791—5804.
  8. Lassen K., Daniels C. Quiet time pattern of auroral arcs for different directions of the interplanetary magnetic field in the Y-Z plane // J. Geophys. Res.—1978.—83, N 11.—P. 5277—5284.
  9. Liou K., Newell P. T., Meng C.-I., et al. Characteristics of the solar wind controlled auroral emissions // J. Geophys. Res.—1998.—103, N 8.—P. 17543—17558.
  10. Shue J.-H., Newell P. T., Liou K., Meng C.-I. Influence of interplanetary magnetic field on global auroral patterns // J. Geophys. Res.—2001.—106, N A4.—P. 5913—5926.
  11. Shue J.-H., Newell P. T., Liou K., et al. Interplanetary magnetic field  $B_x$  asymmetry effect on auroral brightness // J. Geophys. Res.—2002.—107, N A8.—P. 1197—1208.
  12. Wing S., Newell P. T., Sibeck D. G., Baker K. B. A large statistical study of the entry of interplanetary magnetic field Y-component into the magnetosphere // Geophys. Res. Lett.—1995.—22.—P. 2083—2086.
  13. Zhang Y., McEwen D. J., Cogger L. L. Interplanetary magnetic field control of polar patch velocity // J. Geophys. Res.—2003.—108, N A5.—P. 1640—1649.

#### THE ROLE OF THE GSM-COMPONENTS OF THE GELIOSFERIC MAGNETIC FIELD IN THE FORMATION OF AURORAL POWER FLUX

V. M. Reshetnyk

We analysed variations of the polar flux in northern and southern ovals in connection with changes of the direction of the heliospheric magnetic field near the Earth from 1978 to 2001. The increase of the auroral activity at southern orientation of the interplanetary magnetic field ( $B_z < 0$ ) is confirmed. An asymmetric distribution of average values of the  $B_z$ -component in the XY-plane of the GSM-system is revealed. We found that the average activity of polar lights for both hemispheres is higher when  $B_x > 0$  under the northern orientation of the interplanetary magnetic field. For different hemispheres, the increase of the auroral activity is observed under different signs of the  $B_y$ -component of the interplanetary magnetic field. The seasonal variations of the auroral activity is revealed, namely, auroral power flux is maximum during equinoxes. The dependence of the auroral activity on azimuthal component of the interplanetary magnetic field decreases in winter and increases in summer.

УДК 535.41:621.396

А. С. Мазманишвили<sup>1</sup>, В. А. Пуляев<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Національний технічний університет «Харківський політехнічний інститут»

<sup>2</sup>Інститут іоносфери НАН і МОН України, Харків

## Корреляции и антикорреляции в задачах анализа опытов по некогерентному рассеянию радиоволн в ионосфере

*Надійшла до редакції 16.03.04*

Розглянуто варіанти реалізацій кореляційного функціоналу, що заданий на комплексновизначеному нормальному марківському процесі першого та другого порядків. Наведено графічні приклади і аналітичні вирази, що описують статистичні властивості такого функціоналу та його складових у вигляді кореляцій та антикореляцій. Показано приклад використання цільностей розподілу функціоналу у процедурах сортування та ідентифікації даних некогерентного розсіяння.

### ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

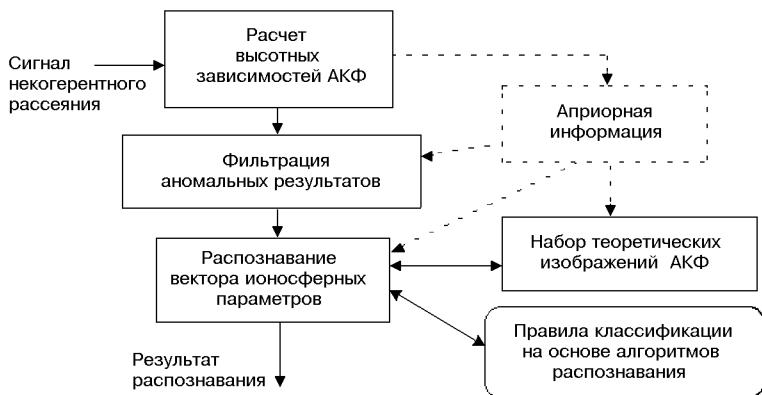
Расширение потенциальных возможностей методов радиофизических исследований окружающей среды подразумевает необходимость увеличения количества и повышение качества геофизической информации, синтез прогрессивных методологических подходов к ее обработке. В этом случае необходимо максимально использовать возможности радиотехнических устройств, внедрять специализированную цифровую аппаратуру с эффективными алгоритмами функционирования, использовать быстродействующую компьютерную технику для синтеза новых технологий обработки экспериментальных данных.

Перечисленные задачи обуславливают создание новых автоматизированных систем радиолокационного зондирования, предназначенных для дистанционных аэрокосмических исследований ионосферы Земли. К таким системам относятся и радарные установки, предназначенные для текущей оценки состояния околоземной космической плазмы путем регистрации некогерентного рассеяния (НР) радиоволн в СВЧ-диапазоне. С помощью этих установок можно получать экспериментальные сведения о детальной структуре и динамике среднеширотной ионосферной плазмы одновременно в широком интервале высот (100...1500 км) в режиме реального времени.

В процессе обработки информации, содержащейся в сигнале рассеяния, исходная задача заключается в текущей оценке функциональных характеристик этого сигнала (высотно-временном распределении его авто- и взаимных корреляционных функций и энергетических спектров). Затем подразумевается их анализ с целью вычисления суточного и сезонного распределений тепловых флюктуаций электронной плотности, ионного состава и многих других физических параметров, определяющих ход наблюдаемых процессов в ионосфере [5].

Обычно для реализации таких вычислений привлекаются математические методы, позволяющие применить эффективное решение при рассмотрении обратной задачи электродинамики. Точность этого решения зависит от достаточности оценок ординат экспериментальных автокорреляционных функций (АКФ) сигнала НР. Поэтому необходимо сначала оценить статистический разброс этих ординат, связанный со степенью коррелированности данных НР и со случайностью получения последовательности отсчетов в процессе приема сигнала рассеяния. Внедрение автоматизации в обработку результатов измерений, которая приводит к необходимости некоторой формализации процедур, к тому же вызывает необходимость выявления искаженных (аномальных) результатов с целью их автоматического отбрасывания как непригодных для дальнейшего

Рис. 1. Блок-схема процедуры оценки параметров ионосферной плазмы на основе распознавания образов АКФ



анализа. Таким образом, дальнейшее развитие методов сортировки и обработки данных, гарантирующих повышенную точность оценки параметров ионосферной плазмы, неэффективно без априорной информации о статистических особенностях характера поведения ординат АКФ, без учета значений их доверительных интервалов, соответствующих разным условиям эксперимента.

На рис. 1 представлена блок-схема процедуры оценки параметров ионосферной плазмы, состоящая из совокупности алгоритмических средств анализа и обработки радиофизической информации. Согласно этой процедуре вначале производится вычисление ординат АКФ с последующей фильтрацией аномальных результатов расчета. Затем происходит распознавание формы АКФ на фоне теоретических аналогов с расчетом совокупности ионосферных параметров в моменты наилучшего их совпадения. Данная конфигурация успешно зарекомендовала себя, обеспечивая точность на уровне 10–30 % [4].

В случае же введения в схему дополнительного блока (см. штриховые линии), содержащего априорную информацию о вероятностном характере поведения ординат АКФ, будет оптимизирован процесс фильтрации и значительно сократится длительность процедуры распознавания образов за счет сужения диапазона привлекаемых теоретических АКФ. Эта информация также позволит приблизиться к однозначности идентификации параметров в процессе решения обратной задачи. Главным образом это возможно за счет использования сведений о размерах доверительных интервалов рассматриваемых ординат экспериментальных АКФ, необходимых для процесса их расчета и очистки от шумовых составляющих.

Таким образом, для дальнейшего усовершенствования методики обработки сигнала НР, направленной на повышение точности и достоверности оце-

нок ионосферных параметров, требуется сведения о статистических свойствах вычисленных ординат экспериментальных АКФ. Достаточная информация об этих свойствах заключена в плотности распределении вероятностей  $f_i(\eta)$  случайных значений АКФ  $K(\tau)$ , расчет которых на основе анализа марковских последовательностей приведен ниже.

Целью статьи является исследование свойств плотностей распределения  $f_i(\eta)$  ординат автокорреляционного функционала АКФ  $K(\tau)$ , который можно получить при анализе случайных нормальных процессов первого и второго порядков в процессе моделирования дискретного/непрерывного представления сигнала НР и анализе алгоритмов его обработки.

## РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ ИССЛЕДОВАНИЯ

Процесс анализа геофизических исследований описывается на аппарате и методики математической статистики [3, 7], при этом основным носителем данных на завершающем этапе интерпретации являются АКФ, высотно-временные вариации которых содержат необходимую информацию о локальном состоянии ионосферной плазмы. Известно, что в силу свойств сигнала НР, принимаемого на фоне гауссова шума, последовательность фиксируемых отсчетов  $\{z_1, z_2, \dots\}$  оказывается случайной. А так как случайными оказываются и оценки АКФ сигнала  $K(\tau)$ , то необходимы исследования его характеристик, отражающих различное состояние и поведение ионосферной плазмы. Так, например, в процессе работы Харьковского радара НР (обсерватория Института ионосферы НАН и МОН Украины) рассчитываются различные формы автокорреляционных функций (рис. 2), которые зависят от высотно-временного распределения в интервале

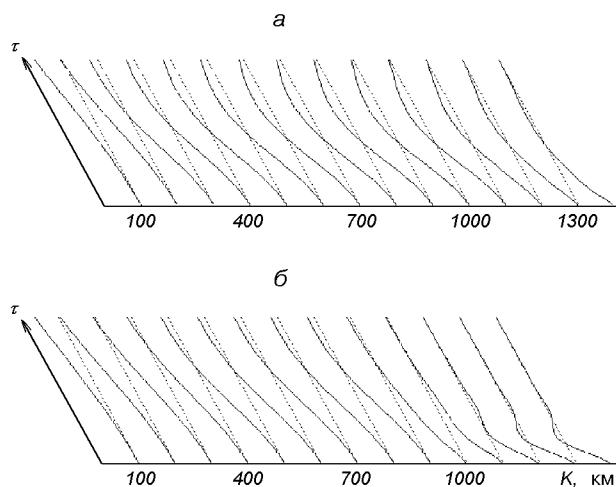


Рис. 2. Типичные АКФ сигнала НР для дня (а) и ночи (б), регистрируемые над г. Харьковом в спокойные периоды солнечной активности

100...1400 км электронной плотности, дрейфа ионосферной плазмы, электронной и ионной температур, ионных составляющих: атомарного кислорода, гелия, водорода и др.

Характер поведения линий можно описать различными математическими зависимостями, отражающими процессы как первого (например, АКФ на высотных участках в нижней ионосфере), так и второго порядков (АКФ на высотных участках средней и верхней ионосферы). Поведение кривых можно теоретически смоделировать достаточно близко, привлекая теорию марковских процессов и основанных на них функционалов, математический аппарат для описания которых в настоящее время развит достаточно полно [1, 6].

Опираясь на теорию марковских процессов для выявления влияния степени коррелированности данных применительно к процессам вначале первого, а затем второго порядков, рассмотрим аддитивный автокорреляционный функционал, который реализуется в блоке расчета АКФ сигнала НР (рис. 1) в следующем виде [2]:

$$K_i = \frac{1}{2N} \sum_{n=1}^N (z_n^* z_{n+i} + z_n z_{n+i}^*), \quad (1)$$

где  $i = \tau/\Delta$  — индекс дискретного интервала задержки ( $i = 0, 1, \dots, N$ );  $\tau$  — временной интервал задержки, который в радиофизических экспериментах выбирается соизмеримым с исследуемым интервалом корреляции (100—500 мкс);  $\Delta$  — элемент задержки, значение которого обычно задается соизмеримым с периодом дискретизации сигнала рассе-

яния и находится в пределах от долей до десятков микросекунд;  $\{z_1, z_2, \dots, z_{2N}\}$  — выборка объемом  $2N$ , извлеченная из генеральной совокупности случайных отсчетов нормального марковского процесса  $z(t)$ .

Функционал (1) имеет дискретный вид, его интегральным аналогом может служить АКФ интегрального вида

$$K(\tau) = \frac{1}{2T} \int_0^T [z^*(t)z(t+\tau) + z(t)z^*(t+\tau)] dt ; \quad (2)$$

этот функционал основан на реализации случайного процесса  $z(t)$ , где  $T$  — длительность интервала наблюдения.

Для любого момента времени  $t$  нормальный марковский процесс  $z(t)$  первого порядка характеризуется средним  $\langle z(t) \rangle = 0$ , интенсивностью  $\langle |z(t)|^2 \rangle = \sigma$  (здесь угловыми скобками обозначено математическое ожидание) и декрементом  $\nu$ . Для описания процесса второго порядка к перечисленным характеристикам необходимо добавить еще одну переменную, отвечающую средней частоте  $\omega$ . Безразмерные величины  $\nu$  и  $\omega$  в качестве коэффициента затухания и множителя гармонической составляющей задают экспоненциальное и осциллирующее изменения формы корреляционного функционала, что соответствует высотно-временному изменению вида реальной автокорреляционной функции сигнала некогерентного рассеяния.

Данный набор переменных позволяет при теоретических исследованиях реализовать и исследовать наиболее характерные формы автокорреляционного функционала, соответствующие экспериментальным АКФ, полученным после синхронного детектирования, на разных высотных участках.

В силу статистической связи между значениями  $z(t)$  нормального марковского процесса плотность распределения  $f_r(\eta)$  корреляционного функционала  $K_i$  (1) или  $K(\tau)$  (2) будет иметь существенно различный вид в зависимости от параметров измерения  $N, i$  (или  $t, \tau$ ) и параметров самого процесса  $z(t)$ . Имеется ряд известных утверждений и результатов [1, 6], относящихся к статистическим свойствам квадратичных функционалов  $K_0$  или  $K(0)$  при нулевой задержке. В частности, в работе [6] полностью описана статистическая структура таких функционалов для случая, когда  $z(t)$  — нормальный марковский процесс первого или второго порядка. Анализ статистических свойств корреляционных функционалов (1) или (2) возможно осуществить, опираясь на эти известные результаты. С этой целью сформулируем последовательность утверждений.

**Утверждение 1.** Для последовательности отсчетов  $\{z_1, z_2, \dots, z_{2N}\}$  нормального процесса  $z(t)$  случайные величины  $u_+ = z_n + z_m$  и  $u_- = z_n - z_m$  при любых  $n$  и  $m$  являются некоррелированными, а потому независимыми.

Каждый отсчет из последовательности  $\{z_1, z_2, \dots, z_{2N}\}$  является нормальной случайной величиной. Свойством нормальности будут обладать и произвольные линейные комбинации таких отсчетов [6].

**Следствие.** При данном индексе задержки  $i$  анализ статистики функционалов

$$\begin{aligned} W_+ &= \frac{1}{8N} \sum_{n=1}^N |z_n + z_{n+i}|^2, \\ W_- &= \frac{1}{8N} \sum_{n=1}^N |z_n - z_{n+i}|^2, \end{aligned} \quad (3)$$

для которых  $W_+ - W_- = K_i$ , возможно производить по отдельности, поскольку случайные величины  $W_+$  и  $W_-$  являются независимыми.

**Утверждение 2** (подробное доказательство приведено в работе [2]). В силу стационарности процесса  $z(t)$  при данном индексе задержки  $i$  статистика функционала  $W_+$  эквивалентна статистике квадратичного функционала  $K_0$ , умноженного на

$$\gamma_+ = \frac{1}{2}(1 + \gamma_i), \quad (4)$$

где

$$\gamma_i = \frac{1}{2\sigma} \langle (z_n z_{n+i}^* + z_n^* z_{n+i}) \rangle \quad (5)$$

— корреляционная функция отсчетов гауссовского процесса  $z(t)$ .

Аналогично, при данном индексе задержки  $i$  статистика функционала  $W_-$  эквивалентна статистике квадратичного функционала  $K_0$ , умноженного на

$$\gamma_- = \frac{1}{2}(1 - \gamma_i). \quad (6)$$

**Утверждение 3.** Пусть для случая нулевой задержки ( $i = 0$ ) известна производящая (характеристическая) функция (ПФ) случайного квадратичного функционала  $K_0$

$$Q_0(\lambda) = \langle \exp(-\lambda K_0) \rangle, \quad (7)$$

с производящим параметром  $\lambda$ . Тогда в силу статистической независимости случайных квадратичных функционалов  $K_+$  и  $K_-$  при  $i \geq 0$  имеем

$$\begin{aligned} Q_i(\lambda) &= \langle \exp(-\lambda K_i) \rangle = \langle \exp[-\lambda(W_+ - W_-)] \rangle = \\ &= Q_0(\lambda\gamma_+)Q_0(-\lambda\gamma_-). \end{aligned} \quad (8)$$

Таким образом, производящая функция  $Q_i(\lambda)$  случайных значений аддитивного корреляционного функционала (1) может быть выражена в терминах произведения ПФ  $Q_0(\lambda\gamma_+)$  и  $Q_0(-\lambda\gamma_-)$  с нулевой задержкой каждая, но с корреляционными фактами  $\gamma_+$  и  $\gamma_-$ .

**Утверждение 4.** Пользуясь предельным переходом  $N \rightarrow \infty$  и на основании принципа аналитического продолжения получаем, что содержание утверждений 1–3 вместе с их следствиями справедливо как для квадратичных функционалов аддитивного вида (1), так и интегрального вида (2).

**Утверждение 5.** Из вида ПФ (8) следует, что распределение случайных значений АКФ локализуется вокруг своего среднего значения

$$\langle K_i \rangle = \gamma_i \sigma = (\gamma_+ - \gamma_-)\sigma = (\gamma_+ - \gamma_-)\langle K_0 \rangle. \quad (9)$$

В множестве реализаций АКФ есть как положительные составляющие (корреляции), так и отрицательные (антикорреляции) (рис. 3).

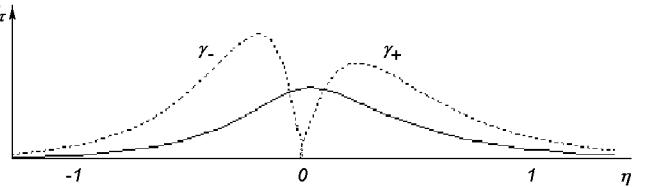


Рис. 3. Корреляции ( $\gamma_+$ ) и антикорреляции ( $\gamma_-$ ) при формировании плотности распределения  $f_\tau(\eta)$  значений функционала  $K(\tau)$  интегрального вида от случайного нормального процесса  $z(t)$

**Утверждение 6.** Для данного индекса  $i$  задержки дисперсия  $D[K_i] = \langle K_i^2 \rangle - \langle K_i \rangle^2$  случайной величины  $K_i$  выражается через дисперсию  $D[K_0] = \langle K_0^2 \rangle - \langle K_0 \rangle^2$  случайной величины  $K_0$

$$\begin{aligned} D[K_i] &= \left[ \frac{d^2}{d\lambda^2} Q_i(\lambda) - \left( \frac{d}{d\lambda} Q_i(\lambda) \right)^2 \right] \Big|_{\lambda=0} = \\ &= \gamma_i^2 \left[ \frac{d^2}{d\lambda^2} Q_0(\lambda) - \left( \frac{d}{d\lambda} Q_0(\lambda) \right)^2 \right] \Big|_{\lambda=0} = \gamma_i^2 D[K_0], \end{aligned} \quad (10)$$

и, таким образом, для данного  $i \geq 0$  размах флюктуаций АКФ  $K_i$  зависит от корреляционной функции  $\gamma_i$  регистрируемого процесса  $z(t)$  и связан с дисперсией АКФ  $K_0$  при нулевой задержке. Свойства, аналогичные (9) и (10), имеют место и для интегрального квадратичного функционала.

## МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ КОРРЕЛЯЦИЙ

**Процесс первого порядка.** Нормальный марковский процесс  $z(t)$  первого порядка описывается стохастическим уравнением [6]

$$dz(t)/dt + \nu z(t) = u(t), \quad (11)$$

где  $u(t)$  — порождающий процесс белого шума".

Производящая функция  $Q_0(\lambda)$  случайных значений корреляционного функционала (2) при  $\tau = 0$  имеет вид [1]

$$Q_0(\lambda) = \frac{4r\nu\exp(\nu T)}{(r + \nu)^2\exp(rT) - (r - \nu)^2\exp(-rT)}, \quad (12)$$

где

$$r = \sqrt{\nu^2 + 2\nu\sigma/T}.$$

Плотность распределения  $f_\tau(\eta)$  случайных значений корреляционного функционала (2) может получена из производящей функции с помощью обратного преобразования Лапласа.

На рис. 4 приведены рассчитанные для данных условий семейства плотностей распределения  $f_\tau(\eta)$

интегрального корреляционного функционала  $K(\tau)$  от процесса первого порядка. Кривые рассчитаны для случая реализации значений задержек  $\tau = 0, \dots, 2.5$  при  $T = 1$ ,  $\sigma = 1$  и  $\nu = 5$ .

**Процесс второго порядка.** Нормальный марковский процесс  $z(t)$  второго порядка описывается стохастическим уравнением [6]

$$d^2z(t)/dt^2 + 2\nu dz(t)/dt + \omega^2 z(t) = u(t), \quad (13)$$

где  $u(t)$  — порождающий процесс «белого шума».

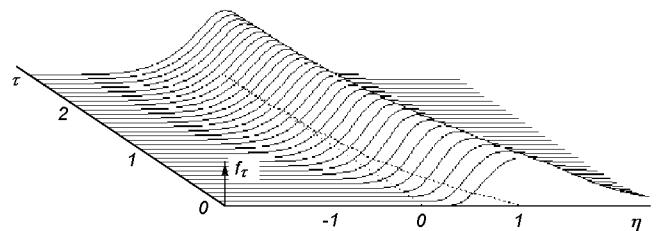


Рис. 4. Семейство плотностей распределения  $f_\tau(\eta)$  случайных значений интегрального автокорреляционного функционала  $K(\tau)$  процесса первого порядка  $z(t)$

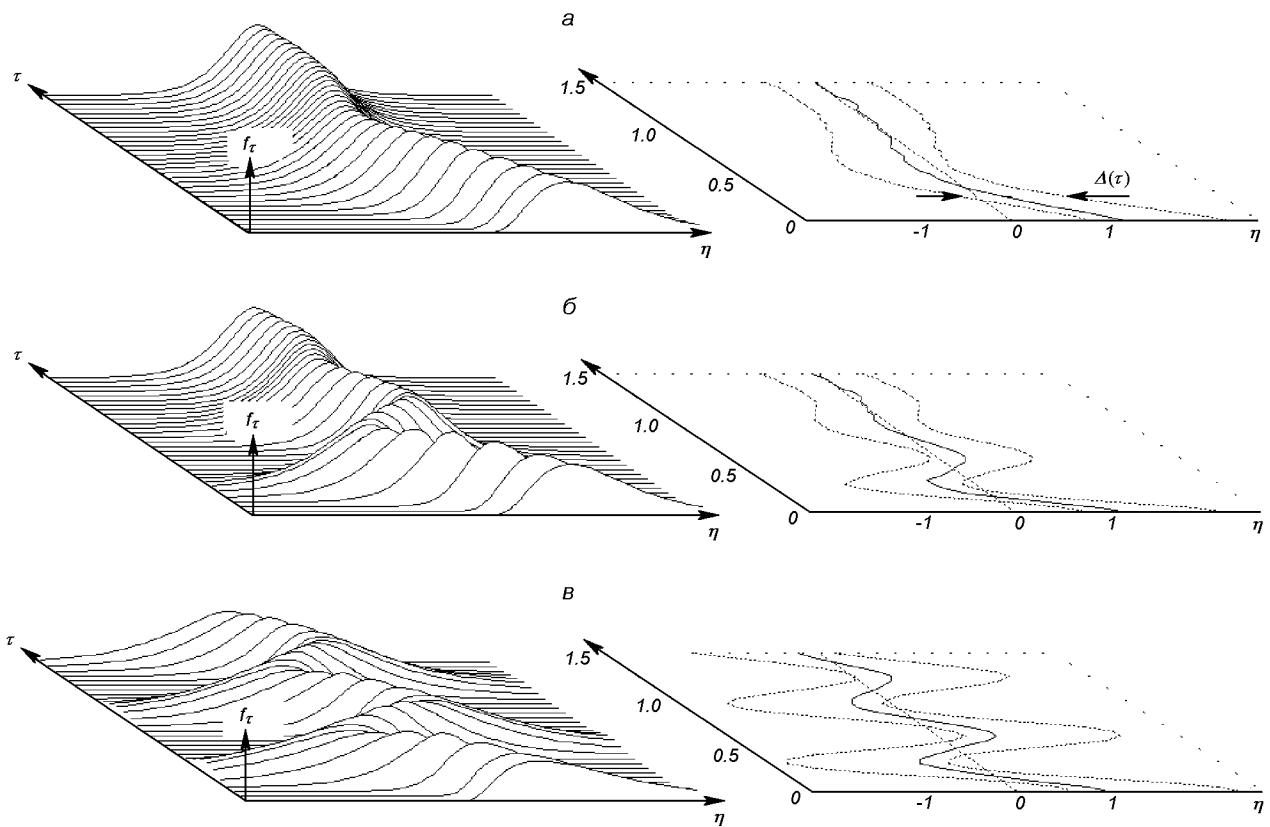


Рис. 5. Семейство плотностей распределения  $f_\tau(\eta)$  интегральных автокорреляционных функционалов  $K(\tau)$  процесса второго порядка  $z(t)$  и значения доверительных интервалов  $\Delta(\tau)$  для доверительной вероятности  $P = 0.8$

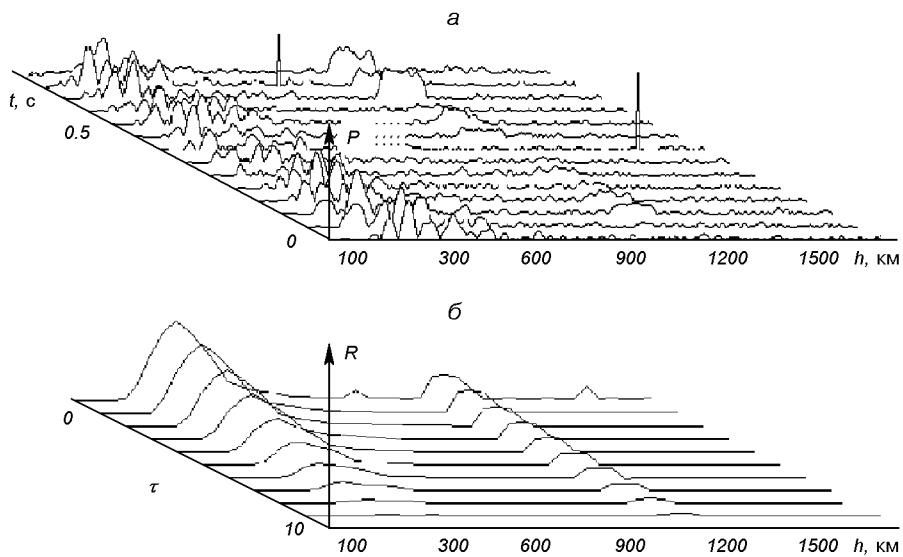


Рис. 6. Высотно-временная зависимость смеси НР сигнал + шум (а) и высотная зависимость значений ординат ее АКФ (б)

Производящая функция  $Q_0(\lambda)$  случайных значений корреляционного функционала (2) при  $\tau = 0$  имеет вид [1]

$$Q_0(\lambda) = \frac{4rv \exp(vT)}{[r_+^2 \exp(rT) - r_-^2 \exp(-rT)]^2 - [2rr_+r_- \operatorname{sh}(\Omega T)/\Omega]^2}, \quad (14)$$

где

$$r = \sqrt{\nu^2 + \Omega^2}, \quad r_{\pm} = r \pm \nu,$$

$$\Omega = \sqrt{2\lambda\nu\sigma/T}.$$

На рис. 5 приведены семейства плотностей распределения  $f_i(\eta)$  и доверительные интервалы  $\Delta(\tau)$  для вероятности  $P = 0.8$  интегрального корреляционного функционала  $K(\tau)$  в случае процесса второго порядка. Кривые рассчитаны для значений задержек  $\tau = 0, \dots, 1.5$  при  $\sigma = 1$ ,  $\nu = 5$ , а также  $\omega = 5$  — в первом случае (а),  $\omega = 7.5$  — во втором (б) и  $\omega = 10$  — в третьем (в).

#### РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

На рис. 6, а приведен фрагмент высотно-временных зависимостей уровня сигнала НР, принимаемого на фоне шумов, включающего в себя экстремальные

аномальные составляющие типа единичного промаха, а также составляющие в виде групп уклоняющихся значений, вызванные сбоями аппаратуры и наличием отражений от летательных объектов в зоне диаграммы направленности антенны.

На рис. 6, б отражен результат вычислений АКФ при обработке данного набора в процессе статистического накопления результатов на протяжении некоторого временного интервала наблюдений (единицы минут).

Для формализации подхода к очистке в этом случае рассчитывается набор эталонов сигналов информационных участков. Обычно данный набор строится автоматически, а затем уточняется в процессе анализа исследуемых кривых. Для этого на высотных зависимостях сегментируются участки (до и после максимума ионизации, сам максимум), которые легко описать аналитически. Например, на высотах более 500...700 км данные аппроксимируются наклонной линией, а ниже — различными кривыми распределений (экспонента, сумма экспонент, квадратичная парабола и др.). Затем с привлечением априорной информации определяются величины доверительных интервалов и вероятностные оценки, которые в результате их использования позволяют провести качественную очистку данных.

Нужно отметить, что отсутствие точного знания плотностей распределения вероятностей корреляци-

онного функционала (например, использование завышенного или заниженного значений статистических разбросов) приведет во время очистки соответственно к слабым ограничениям на размах помеховых составляющих и к неоправданному завышению дисперсии рассматриваемой оценки, или, наоборот, к изменению плотности распределения ординат экспериментальных АКФ в меньшую сторону.

## ВЫВОДЫ

Таким образом, получены аналитические выражения для производящей функции сигнала, реализующие плотности распределения вероятностей  $f_r(\eta)$  случайных значений  $\eta$  ординат корреляционного функционала аддитивного  $K_i$  или интегрального вида  $K(\tau)$  сигнала НР при произвольной задержке  $i$  или  $\tau$  соответственно. Они несут статистически исчерпывающую информацию, учитывающую изменяющийся статистический разброс ординат АКФ в случае обработки случайного процесса первого и второго порядков.

Прослежена статистическая связь между флюктуациями случайных значений корреляционного функционала сигнала НР при отличной от нуля задержке и флюктуациями корреляционного функционала сигнала НР при нулевой задержке.

Реализация вычислительных процедур с привлечением семейства плотностей распределения, знание параметров которых приближает к однозначному решению обратной задачи электродинамики, дает возможность расчета значений локальных параметров плазмы с достаточной степенью надежности.

1. Мазманишвили А. С. Континуальное интегрирование как метод решения физических задач. — Киев: Наук. думка, 1987.—224 с.
2. Мазманишвили А. С., Пуляев В. А., Рогожкин Е. В. Особенности определения высотных зависимостей параметров ионосферной плазмы при некогерентном рассеянии радиоволн // Космічна наука і технологія.—2004.—10, № 2/3.—С. 36—44.
3. Пикаев И. К. Плотность распределения оценки комплексного коэффициента корреляции // Радиотехника и электроника.—1990.—35, № 5.—С. 1092—1094.
4. Пуляев В. А. Алгоритм анализа функций невязки в процессе расчета ионосферных параметров по АКФ сигнала НР // Вестн. НТУ «ХПИ»: Сб. науч. тр. — Харьков: НТУ «ХПИ», 2001.—Вып. 4.—С. 216—218.
5. Пуляев В. А. Статистическое оценивание параметров ионосферы в методе НР радиоволн // Радіотехніка.—2002.—Вип. 129.—С. 98—102.
6. Тихонов В. И., Миронов М. А. Марковские процессы. — М.: Сов. радио, 1977.—488 с.
7. Franke S. J., Rottger J., LaHoz C., Liu C. H. Frequency domain interferometry of polar mesosphere echoes with the EISCAT VHF radar: A case study // Radio Sci.—1992.—27, N 3.—P. 417—428.

## CORRELATIONS AND ANTICORRELATIONS IN PROBLEMS ON ANALYSIS OF EXPERIMENTS ON NONCOHERENT SCATTERING OF RADIO WAVES IN IONOSPHERIC PLASMA

A. S. Mazmanishvili, V. A. Puliaiev

We consider some versions of the implementation of random values of the correlation functional defined on the complex-valued normal Markovian process of the first and second orders. Some graphic examples and analytical expressions are adduced which describe statistical properties of the functional and its components in terms of correlations and anticorrelations. We show an example of the use of the functional densities function in procedures of sorting and identification of noncoherent scattering data.

УДК 533.951

**А. Н. Кришталь, С. В. Герасименко**

Головна астрономічна обсерваторія НАН України, Київ

## Генерація кінетических альвеновських волн в плазмі петель в активній області

*Надійшла до редакції 01.06.04*

В рамках моделі спалахового процесу Хейвартса — Пріста — Раста досліджуються умови виникнення та розвитку нестійкості низькочастотних плазмових хвиль у поверхневому шарі післяспалахової петлі в активній області на Сонці. Нестійкість може виникнути на певній висоті у петлі в результаті спільної дії кількох факторів: крупномасштабного магнітного поля  $B_0$  і скінченного значення ларморівського радіуса іонів, слабкого електричного («субдрейсерівського») поля  $E_0$  у петлі, паралельного до магнітного, дрейфового руху плазми через наявність в ній просторових неоднорідностей густини і температури. Дисперсійні рівняння для квазіперпендикулярних збурень (відносно  $B_0 \parallel E_0$ ) вироджується у поліном четвертого степеня відносно безрозмірної частоти. Один з його коренів, що відповідає кінетичній альвенівській хвилі, виявляється нестійким до малих збурень, причому ця нестійкість має чітко виражений пороговий характер.

### ВВЕДЕНИЕ

Неустойчивости считаются главным источником волн в плазме активных областей на Солнце [5, 40], хотя далеко не единственным [5, 16, 21]. Идеология и математический аппарат, используемый при их исследовании в космической плазме, в частности в солнечной, были разработаны для плазмы «лабораторной» почти полвека тому назад. Стоит отметить, что их применение, как правило, давало отличные результаты и в новой области [17, 24, 30]. Тем не менее очевидно, что в космической плазме есть объекты и явления, для корректного описания которых известные методы должны быть модифицированы. К таким объектам можно отнести и послевспышечные петли в активных областях на Солнце [15, 21, 40]. Тому есть несколько причин. Во-первых, это заметно возросшее количество и качество данных наблюдений динамических процессов в плазме активных областей, обусловленное прежде всего успехами международных проектов «Yohkoh», SOHO и TRACE. Обработка полученных результатов позволила сделать несколько важных и достаточно неожиданных выводов о роли хромосферы во вспышечном процессе, о температуре и степени пространственной неоднородности

вспышечной плазмы [23]. Во-вторых — появление надежных экспериментальных свидетельств наличия крупномасштабного электрического поля в петлях [26], а также успехи численного МГД-моделирования взаимодействия магнитных потоков в активных областях в рамках теории Хейвартса — Пріста — Раста [14, 28, 36]. В-третьих, генерация волн в результате возникновения и развития неустойчивостей в атмосferе вспышки, которая может оказаться альтернативой радиальному колебанием петель, успешно используемых для диагностики вспышечной плазмы [7, 33]. Этот список можно продолжить. В лабораторной плазме влияние таких факторов, как кулоновские столкновения и слабые электрические поля, если не полностью контролируется, то по крайней мере поддается «регулировке» в процессе исследований [8]. В солнечной плазме активных областей это невозможно в принципе. Между тем конкретно в петельных структурах «субдрейсеровские» поля [35] в токовых контурах петель и учет влияния столкновений в хромосферном участке контура — это не просто малые возмущающие факторы, а отличительные физические особенности объекта исследований. Точно такие же, как и значительный скачок плотности плазмы в поверхностном слое петель, что

было отмечено еще де Ягером [21], а в последнее время подтверждено данными наблюдений «Yohkoh», SOHO и TRACE [23].

Температурно-дрейфовые неустойчивости всегда представляли интерес для исследователей прежде всего из-за своего экстремально низкого порога возбуждения [1, 8, 11, 12]. Дисперсионное уравнение (ДУ) для низкочастотных неустойчивостей в замагниченной плазме без учета столкновений и внешних электрических полей с равной температурой электронов и ионов  $t \equiv T_e/T_i = 1$  А. Б. Михайловский получил еще в 1963 г. [11]. Предполагалось, что плазма обладает одномерной неоднородностью плотности. Несколько позднее было получено ДУ и соответствующий критерий развития температурно-дрейфовой неустойчивости для неоднородной плазмы, когда кроме градиента плотности есть еще и градиент температуры [8, 12]. Этот критерий успешно применялся Б. В. Сомовым с соавторами в работе [17]. Они показали, что требуемая мощность энерговыделения во вспышке может быть достигнута только при учете именно температурно-дрейфовых неустойчивостей, которые возбуждаются в таких условиях, когда поперек силовых линий магнитного поля имеется градиент плотности и температуры. Большая мощность энерговыделения получается при этом благодаря относительно низкому порогу раскачки дрейфовых волн по сравнению с ионно-звуковыми или ионно-циклонными волнами.

Максимального проявления дрейфовых эффектов следует, очевидно, ожидать в местах наличия максимальных градиентов температуры и плотности, — в поверхностном слое петли. Важное значение этой области отметил Йонсон [30], который рассматривал условия генерации поверхностных кинетических альвеновских волн и последующую их трансформацию в объемные волны, которые в результате диссипации нагревают плазму. О наличии петель с «холодными ядрами» (т. е. «обратным» градиентом температуры) в ряде активных областей сообщал П. Фоукал еще в 1975 г. [25].

Здесь мы исследуем процесс возникновения и развития низкочастотных неустойчивостей в неоднородной плазме поверхностного слоя петли перед вспышкой. Крупномасштабное квазистатическое электрическое поле в петле  $E_0(t)$  предполагается слабым («субдрейсеровское» поле [35]) и направленным параллельно магнитному полю  $B_0$  [3, 29]. Исследуемый участок токового контура относится к нижней хромосфере, где влияние кулоновских столкновений может оказаться значительным. В рамках линейной стадии теории возмущений время развития неустойчивости определяется ее инкрементом

[1, 8]. Оказалось, что исследуемая неустойчивость имеет пороговый характер. Поэтому при учете дополнительных физических условий и используемых ограничений особо важное значение приобретают конкретные границы интервалов изменения основных параметров плазмы и характеристик возмущения. Разумеется, не менее важны и сами граничные значения этих величин, при которых возникает неустойчивость.

## МОДЕЛЬ ПЛАЗМЫ И ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ПРИБЛИЖЕНИЯ

Опыт предыдущих исследований [9, 10, 31, 32] указывает на то, что при рассмотрении плазменных неустойчивостей в солнечной атмосфере необходимо с самого начала выбрать уравнение состояния плазмы и конкретную модель вспышечного процесса. Связано это с тем, что при попытке учесть даже минимальное число наиболее характерных черт объекта (в данном случае — послевспышечной петли), выражение для инкремента неустойчивости оказывается чрезвычайно чувствительным к изменениям плотности и температуры, а также значениям амплитуд электрического и магнитного полей в петле. Очевидно, что в такой ситуации для получения достоверных результатов следует использовать полуэмпирическую модель вспышечной атмосферы, где значения температуры и плотности плазмы (а также и значения амплитуд внешних полей) зависят от высоты над уровнем фотосферы. При фиксированном значении этой величины, т.е. «на определенном этаже» петли, на определенном участке ее токового контура мы используем уравнение состояния в параметрическом виде. Параметром является высота над уровнем фотосферы. Здесь мы использовали значения равновесной электронной плотности и температуры из полуэмпирической модели Мачадо с соавторами [34], где значения

$$n_{0e} = 6.89 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3} \text{ и } T_{0e} = 4.47 \cdot 10^5 \text{ К} \quad (1)$$

соответствуют высоте  $h = 1459$  км над фотосферой. В качестве «базовой» модели вспышечного процесса была выбрана модель Хейвертса — Присты — Раста (ХПР) [28], в которой вспышка в петельной структуре представляет собой конечный результат взаимодействия двух магнитных потоков, — «старого», проходящего через токонесущий контур петли (или петель) в аркаде, и «нового», всплывающего из-под фотосферы. Следует сразу же отметить, что поскольку мы исследуем устойчивость, а не решаем динамическую задачу, то речь в принципе может идти только о косвенном использовании модели

ХПР. Она нужна в контексте данной проблемы, прежде всего для обоснованного выбора тех или иных значений параметров плазмы на определенном этапе развития вспышечного процесса. Кроме того, именно в рамках теории ХПР можно рассматривать величину амплитуды квазистатического крупномасштабного электрического поля  $E_0(t)$  в контуре «старой» петли как меру интенсивности взаимодействия «нового» магнитного потока, всплывающего из-под фотосферы, со старым, проходящим через контур старой петли в аркаде. Имеется в виду возникновение дополнительной э.д.с. в замкнутом контуре с током, который при своем движении пересекает силовые линии («внешнего») магнитного поля [4]. Такие поля в солнечной атмосфере удобно измерять в единицах локального дрейсеровского поля

$$E_D = \frac{m_e}{e} v_{ei} v_{Te}, \quad (2)$$

причем для «субдрейсеровских» dc-полей [35] на начальной стадии взаимодействия потоков в петлях практически всегда выполняется условие

$$\varepsilon_R \equiv \frac{E_0}{E_D} \ll 1. \quad (3)$$

В соотношениях (2) и (3) использованы стандартные обозначения:  $m_e$  — масса электрона,  $e$  — его заряд,  $v_{ei}$  — частота электрон-ионных столкновений,  $v_{Te}$  — тепловая скорость электронов. Очевидно, что на начальной стадии взаимодействия потоков, когда электронная температура  $T_e$  ненамного превышает ионную  $T_i$ , а именно

$$1 < t \equiv \frac{T_e}{T_i} < 6, \quad (4)$$

и среди парных кулоновских столкновений доминируют электронно-ионные, величина  $\varepsilon_R$  из (3) будет мало отличаться от своего равновесного значения  $(\varepsilon_R)_{EQ}$ , которое соответствует ситуации, когда ток в петле (как всегда) есть, а взаимодействия потоков еще нет. Считая, что старая петля имеет вид полутора с малым радиусом  $R_0$ , а невозмущенное значение тока в контуре петли равно  $I$ , нетрудно показать, что

$$(\varepsilon_R)_{EQ} \equiv \left( \frac{E_0}{E_D} \right)_{EQ} = \left( \frac{u_e}{v_{Te}} \right)_{EQ} = \frac{I}{\pi R_0^2 n_0 e v_{Te}}. \quad (5)$$

Здесь токовая скорость электронов

$$u_e = \frac{e E_0}{m_e v_{ei}} \quad (6)$$

представляет собой сдвиговую скорость в равновесной функции распределения электронов по скоростям. Эта функция имеет вид сдвинутого максвел-

ловского распределения [1]. При этом предполагается, что соответствующая равновесная функция распределения ионов описывается обычным распределением Максвелла.

Для низкочастотных возмущений с

$$\omega \ll \Omega_i, \quad (7)$$

где  $\Omega_i \equiv eB_0/(m_i c)$  есть ионная гирочастота, плазму можно считать квазинейтральной, т. е.

$$n_0 = n_{0e} = n_{0i}. \quad (8)$$

Для «уравнения состояния» (1) при  $R_0 = 10^8$  см и  $I = 10^{12}$  А [3]

$$(\varepsilon_R)_{EQ} = 1.1 \cdot 10^{-5}. \quad (9)$$

Кроме того, предполагалось, что в начальный момент времени при  $\varepsilon_R = (\varepsilon_R)_{EQ}$ , условие, аналогичное условию (8), выполняется и для температур:

$$T_{0e} = T_{0i} = T_0,$$

причем для случая «слабой неоднородности» считалось, что  $T_i$  остается неизменной, а  $T_e$  изменяется в пределах, указанных в соотношении (4).

Сделанные предположения достаточно типичны. В той или иной модификации они встречаются в различных магнитогидродинамических моделях, описывающих поведение плазмы в активных областях (см. обзор [5]). Вместе с тем они позволяют в расчетах пользоваться простыми соотношениями, связывающими электронную и ионную дрейфовые частоты [1]:

$$\omega^* = \omega_e^* = -t\omega_i^*, \quad (10)$$

где дрейфовая частота частиц сорта  $\alpha$  ( $\alpha = e, i$ ) равна

$$\omega_\alpha^* = k_x \frac{v_{T\alpha}^2}{\Omega_\alpha} \frac{\partial}{\partial x} [\ln n_{0\alpha}(x)].$$

Здесь  $\Omega_\alpha$  — гирочастота частиц,  $v_{T\alpha}$  — их тепловая скорость. В соотношении (11)  $k_x$  есть  $x$ -составляющая волнового вектора возмущения, причем

$$k^2 \equiv k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 \equiv k_z^2 + k_\perp^2. \quad (12)$$

Ось  $Z$  декартовой системы координат, используемой в расчетах, направлена вдоль магнитного поля петли. Учитывая средние характерные размеры петель  $l_{loop} \approx 10^9$  см [5] и высоту рассматриваемого «этажа» ( $h = 1459$  км) в петле, можно с хорошей степенью точности считать, что плоскость  $XY$  параллельна поверхности фотосферы.

При расчетах предполагалось, что неоднородность как равновесной плотности  $n_0(x)$ , так и рав-

новесной температуры  $T_0(x)$  являются «одномерными» и направлены вдоль оси  $X$ . Мы считали, что одномерный профиль плотности можно представить функцией вида

$$n_{0\alpha}(x) = \text{const} \cdot \exp \left[ -\frac{x}{L_\alpha} \right], \quad (13)$$

а аналогичный профиль температуры — функциями

$$T_{0\alpha}(x) = \text{const} \cdot \exp \left[ \pm \frac{x}{L_\alpha^T} \right]. \quad (14)$$

Предполагалось, что знак «плюс» может быть использован при моделировании упоминавшихся выше петель «с холодными ядрами» [25]. В соотношениях (13)–(14)  $L_\alpha$  и  $L_\alpha^T$  есть средние масштабы пространственной неоднородности плотности и температуры соответственно. Всюду в расчетах мы полагали, что

$$L_e = L_i = L \quad (15)$$

и

$$L_e^T = L_i^T = L^T. \quad (16)$$

В случае, который получил название случая «слабой неоднородности», и который соответствует наиболее ранней стадии взаимодействия потоков, для  $L$  и  $L^T$  выполняются соотношения

$$\frac{\rho_i}{L}, \frac{\rho_i}{L^T} \ll 1, \quad (17)$$

где  $\rho_i \equiv v_{Ti}/\Omega_i$  есть ионный гирорадиус (для однозарядных ионов). Для функций вида (13)–(14) часто встречающийся в расчетах параметр

$$\nabla_{vT} \equiv \nabla \equiv \frac{\omega_{T,\alpha}^*}{\omega_\alpha^*} \equiv \frac{\frac{\partial}{\partial x} [\ln T_{0\alpha}(x)]}{\frac{\partial}{\partial x} [\ln n_{0\alpha}(x)]} \quad (18)$$

представляет собой отношение средних масштабов неоднородности плотности и температуры:

$$\nabla = L/L^T. \quad (19)$$

Поскольку до настоящего времени нет данных наблюдений о наличии петель, в которых плотность плазмы в поверхностном слое увеличивалась бы от центра к периферии, — скорее наоборот [23], то очевидно, что величина  $\nabla$  будет отрицательной для петель с «холодным ядром», и положительной — в противоположном случае.

Несмотря на ярко выраженное уменьшение плотности в поверхностном слое петель, очередной раз засвидетельствованное данными наблюдений «Yohkoh», SOHO и TRACE [23], тем не менее резкой границы, по крайней мере в том смысле, в

каком употребляют этот термин для лабораторной плазмы [8], между плазмой петли и фоновой реально нет. Это означает, что с учетом характерных геометрических размеров объектов и «уравнения состояния» плазмы (1) при исследовании устойчивости влиянием границ на вид ДУ и устойчивость отдельных его решений можно пренебречь. Это можно сделать в том случае, когда выполняются соотношения [11, 12]:

$$\frac{k_x}{k_\perp^2 L} \ll \frac{\mu}{\sqrt{\beta_\alpha}}. \quad (20)$$

Подобное соотношение тем более справедливо для неоднородной температуры, ибо, насколько нам известно, для нее подобный резкий перепад на границе области вообще нетипичен [21]:

$$\frac{k_x}{k_\perp^2 L^T} \ll \frac{\mu}{\sqrt{\beta_\alpha}}. \quad (21)$$

В соотношениях (20)–(21)

$$\mu \equiv \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \approx 0.0233 \quad (22)$$

(для однозарядных ионов), а  $\beta_\alpha$  суть электронные и ионные «плазменные  $\beta$ »:

$$\beta_\alpha \equiv \frac{8\pi n_0 k_B T_\alpha}{B_0^2}. \quad (23)$$

Мы исследовали устойчивость квазипотенциальных возмущений [12], распространяющихся почти перпендикулярно к магнитному полю петли  $B_0$ , т. е.

$$k_* \equiv \frac{k_z}{k_\perp} \ll 1, \quad (24)$$

причем предполагалось, что длина волны  $\lambda_\perp$  ( $= 2\pi/k_\perp$ ) возмущения в перпендикулярном направлении ограничена сверху в силу выполнения основного требования геометрической оптики [1]

$$\frac{\lambda_\perp}{L}, \frac{\lambda_\perp}{L^T} \ll 1, \quad (25)$$

и снизу — в силу выполнения основного требования длинноволнового приближения

$$z_e \equiv \frac{k_\perp^2 v_{Te}^2}{\Omega_e^2} \ll z_i \equiv \frac{k_\perp^2 v_{Ti}^2}{\Omega_i^2} \ll 1. \quad (26)$$

Мы рассматривали диапазон изменения фазовых скоростей вдоль поля, характерный для альвеновских и ионно-звуковых волн [8]:

$$v_{Ti} \ll \frac{\omega}{k_z} \ll v_{Te}. \quad (27)$$

Используя обозначение

$$\Omega \equiv \frac{\omega}{k_z v_A}, \quad (28)$$

где  $v_A \equiv c\Omega_i/\omega_{pi}$  — альфвеновская скорость для приведенной частоты (или для приведенной фазовой скорости вдоль поля), соотношение (27) можно записать в виде

$$\frac{\mu}{\sqrt{t}} \beta_A \ll \Omega \ll \beta_A. \quad (29)$$

Здесь

$$\beta_A \equiv \frac{v_{Te}}{v_A}, \quad (30)$$

а  $\omega_{pi} \equiv \sqrt{4\pi n_0 e^2/m_i}$  — ионная плазменная частота.

Здесь мы рассматривали плазму «низкого давления» [8, 12] для значений  $\beta_\alpha$  из интервала:

$$\mu^2 \ll \beta_\alpha \ll 1. \quad (31)$$

Учитывая реальную невысокую точность определения значений напряженности магнитного поля в хромосфере при  $h > 1000$  км и  $B_0 < 20$  мТл [39], можно сказать, что мы обладаем некоторой свободой в выборе значений  $|B_0|$  в петле. В расчетах мы использовали значение 3.13 мТл, близкое по величине к значению 4 мТл, использовавшемуся ранее в работе [22] при расчетах медленных МГД-движений плазмы в петлях.

Известно, что в случае неоднородной плазмы ДУ для низкочастотных квазипотенциальных волн в так называемом нулевом приближении геометрической оптики [1, 12] можно получить из условия равенства нулю скаляра диэлектрической проницаемости. Последний в этом случае зависит не только от частоты и волнового вектора возмущения, но и от пространственной координаты, вернее для распределений вида (13), (14), — от средних пространственных масштабов неоднородностей  $L$  и  $L^T$  (15), (16). Скаляр строится по стандартному рецепту из составляющих тензора диэлектрической проницаемости горячей магнитоактивной плазмы для сдвигового максвелловского распределения в случае электронов, и бессдвигового — в случае ионов [32]. В рамках используемой плазменной модели с учетом условий (4), (7), (17), (26), (27) и (31) ДУ сводится к виду полинома четвертой степени относительно безразмерной частоты (28) [9, 32]. В данной работе мы исследовали случай «слабой неоднородности», когда значения  $\epsilon_R$  ненамного превышают значение  $(\epsilon_R)_{EQ}$ , электрон-ионные столкновения доминируют [1, 18], а величины  $L$  и  $L^T$  (15), (16) имеют тот же порядок, что и толщина поверхностного слоя петли. В общем случае корректный учет вклада парных кулоновских столкновений ча-

стиц одинаковых знаков при наличии магнитного и слабого электрического полей представляет собой отдельную нетривиальную задачу. Однако при исследовании устойчивости нам не обязательно знать ее точное решение. Достаточно, на наш взгляд, ввести всюду в расчетах множитель  $\sigma_{\text{эфф}}$  перед  $\nu_{ei}$ , имея в виду, что  $\nu_{ee}$  и  $\nu_{ii}$  выражаются через  $\nu_{ei}$  согласно стандартным формулам [40]. При таком феноменологическом подходе величина  $\sigma_{\text{эфф}}$  будет изменяться в пределах

$$1 \leq \sigma_{\text{эфф}} \leq (\sigma_{\text{эфф}})_{\max},$$

причем случай  $\sigma_{\text{эфф}} = 1$  соответствует, как правило, максимально благоприятной для развития неустойчивости ситуации, а случай  $\sigma_{\text{эфф}} = (\sigma_{\text{эфф}})_{\max}$  — максимально неблагоприятной [31]. При одновременном наличии пространственных неоднородностей и температуры, и плотности случаю «слабой неоднородности» соответствуют максимально возможные значения  $z_i$  и минимальные значения  $k_*$ . В этом смысле рассмотренный случай «комбинированной» неоднородности не допускает такого четкого разделения «сильного» и «слабого» вариантов, как в ранее исследованных ситуациях [9, 10] раздельного доминирования либо градиента плотности, либо градиента температуры. И там, и тут мы предполагали, что конкретные физические условия, в которых находится плазма в петле, позволяют пренебречь неоднородностью магнитного поля, кривизной и скрученностью его силовых линий. Используя известный результат Б. Б. Кадомцева и О. И. Погуце из работы [6], можно показать, что пренебрежение «широм» является корректным лишь при выполнении соотношения

$$\frac{\beta_i}{2} \ll z_i k_*^2 (\beta_A \epsilon_R)^{-2} \quad (32)$$

для «ионного плазменного  $\beta$ » и соотношения

$$\frac{\beta_e \epsilon_R}{2} \ll \mu \sqrt{z_i t} |k_*| \quad (33)$$

для «электронного».

Разумеется, слишком малые значения  $k_*$  в данном случае усложняют выполнение неравенств (32), (33), однако, как будет показано ниже, ситуацию спасают предельно низкие значения  $\epsilon_R$ , при которых появляется первая неустойчивость. Кроме того, она появляется и в «сильном», и в «слабом» вариантах (в отличие от ранее исследованных случаев) — при относительно больших значениях  $z_i$ . Это позволяет соотношениям (32), (33) выполнять даже с некоторым запасом. Правда, это относится только к случаю «слабой неоднородности».

## МОДИФИЦИРОВАННОЕ ДИСПЕРСИОННОЕ УРАВНЕНИЕ И ИНКРЕМЕНТ РАЗВИТИЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ

В случае однородной плазмы ДУ для плазменных волн получается из условия равенства нулю скалярной диэлектрической проницаемости ( $\epsilon = \epsilon(\omega, k) = 0$ ), которая строится по известным правилам из составляющих тензора диэлектрической проницаемости  $\epsilon_{\alpha\beta} (\alpha, \beta = x, y, z)$  [1, 8]. Для неоднородной плазмы это в общем случае несправедливо [1, 12]. Однако в случае слабой неоднородности в рамках кинетического подхода соответствующее ДУ для квазипотенциальных волн можно записать как уравнение эйконала в нулевом приближении геометрической оптики

$$\epsilon = \epsilon(\omega, k, x) = 0, \quad (34)$$

где  $x$  — координата, вдоль которой изменяются пространственные градиенты основных параметров плазмы (плотности, температуры, etc.) [1]. Для распределений вида (13), (14) в ДУ (34) вместо  $x$  есть средние масштабы соответствующих неоднородностей. Выражение для скаляра  $\epsilon(\omega, k, x)$  получается из выражений для составляющих тензора диэлектрической проницаемости  $\epsilon_{\mu\nu}(\omega, k, x)$  (где  $\mu, \nu = x, y, z$ ) горячей магнитоактивной плазмы со слабой пространственной неоднородностью плотности и температуры [1]. При выводе выражений для компонент учитывалось наличие сдвиговой скорости в электронной функции распределения по скоростям [1]. Скаляр (34) можно представить в виде [9]

$$\epsilon = \epsilon_{\parallel} \sin^2 \Theta + \epsilon_{\perp} \cos^2 \Theta, \quad (35)$$

где

$$\sin \Theta \equiv k_z/k,$$

а  $\epsilon_{\parallel}$  и  $\epsilon_{\perp}$  — «продольная» и «поперечная» диэлектрические проницаемости. А. Б. Михайловский [11, 12] показал, что ДУ для низкочастотных волн в магнитоактивной неоднородной (по плотности) плазме при  $v_{ei} = 0$ ,  $t = 1$  и  $\epsilon_R = 0$  имеет вид

$$\epsilon_{\parallel} \left( 1 - \frac{\omega^2}{c^2 k_z^2} \epsilon_{\perp} \right) + \frac{k_{\perp}^2}{k_z^2} \epsilon_{\perp} = 0. \quad (36)$$

Для квазипотенциальных волн, распространяющихся почти перпендикулярно к магнитному полю, ДУ (35) сводится к виду полинома III степени относительно безразмерной частоты  $\Omega$  (28) [11, 12]. Его решениями являются две альвеновские и одна «медленная» дрейфово-альвеновская волны [11]. При  $t > 1$ ,  $v_{ei} \neq 0$  и  $\epsilon_R \neq 0$  использование соотношений (4), (7), (17), (20), (24)–(27) и (31) позволяет диэлектрическую проницаемость (34)

получить в виде (35), а ДУ (36) для низкочастотных волн представить в виде полинома четвертой степени по  $\Omega$  [9]. Таким образом, учет малых добавок, связанных с неизотермичностью неоднородной плазмы, учетом столкновений и наличием слабого «субдрейсеровского» [35] поля привел к вполне прогнозируемому повышению порядка уравнения и существенно усложнил вид его коэффициентов, однако оставил неизменным общий вид ДУ (36). Это ДУ, выписанное в полиномиальном виде

$$\sum_{i=0}^4 P_i \Omega^i = 0, \quad (37)$$

мы в дальнейшем будем называть модифицированным дисперсионным уравнением (МДУ). Конкретный вид коэффициентов  $P_i$  уравнения IV степени приведен в Приложении. Малые добавки имеют наиболее простой и компактный вид лишь для максимальных возможных значений  $\epsilon_R$  — на пределе применимости соотношений (32), (33) [32]. В этом случае можно получить аналитические решения МДУ (37), однако их конкретный вид все равно не допускает простой физической интерпретации. Поэтому естественным было решение использовать численные методы, тем более что в данном конкретном случае метод Эйлера [41] позволяет получить не приближенное решение МДУ (37), а численный результат на основании точных формул [9]. Что еще важнее, он позволяет исследовать устойчивость при минимальных значениях  $\epsilon_R$ , мало отличающихся от  $(\epsilon_R)_{EQ}$  из (9). Мы исследовали только действительные корни МДУ (37), исключая из рассмотрения возможные случаи апериодической неустойчивости и апериодического затухания [12]. На практике это означает, что для того, чтобы все четыре корня МДУ (37) были действительными, необходимо, чтобы все три корня соответствующего резольвентного уравнения третьего порядка были действительными и положительными [2, 13, 41]. А для этого необходимо, чтобы отрицательным был дискриминант этого уравнения:

$$D < 0. \quad (38)$$

Расчеты показали, что это условие накладывает весьма жесткие ограничения на возможные значения основных плазменных параметров. Наиболее общий вид уравнения (36) можно представить следующим образом:

$$D(\omega, k, x) = \\ = \text{Re} D(\omega, k, x) + i \text{Im} D(\omega, k, x) = 0. \quad (39)$$

Тогда МДУ (37) эквивалентно уравнению

$$\operatorname{Re} D(\omega, k, x) = 0. \quad (40)$$

Инкремент развития неустойчивости волны, соответствующей корню номер  $k = 1, \dots, 4$  МДУ (37), можно определить по стандартной формуле [1]

$$\gamma_k = -\frac{\operatorname{Im} D}{\frac{\partial}{\partial \omega} \operatorname{Re} D} \Big|_{\omega=\omega_k}.$$

Очевидно, что только та волна будет генерироваться в плазме (по крайней мере на протяжении линейной стадии развития неустойчивости), у которой инкремент будет положительный:

$$\gamma_k > 0. \quad (41)$$

Выражения для приведенных (обезразмеренных) инкрементов развития неустойчивости были получены в следующем виде:

$$\Gamma_k \equiv \frac{\gamma_k}{\omega} \Big|_{\omega=\omega_k} = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{(\Omega - \beta_A \epsilon_R)}{\beta \Omega^2} \frac{F_1}{F_2} \Big|_{\omega=\omega_k}, \quad (42)$$

где

$$F_1 = \sum_{i=0}^6 C_i \Omega^i, \quad (43)$$

$$F_2 = \sum_{m=0}^4 S_m \Omega^m, \quad (44)$$

а конкретный вид коэффициентов  $C_i$  и  $S_m$  представлен в Приложении.

Условие

$$\Gamma_k \ll 1, \quad k = 1 \dots 4, \quad (45)$$

которое использовалось нами в процессе вычислений для отбора «хороших» решений МДУ (37), т. е. колебаний с высокой добротностью, обеспечивает правомерность использования линейного приближения теории возмущений. Совместно с условием (38) оно накладывает жесткие ограничения не только на возможные значения основных плазменных параметров, но и на характеристики возмущений.

## ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

При анализе локальных решений МДУ (36) и соответствующих инкрементов (42)–(44) было установлено, что при выполнении соотношений (38) и (45) интервалы допустимых значений для величин  $z_i$  и  $k_*$  получаются весьма узкими:

$$0.11 \leq z_i \leq 0.20, \quad (46)$$

$$-0.036 \leq k_* \leq -0.010 \quad (47)$$

для плазмы с уравнением состояния (1) и  $t = 4$ . При

этом

$$(\sigma_{\text{эфф}})_{\text{max}} = 2.604, \quad (48)$$

$$\nabla = -3. \quad (49)$$

Сразу стоит отметить основные отличия данного случая с  $\nabla n \neq 0$  и  $\nabla T \neq 0$  от ранее рассмотренных случаев в работах [10, 32], когда градиенты плотности и температуры доминируют «по отдельности».

Во-первых, случаи «сильной» и «слабой» неоднородностей для «температурно-дрейфовой неустойчивости» не столь резко отделены друг от друга как ранее, поскольку корни МДУ (37) с положительным инкрементом и в «слабом», и в «сильном» случаях появляются внутри одного и того же интервала для  $z_i$  (46).

Во-вторых, несмотря на узость интервалов (46), (47), поверхность приведенной фазовой скорости  $\Omega_k = \Omega_k(z_i, k_*)$  является практически плоской лишь для «КАВ-подобных» волн, если считать, что закон дисперсии для кинетических альвеновских волн (КАВ) в принятых обозначениях имеет вид [38, 42]:

$$\Omega = \sqrt{1 + z_i(t + 3/4)}. \quad (50)$$

Корень с  $\Omega = \Omega_2$  и соответствующий приведенный инкремент изображен на рис. 1 и 2. При этом поверхность  $\Omega_3 = \Omega_3(z_i, k_*)$  сильно отличается от плоскости, особенно для минимальных по абсолютной величине значений  $k_*$ . Судя по значениям модуля  $|\Omega_3|$ , соответствующая волна попадает в диапазон медленных магнитозвуковых волн (ММЗВ). Они имеют в используемых обозначениях следующий закон дисперсии (с точностью до членов порядка  $0(v_S^2/v_A^2)$ ):

$$\Omega \approx \mu \beta_A = \text{const}. \quad (51)$$

В чистом виде данная волна не является ММЗВ в силу отчетливо выраженной зависимости  $\Omega$  от  $z_i$ , и от  $k_*$ . Поведение функции  $\Omega_3 = \Omega_3(z_i, k_*)$  при  $|k_*| \rightarrow 0.01$  является, на наш взгляд, следствием того, что в этой области уже плохо работают используемые приближения. Поверхность  $\Omega_3 = \Omega_3(z_i, k_*)$  и соответствующий инкремент  $\Gamma = \Gamma_3$  показаны на рис. 3 и 4. В случае «слабой» неоднородности значение параметра  $\rho_i/L = 1.01 \cdot 10^{-4}$  из (17) (для параметра  $|\rho_i/L^T|$  согласно (49) оно в три раза больше) приблизительно в 18 раз меньше, чем в случае «сильной» неоднородности ( $\approx 0.00183$ ). Именно этот факт, наряду с предельно низким граничным значением

$$(\epsilon_R)_{\text{bound}} = 1.011 \cdot 10^{-4}, \quad (52)$$

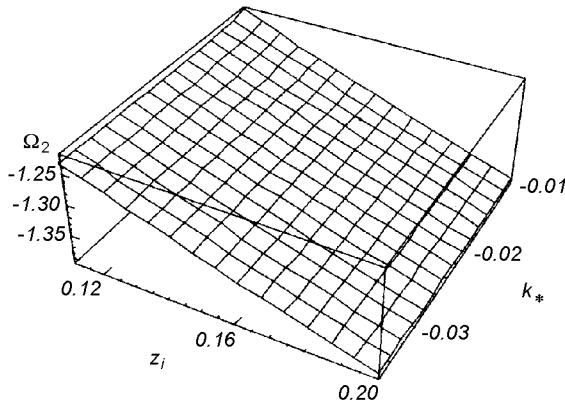


Рис. 1. Поверхность приведенной продольной фазовой скорости для «обратной модифицированной КАВ», соответствующей корню  $\Omega = \Omega_2$  при  $\nabla = -3$ ,  $t_{\text{bound}} = 4$  и  $(\varepsilon_R)_{\text{bound}} = 1.01 \cdot 10^{-4}$

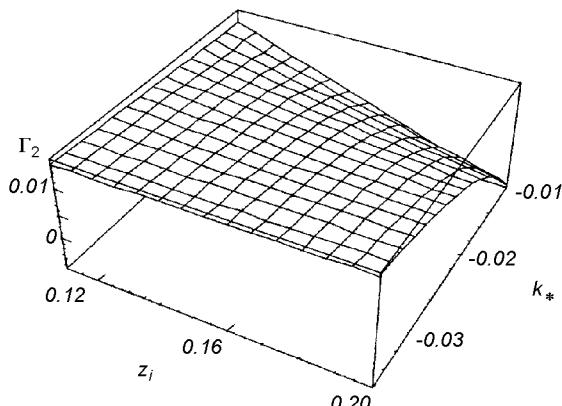


Рис. 2. Инкремент «обратной модифицированной КАВ»  $\Gamma_2 = \Gamma_2(z_i, k_*)$  при  $\nabla = -3$ ,  $t_{\text{bound}} = 4$  и  $(\varepsilon_R)_{\text{bound}} = 1.01 \cdot 10^{-4}$

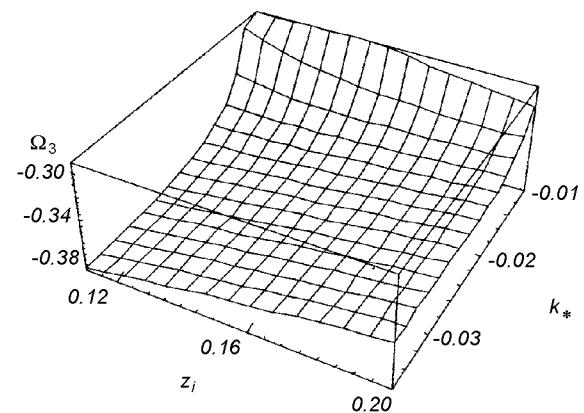


Рис. 3. Поверхность приведенной продольной фазовой скорости для «обратной модифицированной ММЗВ», соответствующей корню  $\Omega = \Omega_3$  при  $\nabla = -3$ ,  $t_{\text{bound}} = 4$  и  $(\varepsilon_R)_{\text{bound}} = 1.01 \cdot 10^{-4}$

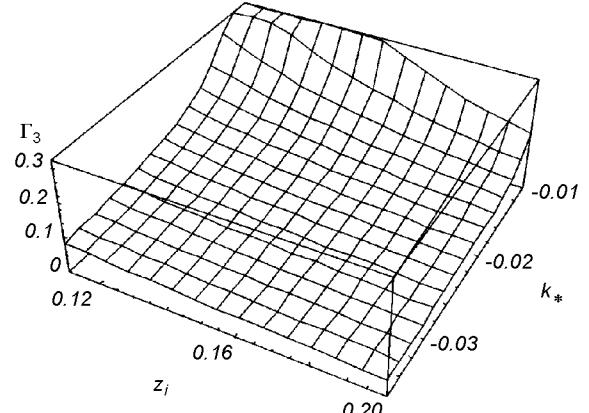


Рис. 4. Инкремент «обратной модифицированной ММЗВ»  $\Gamma_3 = \Gamma_3(z_i, k_*)$  при  $\nabla = -3$ ,  $t_{\text{bound}} = 4$  и  $(\varepsilon_R)_{\text{bound}} = 1.01 \cdot 10^{-4}$

начиная с которого инкремент «обратной» модифицированной КАВ с  $\Omega = \Omega_2$  становится положительным, и послужил причиной того, чтобы рассмотренный случай определить как случай «слабой» неоднородности. В пользу сделанного выбора говорят и относительно низкая неизотермичность плазмы ( $t_{\text{bound}} = 4$ ), и преобладание электронно-ионных столкновений, о чем свидетельствует значение  $\sigma_{\text{eff}} = 2.604$  в (48). Имея в виду обычные трудности, связанные с идентификацией плазменных волн на основании результатов наблюдений [7, 19, 33, 37], именно невысокие значения параметра неизотермичности  $t$  для волны с  $\Omega = \Omega_3$ , свидетельствуют в пользу того, что ее можно считать «обратной» медленной магнитозвуковой волной, которая модифицирована учетом столкновений, дрейфовых движений и субдрейферовского поля. Иначе на основании одного только закона дисперсии, особенно учи-

тывая очень малые значения величины  $v_s^2/v_A^2$  (здесь  $v_s$  — скорость ионного звука), отличить медленную магнитозвуковую волну от ионного звука практически невозможно. Но при  $t < 6$  ионно-звуковая волна сильно затухает [1.8], а волна с  $\Omega = \Omega_3$  только появляется. Как видно из приведенных графиков, неустойчивость волны с  $\Omega = \Omega_3$  развивается намного быстрее, чем неустойчивость «обратной» КАВ с  $\Omega = \Omega_2$ . Правда, как показали расчеты, к изменениям величины  $\varepsilon_R$  (т. е. амплитуды квазистатического поля  $E_0(t)$ ) эта неустойчивость практически не чувствительна. Основными причинами, вызвавшими ее, являются магнитное поле петли  $B_0$  и дрейфовые движения. Один из возможных вариантов ее будущей судьбы — возникновение соответствующего типа турбулентности и появление аномального сопротивления на определенном участке

токового контура петли. Совсем иначе ведет себя неустойчивость модифицированной «обратной» КАВ с  $\Omega = \Omega_2$ . При граничных значениях  $\varepsilon_R$  из (52) и  $t = t_{\text{bound}} = 4$  инкремент  $\Gamma_2$  становится из отрицательного положительным для  $z_i > 0.182$  и  $k_* < -0.016$ .

Таким образом, инкремент  $\Gamma_2$  имеет четко выраженный порог, и неустойчивость корня  $\Omega = \Omega_2$  может проявиться только на определенном этапе развития предвспышечного состояния в петле. Поэтому появление модифицированной «обратной» КАВ в поверхностном слое петли можно в известном смысле считать предвестником вспышки [10, 20, 35]. Основной причиной появления волны с  $\Omega = \Omega_2$  является адиабатически медленный рост амплитуды субдрейсеровского поля  $E_0(t)$ , а дрейфовые движения, вызванные наличием пространственных градиентов плотности и температуры, играют роль малых добавок в законе дисперсии. Именно этим фактом объясняется, на наш взгляд, несколько необычное граничное значение параметра  $\nabla = -3$  в (49), в достаточно «узкой» окрестности которого появляется данная неустойчивость. Из сравнения с известным значением  $\nabla \geq 2$  для обычной температурно-дрейфовой неустойчивости видно, что в качественном плане основной вывод выглядит аналогично классическому случаю: неустойчивость появляется тогда, когда характерные масштабы пространственной неоднородности плотности и температуры являются величинами одного порядка. Конкретное же критическое значение параметра  $\nabla$  ( $\nabla_{kp} = -3$  или  $\nabla_{kp} = 2$  [17]) зависит от того, какая именно из причин, чьим совокупным действием вызвано появление неустойчивости, является доминирующей.

Появление неустойчивости КАВ на определенной стадии развития вспышечного процесса, строго говоря, можно считать лишь необходимым условием краткосрочного прогноза. Сама генерируемая кинетическая альвеновская волна (КАВ) распространяется только в замагниченной достаточно плотной плазме. И поэтому очевидно не может достичь удаленного наблюдателя в течение короткого промежутка времени, отпущеного на прогноз. Скорее всего, наиболее подходящим источником информации о появлении «предвестника» в виде КАВ может быть электромагнитная волна. В принципе она может появиться в результате трехволнового взаимодействия [38, 42], однако представляется маловероятным, чтобы «низкоэнергетичная» КАВ дала при распаде «E-H-моду», достаточно «высокоэнергетичную», чтобы выйти из области генерации. Поэтому более вероятным выглядит альтернативный вариант [33, 35, 37], когда поток убежавших

электронов в одной из «ног» петли, поднимаясь вверх по ней, разгоняется и становится, в конце концов, источником всплеска III рода [20, 21]. Распространяющаяся практически поперек движения потока электронов волна (КАВ) на определенном «этаже» петли может в этом случае играть роль управляющей сетки в триоде и стать причиной низкочастотной модуляции всплеска. Учитывая малую амплитуду КАВ, следует ожидать скорее фазовой (или частотной) модуляции всплеска III рода, т. е. появления в спектре «сателлитов» типа  $\omega_0 \pm \omega_A$ , где  $\omega_0$  есть некая усредненная «эффективная» частота всплеска (в данный промежуток времени), а  $\omega_A$  — частота генерируемой КАВ. Однако эта проблема заслуживает отдельного подробного исследования.

Авторы выражают благодарность Р. И. Костыку и К. В. Аликаевой за полезные дискуссии и ценные замечания.

## ПРИЛОЖЕНИЕ

Коэффициенты МДУ (37) имеют следующий вид:

$$\begin{aligned}
 P_0 = & -\beta_A \varepsilon_R \left\{ \Omega^*(1 + \tau_* - 2z_i) + \right. \\
 & + \beta_A \varepsilon_R \left[ 1 + \tau_* + z_i t \left( 1 + \frac{\beta_A \nu \tau_*}{\sqrt{2\pi}} \right) \right] \left. \right\} - \\
 & - \beta_A^2 \mu^2 \left[ -1 + \frac{\tau_*^2}{2\pi \mu^2} - \sqrt{\frac{2}{\pi}} (1+t) \tau_* \beta_A^2 \varepsilon_R \nu + \right. \\
 & + \frac{\Omega^*}{t} \left[ (1+\nabla) \left[ 2\beta_A \varepsilon_R + \frac{\Omega^*}{t} [1 + (1-2z_i)\nabla] \right] + \right. \\
 & \left. \left. + \frac{\beta_A \nu \tau_*}{\sqrt{2\pi}} \left[ 1 + 2\nabla \left( 1 - 2z_i + \frac{3(1-z_i)}{4\sqrt{t}} \right) \right] \right] \right\}, \\
 P_1 = & 2\beta_A \varepsilon_R (1 + \tau_* + z_i t) + \\
 & + \Omega^* \left[ 1 - z_i + \tau_* + \nabla \left( \frac{7}{4} \tau_* - z_i \right) \right] - \\
 & - 2\beta_A^2 \mu^2 \left[ \beta_A \varepsilon_R + \frac{\Omega^*}{t} \left[ (1+\nabla) \left( 1 - \frac{\tau_*^2}{4\pi \mu^2} \right) - z_i \nabla \right] \right] + \\
 & + \beta_A \varepsilon_R \frac{\Omega^*}{t} (1+\nabla) \left[ (1+\tau_*) (\Omega^* + \beta_A \varepsilon_R) + \frac{7}{4} \tau_* \Omega^* \nabla \right] + \\
 & + \beta_A \nu \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left\{ \frac{2\tau_*}{\pi} \left[ \beta_A \varepsilon_R \left( z_i t + \frac{\Omega^*}{2} \right) - \beta_A^2 \mu^2 \right] + \right. \\
 & \left. + \frac{\varepsilon_R^2}{2} (2\beta_A \varepsilon_R + \Omega^* \nabla) \right\},
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
P_2 = & -1 - z_i t - \tau_* - \beta_A^2 \mu^2 \left( 1 - \frac{\tau_*^2}{2\pi\mu^2} \right) - \\
& - \frac{7}{4} \tau_* \Omega^* \nabla \left[ \frac{\Omega^*}{t} (1 + \nabla) - \beta_A \varepsilon_R \right] - \\
& -(1 + \tau_*) \left[ \frac{\Omega^*}{t} (1 + \nabla) (\Omega^* + 2\beta_A \varepsilon_R) - \beta_A \varepsilon_R (\Omega^* + \beta_A \varepsilon_R) \right] - \\
& - \beta_A \nu \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left[ 3\varepsilon_R^2 + \frac{\Omega^*}{\beta_A} \varepsilon_R + \frac{\tau_*}{\pi} (\Omega^* + z_i t) \right], \\
P_3 = & (1 + \tau_*) \left[ \frac{\Omega^*}{t} (1 - t + \nabla) - 2\beta_A \varepsilon_R \right] - \frac{7}{4} \tau_* \Omega^* \nabla + \\
& + \frac{\nu}{\beta_A} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left[ 3\beta_A \varepsilon_R - \Omega^* \left( \frac{\nabla}{2} - 1 \right) \right], \\
P_4 = & 1 + \tau_* + \frac{\nu}{\beta_A} \sqrt{\frac{\pi}{2}},
\end{aligned}$$

причем

$$\begin{aligned}
\tau_* &= \sqrt{\frac{2\pi}{z_i t}} \frac{\nu \mu}{k_*}, \\
\nu &\equiv \frac{\sigma_{\phi} \nu_{ei}}{\Omega_i} \quad \text{и} \quad \Omega^* = \Omega_e^* = -t \Omega_i^*,
\end{aligned}$$

где

$$\Omega_\alpha^* = \frac{\omega_\alpha^*}{k_z v_A}.$$

В свою очередь, дрейфовые частоты  $\omega_\alpha^*$  определяются формулой (11), а формула

$$\omega_{T,\alpha}^* \equiv \frac{k_x v_{T,\alpha}^2}{\Omega_\alpha} \frac{\partial}{\partial x} [\ln T_{0,\alpha}(x)]$$

определяет дрейфовые частоты заряженных частиц, обязаные своим появлением наличию пространственного градиента температуры.

Коэффициенты полиномов  $F_1$  и  $F_2$  в выражении для приведенного инкремента (42) имеют следующий вид:

$$S_0 = 2P_0 + P_1 \beta_A \varepsilon_R, \quad S_1 = P_1 + 2P_2 \beta_A \varepsilon_R,$$

$$S_2 = 3P_3 \beta_A \varepsilon_R, \quad S_3 = 4P_4 \beta_A \varepsilon_R - P_3,$$

$$S_4 = -2P_4,$$

$$\begin{aligned}
C_0 = & -\sqrt{\frac{2}{\pi}} \beta_A^3 \varepsilon_R^2 \nu z_i t + \frac{\tau_* \beta_A^2}{\pi} \left\{ 2\beta_A^2 \mu^2 \left[ \beta_A \varepsilon_R (1 + t) - \right. \right. \\
& \left. \left. - \frac{\Omega^*}{t} \left( \frac{1}{2} + \nabla \left( 1 - 2z_i + \frac{3(1 - z_i)}{4\sqrt{t}} \right) \right) \right] - \beta_A^2 \varepsilon_R^2 z_i t \right\},
\end{aligned}$$

$$C_1 = \sqrt{\frac{8}{\pi}} \beta_A \nu \left[ \beta_A \varepsilon_R z_i t - \beta_A^2 \mu^2 \left[ \beta_A \varepsilon_R + \frac{\Omega^*}{2t} (1 - 2z_i) \nabla \right] \right] +$$

$$\begin{aligned}
& + \beta_A^2 \varepsilon_R^2 \left( \frac{\nabla}{2} \Omega^* + \beta_A \varepsilon_R \right) + \\
& + 2 \frac{\tau_* \beta_A^2}{\pi} \left[ \beta_A \varepsilon_R \left[ z_i t \frac{\Omega^*}{2} + \frac{\Omega^*}{t} (1 + \nabla) (\beta_A \varepsilon_R z_i t - \beta_A^2 \mu^2) \right] + \right. \\
& \left. + \beta_A^2 \mu^2 \left[ -1 + \left[ \frac{\Omega^*}{t} (1 + \nabla) - \beta_A \varepsilon_R \right] \times \right. \right. \\
& \left. \left. \times \left[ -\beta_A \varepsilon_R t + \frac{\Omega^*}{t} \left( \frac{1}{2} + \nabla \left( 1 - 2z_i + \frac{3(1 - z_i)}{4\sqrt{t}} \right) \right) \right] \right] \right\}, \\
C_3 = & 3\beta_A \varepsilon_R - \Omega^* \left( \frac{\nabla}{2} - 1 \right) + \\
& + \beta_A \varepsilon_R \left[ (3\beta_A \varepsilon_R + \Omega^*) \frac{\Omega^*}{t} (1 + \nabla) - \beta_A \varepsilon_R \left( \beta_A \varepsilon_R + \frac{\nabla}{2} \Omega^* \right) \right] + \\
& + \frac{\tau_* \beta_A^2}{\pi} \left[ 2\beta_A^2 \mu^2 - \beta_A \varepsilon_R z_i t - (z_i t + \Omega^*) \left\{ \beta_A \varepsilon_R - \frac{\Omega^*}{t} (1 + \nabla) \right\} \right] - \\
& - \sqrt{\frac{2}{\pi}} \beta_A \nu \left[ (1 + \tau_*) (\Omega^* + 2\beta_A \varepsilon_R) + \frac{7}{4} \tau_* \Omega^* \nabla \right], \\
C_4 = & -1 + \beta_A \varepsilon_R \left[ 3\beta_A \varepsilon_R + \Omega^* \left\{ 1 - \frac{3}{t} (1 + \nabla) \right\} \right] + \\
& + \sqrt{\frac{2}{\pi}} \beta_A \nu (1 + \tau_*) + \\
& + \frac{\tau_* \beta_A^2}{\pi} (z_i t + \Omega^*) - \frac{\Omega^{*2}}{t} \left[ 1 + \frac{\nabla}{2} (1 - \nabla) \right], \\
C_5 = & -3\beta_A \varepsilon_R + \Omega^* \left[ \nabla \left( \frac{1}{2} + \frac{1}{t} \right) - 1 + \frac{1}{t} \right], \\
C_6 = & 1,
\end{aligned}$$

где величина  $\nabla$  определяется выражениями (18), (19).

1. Александров А. Ф., Богданович Л. С., Рухадзе А. А. Основы электродинамики плазмы. — М.: Высш. шк., 1989.—424 с.
2. Бронштейн И. Н., Семенджев К. А. Справочник по математике. — М.: Наука, 1981.—720 с.
3. Гопасюк С. И. Структура и динамика магнитного поля в активных областях на Солнце // Итоги науки и техники. ВИНИТИ. Астрономия.—1987.—34.—С. 6—77.
4. Джексон Д. Классическая электродинамика. — М.: Мир, 1965.—702 с.
5. Зайцев В. В., Степанов А. П., Цап Ю. Т. Некоторые проблемы физики солнечных и звездных вспышек // Кинематика и физика небес. тел.—1994.—10, № 6.—С. 3—31.
6. Кадомцев Б. Б., Погуце О. И. Тurbulentные процессы в торoidalных системах // Вопросы теории плазмы.—1967.—Вып. 5.—С. 209.
7. Копылова Ю. Г., Степанов А. В., Цап Ю. Т. Радиальные колебания корональных петель и микроволновое излучение солнечных вспышек // Астрон. журн.—2002.—28, № 11.—С. 870—879.
8. Кролл Н., Трайвелпис А. Основы физики плазмы. — М.:

- Мир, 1975.—526 с.
9. Кришталь А. Н., Герасименко С. В. Дисперсия волн в магнитоактивной плазме арочных структур с учетом субдрейсеровских полей и сильной неоднородности плотности // Кинематика и физика небес. тел.—2002.—18, № 3.—С. 258—272.
  10. Кришталь А. Н., Герасименко С. В. Генерация низкочастотных волн в плазме послевспышечных петель при наличии «сильной» неоднородности температуры // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории.—2004.—99.—С. 119—131.
  11. Михайловский А. Б. Колебания неоднородной плазмы // Вопросы теории плазмы.—1963.—Вып. 3.—С. 141—202.
  12. Михайловский А. Б. Теория плазменных неустойчивостей. Неустойчивости неоднородной плазмы. — М.: Атомиздат, 1975.—Т. 2.—289 с.
  13. Мишина А. П., Прокуряков И. В. Высшая алгебра. — М.: ГИФМЛ, 1962.—300 с.
  14. Подгорный А. И., Подгорный И. М. Моделирование солнечной вспышки при всплытии нового магнитного потока // Астрон. журн.—2001.—78, № 1.—С. 71—77.
  15. Прист Э. Р. Солнечная магнитогидродинамика. — М.: Мир, 1985.—589 с.
  16. Сомов Б. В. Солнечные вспышки // Итоги науки и техники. ВИНТИ. Астрономия.—1987.—34.—С. 78—135.
  17. Сомов Б. В., Титов В. С., Вернетта А. И. Магнитное пересоединение в солнечных вспышках // Итоги науки и техники. ВИНТИ. Астрономия.—1987.—34.—С. 136—237.
  18. Чен Ф. Введение в физику плазмы. — М.: Мир, 1987.—398 с.
  19. Цап Ю. Т. Обобщенная сила давления, желобковая неустойчивость и магнитогидростатическое равновесие корональных магнитных петель // Кинематика и физика небес. тел.—1997.—13, № 2.—С. 3—11.
  20. Юровский Ю. Ф. О механизмах модуляции радиоизлучения солнечных вспышек // Астрон. журн.—1997.—74, № 6.—С. 347—360.
  21. де Ягер К. Структура и динамика солнечной атмосферы. — М.: Иностр. лит.-ры, 1962.—380 с.
  22. Aschwanden M. I. Theory of radiopulsations in coronal loops // Solar Phys.—1987.—111, N .—P. 113—136.
  23. Aschwanden M. I. An evaluation of coronal heating models for active regions based on Yohkoh, SOHO and TRACE observations // Astrophys. J.—2001.—560, N .—P. 1035—1043.
  24. Duijveman A., Hoyng P., Ionson I. A. Fast Plasma Heating by Anomalous and Inertial Resonosity Effects in the Solar Atmosphere // Astrophys. J.—1981.—245, N 1.—P. 721—735.
  25. Foukal P. Structure and pressure balance of magnetic loops in active regions // Solar Phys.—1975.—43, N 2.—P. 327—336.
  26. Foukal P., Hinata S. Electric fields in the solar atmosphere: a review // Solar Phys.—1991.—132, N 2.—P. 307—334.
  27. Hasegawa A. Kinetic properties of Alfvén waves // Proc. Indian Acad. Sci.—1977.—86A, N 2.—P. 151—174.
  28. Heyvaerts J., Priest E. R., Rust D. M. Models of solar flares // Astrophys. J.—1977.—216, N 1.—P. 213—221.
  29. Hinata S. Large-scale electric fields in post-flare loops // Solar Phys.—1987.—109, N 2.—P. 321—333.
  30. Ionson J. Resonant absorption of alfvénic surface waves and the heating of solar coronal loops // Astrophys. J.—1978.—236, N 2.—P. 650—673.
  31. Kryshnal A. N., Kucherenko V. P. A possible excitation mechanism for a longitudinal wave instability in a plasma by a quasi-static electric field // J. Plasma Phys.—1995.—53, part 2.—P. 169—184.
  32. Kryshnal A. N. Low-frequency wave instabilities in a plasma with a quasi-static electric field and weak spatial inhomogeneity // J. Plasma Phys.—2002.—68, part 2.—P. 137—148.
  33. Kundu, Nindos, Grechnev, White S. M. A multiwavelength study of three solar flares // Astrophys. J.—2001.—557, N 2.—P. 880—891.
  34. Machado M. E., Avrett E. H., Vernazza J. E., Noyes R. W. Semiempirical models of chromospheric flare regions // Astrophys. J.—1980.—242, N 1.—P. 336—351.
  35. Miller J. A., Cargill P. J., Emslie A. G., et al. Critical issues for understanding particle acceleration in impulsive solar flares // J. Geophys. Res.—1997.—102, N A7.—P. 14631—14659.
  36. Sakai, Fukusawa. Nonuniform heating of coronal loop footpoints and formation of loop threads associated with up-and down flows in the solar chromosphere // Astrophys. J.—2002.—564, N 2.—P. 1048—1053.
  37. Schrijver C. I., Aschwanden M. I., Title A. M. Transverse oscillations in coronal loops observed with TRACE // Solar Phys.—2002.—206, N 1.—P. 69—98.
  38. Sirenko O., Voitenko Yu., Goossens M., Yukhimuk A. Non-linear Coupling of O- and X-mode Radio Emission and Alfvén Waves in the Solar Corona // AIP Conf. Proc.—537.—2000.—P. 287—294.—(Waves in Dusty, Solar and Space Plasmas / Ed. Verheest, Goossens, Hellberg and Bharuthram).
  39. Solanki S. K. Small-scale solar magnetic fields: an overview // Space Sci. Rev.—1993.—63.—P. 1—188.
  40. Somov B. V. Fundamentals of Cosmic Electrodynamics. — Dordrecht: Kluwer, 1994.—364 p.
  41. Van der Waerden B. L. Modern Algebra. — Berlin: Springer, 1930.—268 p.
  42. Yukhimuk A., Fedun V., Sirenko O., Voitenko Yu. Excitation of Fast and Slow Magnetosonic Waves by Kinetic Alfvén Waves // Waves in Dusty, Solar and Space Plasmas / Ed. Verheest, Goossens, Hellberg and Bharuthram. AIP Conf. Proc.—537.—2000.—P. 311—316.

#### THE GENERATION OF KINETIC ALFVEN WAVES IN THE LOOP'S PLASMA IN ACTIVE REGION

O. N. Kryshnal, S. V. Gerasymenko

In the framework of Heyvaerts-Priest-Rust model of flare process, the conditions of rise and development of the low-frequency plasma wave instabilities in the surface layer of a post-flare loop in a solar active region are investigated. The instability can rise at the definite height in a loop as a result of the collective action of several reasons, namely, the existence of large-scale magnetic field  $B$  in the loop as well as taking into account the limit value of the ion gyroradius, the influence of a weak (“subdricer”) electric field  $E$ , which is parallel to the magnetic field of the loop, and the drift plasma motions due to the existence of the spatial inhomogeneities of plasma density and temperature. The dispersion relation for quasi-perpendicular perturbations (with respect to  $B \parallel E$ ) is reduced to the polynomial of the 4-th order in reference to the reduced frequency. One of its roots, which corresponds to the kinetic Alfvén wave, becomes unstable with respect to the small perturbations, and this instability has clearly expressed threshold.

УДК 528.87:551.46(262.5)

**О. Р. Андрианова, А. А. Батырев, М. И. Скипа, А. В. Сриберко**

Відділення гідроакустики Морського гідрофізичного інституту НАН України, Одеса

## Подспектниковая заверка и интерпретация данных космической съемки морской поверхности

*Надійшла до редакції 20.05.04*

Отримані результати адаптації даних спостережень щодо реальних умов морського середовища на прикладі північно-західної частини Чорного моря. Статистичні оцінки зв'язку спостережень та контактних вимірювань температури води дозволили встановити кореляційні залежності та отримати регресійні рівняння (кофіцієнт кореляції 0.75). Також позначено, що ці рівняння можуть використовуватися на практиці при створенні системи дистанційного контролю стану вод.

При современном уровне развития технологий в методике исследования и контроля состояния Земли на передний план выходят дистанционные методы наблюдений, которые позволяют проводить мониторинг и отслеживать динамику процессов, происходящих на земной поверхности. К числу таких методов относятся спутниковое дистанционное зондирование Земли [5, 8, 9] и акустическое прозвучивание [2, 3]. Исследование и контроль состояния морской среды являются важной частью этой задачи и также могут успешно решаться с помощью дистанционных методов. Используя спутниковое дистанционное зондирование Земли (ДЗЗ), мы получаем оперативно спутниковые наблюдения отдельных параметров процессов на морской поверхности, покрывающие значительные пространства, а в случае акустического прозвучивания — интегральную информацию о слое воды, расположенному в диапазоне прозвучивания. Таким образом, синхронное применение различных дистанционных методов — спутниковых наблюдений и акустического прозвучивания обеспечивает получение непрерывных оперативных данных о состоянии на поверхности и в толще вод для больших морских просторов, что позволяет проводить оценку тепломассопереноса в морском регионе. Однако при использовании данных, полученных дистанционными методами, возникают задачи идентификации результатов наблюдений, их калибровки и привязки к реальным условиям контролируемых объектов [9].

Так, при создании методики дистанционного контроля состояния морской среды с применением спутниковых наблюдений и данных акустического прозвучивания возникает сразу несколько адаптационных задач. Это, во-первых, идентификация спутниковых данных, то есть их калибровка и привязка к реальному состоянию поверхностного слоя морской среды, во-вторых — восстановление гидрофизической структуры моря в слое между поверхностью и прозвучиваемым горизонтом по результатам дистанционных измерений, в-третьих — прогнозирование особенностей состояния вод в сопредельных с областью прозвучивания районах. Подобные задачи возникают при организации непрерывного мониторинга в любом регионе Мирового океана, и поэтому их решение может быть положено в основу создания методики организации региональных дистанционных мониторингов с привлечением горизонтального гидроакустического зондирования. Эти задачи, в свою очередь, могут быть решены поэтапно, в зависимости от начальных условий. Кроме того, представляются целесообразными отдельные исследования по общим проблемам, результаты которых можно затем использовать для решения сформулированных задач. В частности, к таким проблемам относятся: необходимость выделения зон прозвучивания, согласованных с траекториями спутниковых измерений, изучение особенностей распределения гидрофизических характеристик по трассам прозвучивания,

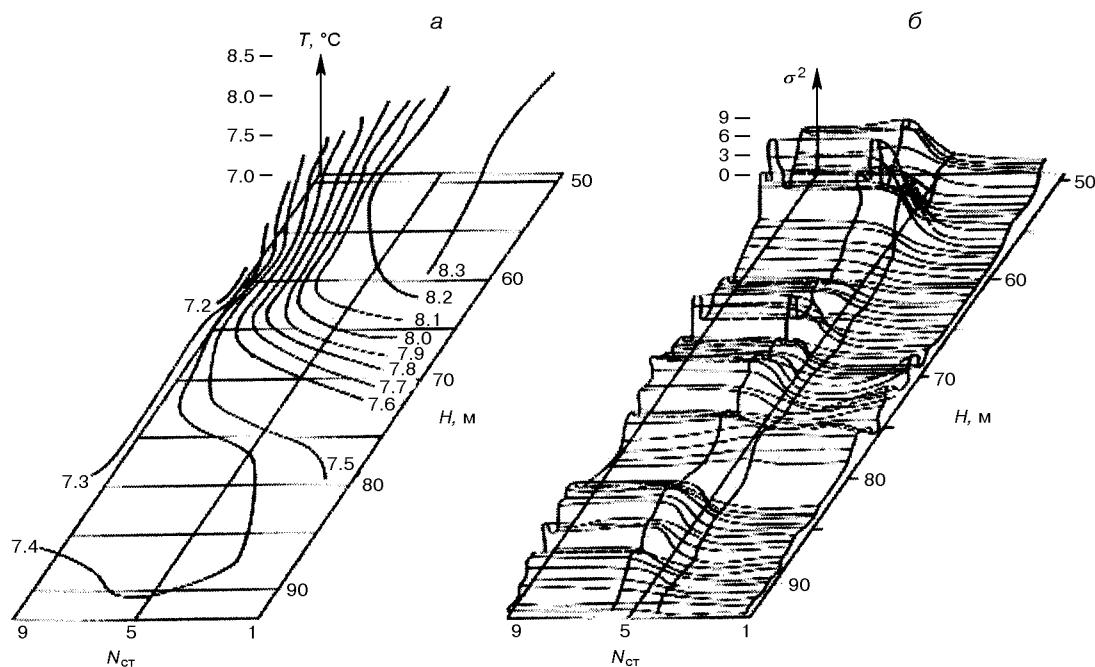


Рис. 1. Распределение температуры воды (а) и величины дисперсии амплитуд эхо-сигналов (б)

определение положения оптимальных топологических точек, по которым можно наиболее эффективно прогнозировать структуру вод и т. д. Имитационные модели, основанные на данных статистического анализа фактических результатов измерений (дистанционных и контактных), служат теоретической основой при решении этих задач.

Использование данных акустического зондирования показано на примере оконтуривания области мезомасштабных вихрей, отличающихся характерным распределением температуры воды (рис. 1, а) [3]. Дисперсия амплитуды эхо-сигналов (рис. 1, б), получаемых при акустическом зондировании, существенно зависит от расположения зондируемой области относительно центральной и периферической частей вихря (при зондировании периферической части вихря величины регистрируются существенно больше, чем при зондировании его центра). Послойный анализ этой акустической характеристики дал возможность выявить горизонты, на которых наблюдается наиболее активная генерация тонкой структуры и качественно оценить интенсивность протекающих здесь обменных процессов.

Многочисленные попытки скорректировать факторы, затрудняющие исследования при дистанционном спутниковом зондировании (прежде всего влияние атмосферы и излучающую способность подстилающей поверхности), базировались на различных решениях задачи калибровки спутниковых из-

мерений температуры поверхностного слоя Мирового океана [6, 7]. Нелинейные методы определения температуры основывались на интерпретации спутниковых данных с поверхности моря, путем учета атмосферного ослабления измеряемого со спутника излучения, вызванного поглощением водяным паром, аэрозолем и другими компонентами атмосферы, а также возможным наличием облачности в поле зрения прибора [7]. Методы калибровки спутниковых радиометрических измерений микроволнового диапазона, учитывающие разницу между температурой скин-слоя воды и температурой, измеряемой контактными датчиками на глубине 0.5–2 м [6] предлагают использовать двухканальные измерения в ИК-диапазоне. Даже этот небольшой обзор показывает, что лишь комплексный анализ данных синхронных измерений (численных значений параметров среды), как непосредственных контактных измерений параметров водной поверхности, так и спутниковых наблюдений, может привести к построению методики дистанционного контроля морской среды, обеспечивающей необходимую точность.

Как одна из частных задач, переходящих в общую, нами была рассмотрена задача адаптации данных спутниковых наблюдений к реальному состоянию поверхностного слоя моря по измерениям температуры воды на примере северо-западной части Черного моря. Целью являлось изучение воз-

можности использования данных ДЗЗ для контроля состояния морской среды и построение методики калибровки данных спутниковых наблюдений. Решение этой задачи дает возможность дальнейшего использования таких данных в прогностических моделях и для экологического контроля.

Исходными данными для анализа послужила информация о поверхностной (радиационной) температуре воды в северо-западной части Черного моря по спутниковым измерениям, полученная по двум съемкам 14 и 21 мая 1992 г. с американского метеорологического спутника NOAA (рабочий диапазон частот 1670—1710 МГц, разрешение на местности 1.1 км), предоставленная нам Ю. П. Ильинным (МГИ НАН Украины). Использовались данные, полученные с 4-го канала ИК-радиометра AVHRR (Advanced Very High Resolution Radiometer) на волне  $\lambda = 10.8$  мкм (AVHRR позволяет производить измерения в пяти спектральных диапазонах:  $\lambda\lambda 0.58$ — $0.68$ ,  $0.725$ — $1.0$ ,  $3.55$ — $3.93$ ,  $10.3$ — $11.3$ ,  $11.4$ — $12.4$  мкм). Карта покрытия спутниковыми наблюдениями рассматриваемого района Черного моря представляет собой сетку с координатами: от  $30.0^\circ$  до  $33.5^\circ$  в. д. и от  $44.5^\circ$  до  $46.5^\circ$  с. ш. Пространственная дискретность данных спутниковых измерений составляла  $0.017^\circ$  по широте и  $0.025^\circ$  по долготе.

Данные контактных измерений температуры воды получены в это же время и в этом же регионе на стандартных горизонтах в экспедициях, выполненных научно-исследовательскими судами «Я. Гаккель» (39 рейс) и «Трепанг» (10 рейс) с помощью глубоководных опрокидывающихся термометров, точность которых от  $0.01^\circ\text{C}$  до  $0.001^\circ\text{C}$ . Их пространственное расположение представляет собой сетку с координатами от  $30.0^\circ$  до  $31.5^\circ$  в. д. и от  $45.0^\circ$  до  $46.5^\circ$  с. ш. Для получения сопоставимых данных была проведена работа по синхронизации выбираемых для анализа материалов по времени и пространству.

Оценка связи спутниковых наблюдений и контактных измерений температуры воды на примере северо-западной части Черного моря проводилась на основе статистических методов анализа путем установления корреляционных и регрессионных зависимостей [4]. При решении поставленной задачи из всех сопоставляемых данных была сделана выборка станций, которые составили сетку с шагом  $0.25^\circ$  по долготе от  $30.0^\circ$  до  $31.0^\circ$  в. д. и  $0.17^\circ$  по широте от  $45.17^\circ$  до  $45.67^\circ$  с. ш. В узлах этой сетки расположены соответствующие значения спутниковых и контактных измерений (рис. 2). Значения коэффициентов корреляции, рассчитанных для оценки степени соответствия данных спутниковых

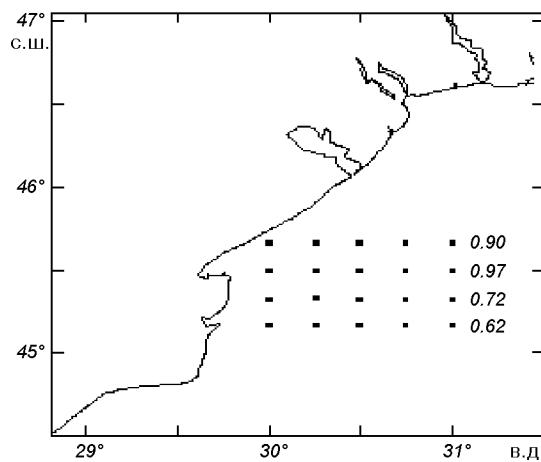


Рис. 2. Карта расположения анализируемых станций и значения коэффициентов корреляции между спутниковыми и контактными измерениями по каждому ряду

наблюдений и контактных измерений температуры воды, также приведены на рис. 2.

Величины коэффициентов корреляции позволяют утверждать, что задача калибровки данных спутниковых наблюдений по контактным измерениям имеет решения, которые могут применяться на практике. Для их определения построим регрессионное уравнение, которое связывает спутниковые наблюдения и контактные измерения. Представим нашу сетку синхронных станций в виде матрицы; данные в узлах сетки будут являться элементами этой матрицы. Поэлементно прокоррелируем матрицы данных спутниковых наблюдений и контактных измерений. В результате вычислений получаем коэффициент корреляции 0.75. Вероятная ошибка коэффициента корреляции вычисляется по формуле  $E_R = \pm 0.674 (1 - R^2)/\sqrt{N}$  и составляет 0.07, где  $R$  — коэффициент корреляции,  $N$  — число членов ряда. Отношение  $R/E_R = 10.7$ , что позволяет утверждать о достоверности коэффициента корреляции [1]. Исходя из этих статистических расчетов, построим уравнение линейной регрессии, по которому можно восстанавливать поверхностную температуру моря на основе спутниковых наблюдений. Уравнение линейной регрессии имеет вид

$$y = 0.4558x + 11.222$$

Это уравнение описывает связь между спутниковыми наблюдениями ( $x$ ) и контактными измерениями поверхностной температуры моря ( $y$ ). Оправдываемость уравнения составляет 76 %. Критерием для оценки оправдываемости восстановленной температуры поверхности моря является коэффициент  $\pm 0.674\sigma = 0.38$ , где  $\sigma$  — среднее квадратичное

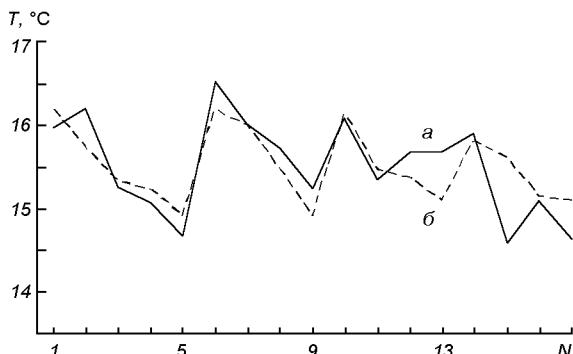


Рис. 3. График пространственного хода поверхностной температуры воды по данным контактных измерений (а) и восстановленным значениям (б)

отклонение. Представленные на рис. 3 графики пространственного хода поверхностной температуры воды по данным контактных измерений (сплошная линия) и восстановленным значениям (штриховая линия) свидетельствуют об их тесном соответствии.

Полученные результаты адаптации данных спутниковых наблюдений к реальным условиям морской среды и проведенные оценки их связи показывают, что этот подход позволяет восстанавливать фактическую температуру поверхностного слоя воды и может быть использован в качестве инструмента при построении модели дистанционного контроля состояния вод.

Дальнейшей перспективой развития методики дистанционного контроля состояния вод является выбор оптимальных топологических точек для проведения непрерывных контактных измерений и привязка к ним соответствующих данных спутниковых наблюдений для получения карты пространственного распределения поверхностной температуры. Результаты акустического прозвучивания по трассам, также связанным с топологическими точками, позволят получить представление о структуре и динамике процессов в толще вод.

1. Абузяров З. К., Кудрявая К. И., Серяков Е. И., Скриптуно娃 Л. И. Морские прогнозы. — Л.: Гидрометеоиздат, 1988.—319 с.
2. Акустика океана: современное состояние / Под ред. Л. М. Бреховских, И. Б. Андреевой. — М.: Наука, 1982.—246 с.
3. Андрианова О. Р., Холопцев А. В. О возможности исследования мезомасштабных вихрей с помощью акустического зондирования // Акустический журн.—1994.—4, № 1.—С. 134—136.
4. Бендат Дж., Пирсол А. Измерение и анализ случайных процессов. — М.: Мир, 1974.—464 с.
5. Бычкова И. А., Викторов С. В., Виноградов В. В. Дистанционное определение температуры моря. — Л.: Гидрометеоиздат, 1988.—233 с.
6. Трохимовский Ю. Г., Кравцов Ю. А., Кузьмин А. В., Медведев А. П. Учет термического профиля поверхностной температуры океана при проведении спутниковых радиометрических измерений в СВЧ-диапазоне // Исслед. Земли из космоса.—1998.—№ 5.—С. 3—9.
7. Успенский А. Б., Соловьев В. И. Современное состояние и перспективы развития дистанционных методов определения температуры поверхности океана из космоса // Исследование Земли из космоса.—1998.—№ 1.—С. 102—112.
8. Федоровский А. Д., Якимчук В. Г. Имитационное моделирование космических исследований ДЗЗ: постановка задачи и пути решения // Космічна наука і технологія.—2002.—8, № 2/3.—С. 83—88.
9. Федоровский А. Д., Якимчук В. Г., Рябоконенко С. А. Дешифрирование космических снимков ландшафтных комплексов с использованием Марковской модели изображений // Космічна наука і технологія.—2001.—7, № 5/6.—С. 80—84.

#### UNDERSATELLITE AUTHENTICATION AND INTERPRETATION OF THE DATA OF SPACE SURVEYS OF A SEA SURFACE

O. R. Andrianova, A. A. Batyrev, M. I. Skipa, A. V. Sribenko

Results of the adaptation of the satellite data to the real conditions of the sea environment are received on the example of the northwest part of the Black sea. Statistical estimations of the correlation between the satellite data and contact measurements of the water temperature allow to establish correlation and regression dependences (correlation is 0.75). It is marked, that the designed equations can be used in practice for creation of the system for the remote control of the waters condition.

УДК 551.510.41

Л. М. Белокриницкая<sup>1</sup>, И. В. Калинина<sup>1</sup>, Г. М. Крученицкий<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Київський національний університет імені Тараса Шевченка

<sup>2</sup>Центральна аерологічна обсерваторія Росгідромету, м. Долгопрудний, Росія

## Моніторинг поля общего содержания озона над Украиной средствами наземного и космического базирования

*Надійшла до редакції 15.03.04*

Проаналізовано дані спостережень поля загального вмісту озону (ЗВО) над Україною наземними і космічними вимірювальними засобами з 1970-х рр. по цей час. Отримано порівняльні оцінки якості роботи наземних вимірювальних засобів в Україні та за її межами. Розраховано кліматичні норми, а також лінійні та квадратичні тренди ЗВО для України, які порівнюються з даними для відповідного широтного поясу. Показано, что зміни ЗВО носять коливальний характер.

### ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ

К настоящему времени стало ясно, что роль антропогенного фактора в долговременных изменениях озонового слоя была сильно преувеличена, а влияние естественных причин существенно недооценивалось. Это обстоятельство заставляет вновь возвращаться к анализу рядов долговременных наблюдений общего содержания озона (ОСО), чтобы более надежно и объективно оценить происходящие изменения и диагностировать их причины. Хорошо известно, что сезонные вариации ОСО являются главной составляющей изменчивости озонового слоя. Только после их выделения можно говорить об анализе долговременной изменчивости с характерными временами, превышающими период сезонности. При этом, выделение сезонного хода традиционными методами климатологии наталкивается на следующие трудности:

- длина рядов наблюдений ОСО крайне мала по климатологическим меркам (30—50 лет);
- ряды содержат большое количество пропусков;
- однородность рядов вызывает определенные сомнения, так как регулярные международные калибровки измерительных средств стали проводиться относительно недавно, не все стороны могут принять в них участие, и наконец, условия сетевых наблюдений отличаются от условий проведения калибровок.

© Л. М. БЕЛОКРИНИЦЬКАЯ, И. В. КАЛИНИНА,  
Г. М. КРУЧЕНИЦЬКИЙ, 2004

Перечисленные трудности усугубляются тем обстоятельством, что наземные средства измерения ОСО не обеспечивают глобальной представительности данных, а спутниковые подвержены долговременным изменениям метрологических параметров, связанных с длительной эксплуатацией на борту космического аппарата.

Настоящая работа посвящена сравнению данных ОСО, поступающих от станций наземной озонометрической сети Украины и данных, поступающих от американского спутникового прибора TOMS (Total Ozone Mapping System), имеющего наиболее длинные и однородные ряды ОСО из всех измерительных средств космического базирования. По этим данным будут выделены периодическая и долговременная составляющие изменчивости поля ОСО над Украиной, которые будут сравнены со средними данными для соответствующего пояса. Результаты интеркалибровок наземных средств измерения ОСО и их сравнений со спутниковыми измерениями регулярно публикуются на лазерных дисках [10], распространяемых Мировым центром данных ВМО по озону в Торонто, а также сайтах NASA и WMO. Несколько лет назад попытка сравнения результатов наземных и спутниковых измерений ОСО была предпринята и в Украине. Ее результаты и библиография по этому вопросу приведены в работе [3].

Регулярные (ежесуточные) измерения ОСО на Украине начались в 1973 г. на станциях Борисполь,

Феодосия, Одесса и Львов и продолжаются по сегодняшний день. С 1989 г. к ним присоединились станции Киев, работающая по сей день, и Богуслав, прекратившая работу в 1997 г. Все станции Украины оснащены озонометрическими фильтро-выми приборами М-124 (ранее М-84). К анализу мы привлекаем все результаты, полученные в ходе работы наземной сети. Для сравнения с результатами зарубежных озонометрических станций использовались данные [10]. Первый из приборов TOMS функционировал на борту КА «Nimbus-7» с конца октября 1978 г. по начало мая 1993 г. Второй — на борту КА «Метеор-3» с августа 1991 г. по ноябрь 1994 г., а третий — с июля 1996 г. по настоящее время на борту КА «Earth Probe». В работе использованы только данные первой и третьей миссий аппаратуры TOMS, так как КА «Метеор-3» в отличие от «Nimbus-7» и «Earth Probe» функционировал не на солнечно-синхронной орбите, что обусловило как наличие большого числа пропусков в его данных, так и существенную неоднородность этих данных, связанную с отсутствием синхронизации измерений с местным временем. (Данные измерений первой и третьей миссий аппаратуры TOMS довольно жестко привязаны к местному полуночью.)

Сравнение данных ОСО, полученных от наземной и космической измерительных систем, производилось по следующим показателям:

- совпадение пространственно совмещенных отсчетов;
- совпадение пространственных полей;
- совпадение климатических норм;
- совпадение трендов.

Результаты сравнений изложены ниже.

#### ЕЖЕСУТОЧНЫЕ ДАННЫЕ

Ежесуточные данные, поступающие от наземной сети и прибора TOMS, вообще говоря, не должны быть полностью тождественными даже в случае, если измерительные средства производят измерение ОСО с нулевой погрешностью. Это обусловлено следующими обстоятельствами:

- TOMS измеряет значение ОСО в местный полдень, и результаты измерений пространственно усреднены по ячейкам имеющим размеры  $1^\circ$  по широте и  $1.25^\circ$  по долготе и ориентированым вдоль меридианов и параллелей.
- Наземная аппаратура измеряет среднесуточное значение ОСО, выполняя в течение светового дня от 5 до 8 измерений с интервалом 1 ч. При этом пространственное усреднение выполняется в направлении движения воздушной массы над

пунктом наблюдения (а эти направления, как правило, различны на различных высотах), и размер зоны усреднения зависит от модуля скорости ветра, который также изменяется с высотой.

Поэтому целесообразно сравнивать не отдельные отсчеты наземной и спутниковой аппаратуры, а их совокупность за определенный период времени, например за год. Удобно количественно оценивать корреляцию между наземными и спутниковыми данными, изображая каждый день точкой на плоскости наземный отсчет — спутниковый отсчет (рис. 1). При идеальном совпадении данных все точки будут расположены на биссектрисе первого координатного угла. В реальном случае коэффициент  $k$  регрессии  $y = kx$  показывает отличия калибровок наземного и спутникового приборов, а отличие коэффициента детерминации  $R^2$  от 100 % соответствует вкладу случайных погрешностей.

Пределы изменения коэффициентов регрессии и детерминации для станций украинской озонометрической сети за период 1978—2002 гг. показаны на

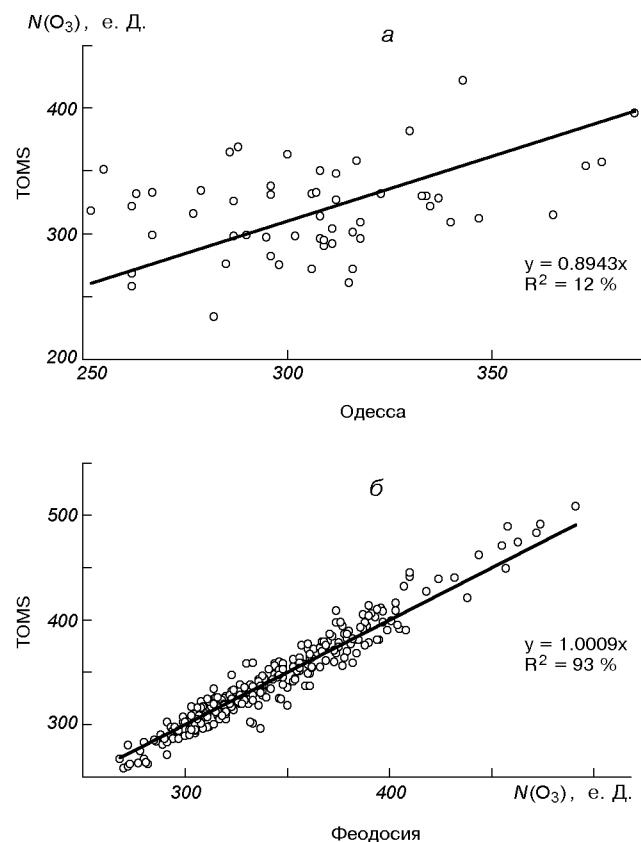


Рис. 1. Наихудшее (а) и наилучшее (б) согласие данных станций украинской озонометрической сети с данными аппарата TOMS

рис. 2. Видно, что работа станций Борисполь и Одесса зачастую является совершенно неудовлетворительной. Наилучшие показатели имеет станция Киев (УкрНИИГМИ).

Для сравнения приведем (см. табл. 1) соответствующие показатели станций мировой озонометрической сети, оснащенных озонометрами Добсона, рассчитанные нами по данным [10]. Кроме этих станций, в таблицу включены показатели лучшей из станций украинской сети — Киев, так как она является единственной, которая обладает долговременной стабильностью по коэффициенту регрессии.

Из рис. 2, а ясно, что среднее квадратичное отклонение коэффициента регрессии составляет  $\sigma_k \approx 0.002$  (20 % динамического диапазона), что дает возможность использовать данные станции Киев для оценки однородности рядов спутниковых измерений озона до и после смены прибора (пере-

хода от «Nimbus-7» к «Earth Probe»).

Данными остальных украинских станций для этой цели воспользоваться невозможно, так как у них величина  $\sigma_k$  существенно превышает обусловленное сменой прибора изменение коэффициента регрессии  $\Delta k$ , что совершенно очевидно из сравнения рис. 2, а с последней графой табл. 1.

Приведенные данные дают возможность количественно оценить, насколько фильтровая аппаратура, которой оснащена эта сеть, дает большую случайную погрешность, чем спектральная аппаратура, работающая на мировой сети. Подчеркнем, что сравнение наземных и спутниковых рядов ОСО может привести только к обнаружению изменений чувствительности спутниковой аппаратуры, обусловленной сменой прибора и КА, но никак не о их численном определении и тем более компенсации, о чем свидетельствует разброс значений в последней графе табл. 1. Так, совершенно очевидно, что показания прибора TOMS на борту КА «Earth Probe» завышены на 1 % относительно показаний прибора на борту «Nimbus-7». Более конкретное сравнение невозможно, так как различие коэффициентов регрессии данных обоих приборов даже с данными наземных спектральных измерений по порядку величины совпадает с долговременной нестабильностью чувствительности наземной аппаратуры. Это объясняется прежде всего тем, что расходжение наземных и спутниковых данных зависит от условий наблюдений на каждой станции (высоты над уровнем моря, облачной обстановки и т. д.). И наконец, отметим, что существенно более низкие (по сравнению с мировой сетью) значения коэффициента детерминации на украинской сети связаны не только с техническим несовершенством аппаратуры и относительно невысокой квалификацией персонала, но и с тем, что фильтровая аппаратура для определения среднесуточного значения ОСО требует большего числа отсчетов, чем спектральная [6]. Следовательно, увеличивается объем пространственного усреднения (см. выше) и отличие среднего значения от мгновенного полуденного значения в ячейке TOMS.

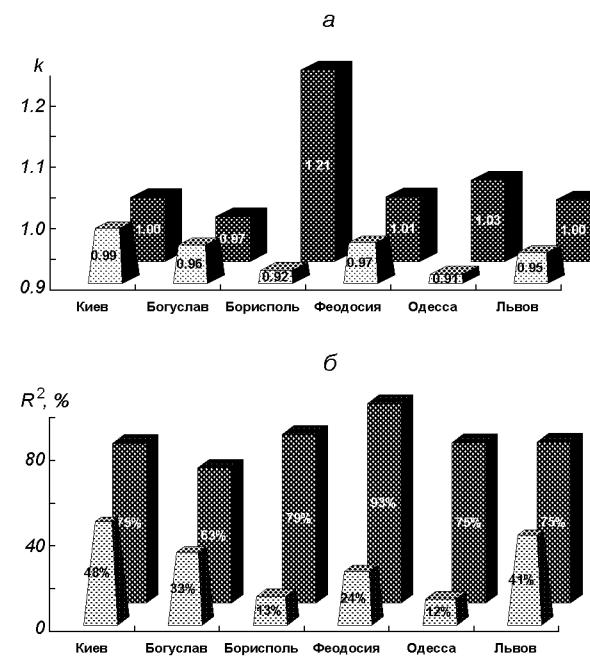


Рис. 2. Динамический диапазон коэффициентов регрессии (а) и детерминации (б)

Таблица 1. Показатели станций мировой озонометрической сети, оснащенных озонометрами Добсона

Станция	Широта	Долгота	Н, км	$k$	$\sigma_k$	$R^2$ , %	$k$	$\sigma_k$	$R^2$ , %	$\Delta k$
Саппорто	43.1	141.3	0.0	1.014	0.001	93.6	1.026	0.001	93.1	0.012
Мауна-Лоа	19.5	-155.6	3.4	1.037	0.0004	91.5	1.055	0.001	95.6	0.018
Болдер	40.0	-105.3	1.7	1.003	0.001	92.9	1.006	0.001	93.7	0.004
Хоэнайссенберг	47.8	11.0	1.0	1.003	0.0004	97.6	1.006	0.001	93.7	0.004
о-в Уоллонс	37.9	-75.5	0.0	0.998	0.001	92.3	1.009	0.001	92.6	0.011
Киев	50.4	30.5	0.1	0.989	0.002	62.5	0.996	0.002	58.8	0.007

### ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ ПОЛЯ

Построение пространственных полей распределения ОСО над территорией Украины по спутниковым данным обладает рядом преимуществ по сравнению с их построением по результатам наземных измерений по следующим причинам:

- Количество наземных отсчетов ОСО никогда не превышало шести в сутки, причем станции, дающие эти отсчеты, весьма неравномерно расположены по территории Украины, а в сетке TOMS для этой территории имеется  $9 \times 16 = 144$  равноудаленных (в градусном исчислении) отсчета;
- Не каждые сутки наземные станции имеют возможность по условиям оптической погоды выполнять измерения [6], а данные TOMS поступают ежесуточно, исключая чрезвычайно редкие перерывы, связанные с техническими неполадками на борту или в центре обработки NASA.

Справедливо ради необходимо отметить, что в 1996—1998 гг. КА «Earth Probe» находился на очень низкой орбите, и почти половина суточных данных содержала до 15 % пропусков отсчетов в той части сетки TOMS, которая соответствует территории Украины. О том, какие последствия может иметь недостаточная частота отсчетов, можно судить по рис. 3. Наличие области высоких значений ОСО в восточной части Украины, где нет озонометрических станций, привело не только к сильнейшим искажениям формы изоплетов, но и существенно занило значение ОСО в этом регионе. Отсюда ясно, что для решения задач, которые требуют знания поля ОСО с высоким пространственным разрешением (например, задачи мониторинга УФ-облученности территории Украины [2]), альтернативы использованию спутниковых данных практически нет. К использованию же наземных данных для картирования полей ОСО для каких бы то ни было других задач имеет смысл прибегать

только в период отсутствия спутниковых данных (как, например, это имело место в 1993—1996 гг.).

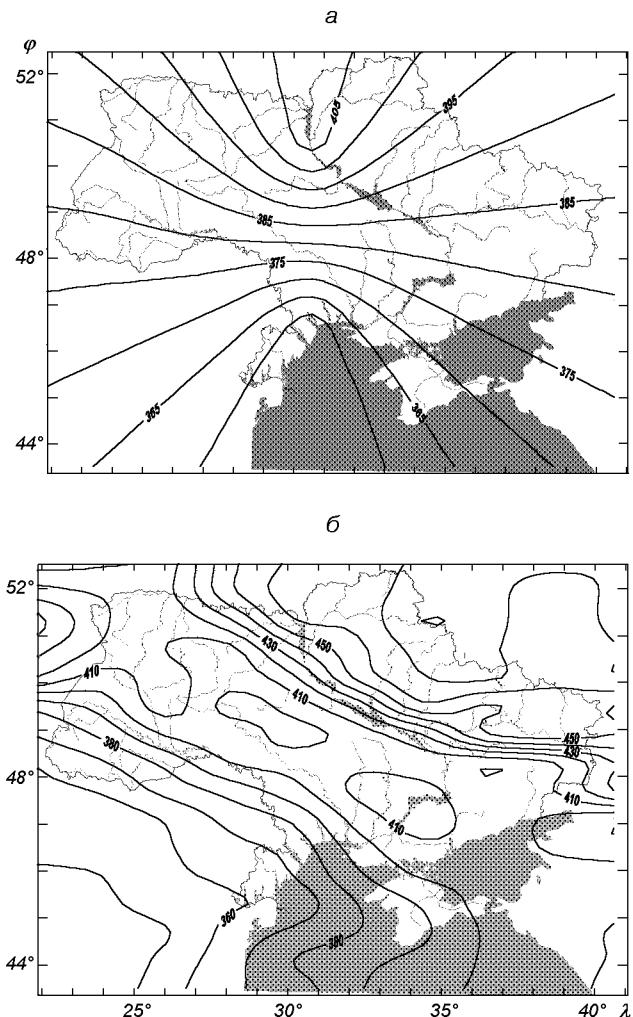


Рис. 3. Распределение ОСО над Украиной 19 марта 1989 г.: а — наземные данные, б — спутниковые данные

Таблица 2. Результаты вычисления климатических норм

Станция	A <sub>0</sub>	A <sub>1</sub>	F <sub>1</sub>	A <sub>2</sub>	F <sub>2</sub>	A <sub>3</sub>	F <sub>3</sub>	R <sup>2</sup> , %	A <sub>0</sub>	A <sub>1</sub>	F <sub>1</sub>	A <sub>2</sub>	F <sub>2</sub>	A <sub>3</sub>	F <sub>3</sub>	R <sup>2</sup> , %	Корреляция, %	Разность
	Наземные станции																	Сравнение
Киев	335	37	105	5	52	—	—	79	341	45	102	8	53	—	—	79	99.8	—6
Богуслав	341	35	106	4	52	—	—	73	340	44	101	7	53	—	—	79	99.4	1
Борисполь	349	46	110	8	61	—	—	69	341	45	102	8	53	—	—	79	98.8	8
Феодосия	340	39	100	4	68	3	121	74	338	41	94	6	55	3	18	80	99.2	2
Одесса	351	44	101	6	60	—	—	78	340	43	99	7	54	—	—	79	99.8	11
Львов	344	44	107	8	52	—	—	78	338	44	106	7	51	—	—	78	100	6
Украина	—	—	—	—	—	—	—	—	339	43	100	7	54	—	—	81	—	—
Пояс	—	—	—	—	—	—	—	—	346	44	87	4	36	—	—	91	—	—

## КЛИМАТИЧЕСКИЕ НОРМЫ

Как отмечено выше, относительно небольшая временная протяженность, как наземных, так и особенно спутниковых рядов наблюдений над Украиной существенно осложняет вычисление по их данным климатической нормы [8] ОСО. Дополнительные трудности возникают в связи с наличием в названных рядах пропусков. Это обстоятельство практически исключает возможность использования для вычисления климатической нормы межгодового усреднения, так как в этих условиях оно приведет к различной статистической значимости климатических норм для разных месяцев и субрегионов. Поэтому в основу вычисления климатической нормы было положено разложение Фурье по гармоникам основного периода  $T = 1$  год = 365.25 сут. С целью уменьшения количества пропусков вычисление коэффициентов Фурье было выполнено по среднемесячным значениям ОСО. Усреднялись данные, полученные по наземным измерениям на всех станциях украинской сети, данные сети TOMS, соответствующих этим станциям, а также спутниковые данные по всей территории Украины и широтному поясу ( $44^{\circ}\text{N}$  —  $53^{\circ}\text{N}$ ), содержащему эту территорию. Коэффициенты Фурье вычислялись для гармоник с индексами от нуля до пяти. (Теорема Котельникова [5] не позволяет использовать гармоники, на период которых приходится менее двух отсчетов, а вычисление амплитуды шестой гармоники возможно лишь при бесконечном значении соотношения сигнал/шум). Вычисленные коэффициенты разложения тестировались по критерию Стьюдента, и в климатическую норму включались лишь те гармоники, которым соответствовали амплитуды, имеющие достоверность 95 % и более (табл. 2). Из таблицы видно, что ни для одного из рядов не оказались статистически достоверными гармоники выше третьей, что ясно указывает на бессмыслицу попыток построить по имеющимся данным климатические нормы для рядов ежесуточных отсчетов, имеющих заведомо гораздо более широкий спектр.

Климатическая норма  $X_{\text{Cl}}$  ОСО — для конкретной станции или территории в юлианский день  $t$  по данным табл. 2 вычисляется по формуле

$$X_{\text{Cl}}(t) = \sum_{k=0}^3 A_k \cos \left[ \frac{2\pi k}{T} (t - F_k) \right]. \quad (1)$$

Из данных табл. 2 видно, что для пунктов размещения станций озонометрической сети климатические нормы, полученные по наземным и спутниковым данным, весьма близки друг к другу, что свидетельствует об устойчивости выбранной

процедуры вычисления.

Интересно отметить следующие особенности климатического хода ОСО над Украиной относительно ее широтного пояса:

- существенно большее значение амплитуды второй гармоники;
- запаздывание обеих гармоник по фазе (особенно второй);
- более низкое значение постоянной составляющей.

Все эти особенности, следующие из табл. 2, наглядно иллюстрирует рис. 4, *a*, на котором изображен фазовый портрет (т. е. график траектории в фазовом пространстве [1]) системы Украина — широтный пояс. Этот фазовый портрет образуют точки на плоскости, где координата по оси абсцисс соответствует значению климатической нормы для Украины, а по оси ординат — для широтного пояса. Напомним, что для полностью синфазной системы фазовый портрет представляет собой прямую с положительным наклоном по отношению к оси абсцисс, для противофазной — прямую с отрица-

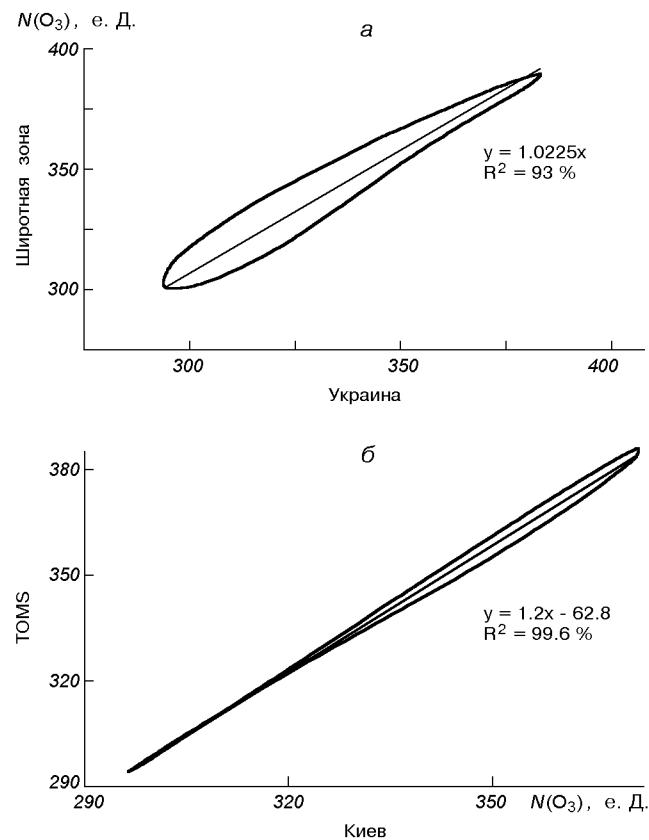


Рис. 4. Сравнение сезонного хода ОСО: *a* — над Украиной и содержащим ее широтным поясом; *б* — над Киевом по наземным и спутниковым данным

тельным наклоном, а для произвольного сдвига фаз — т. н. фигуру Лиссажу. Приведенное значение коэффициента линейной регрессии свидетельствует о том, что климатическая норма для широтного пояса в целом на 2.25 % выше, чем для Украины. Линейная регрессия типа  $y = kx$  по критерию Фишера не уступает регрессии более общего вида  $y = kx + b$  и поэтому ей отдано предпочтение.

Интересно сравнить фазовый портрет, приведенный на рис. 4, *a* с фазовым портретом «Киев — TOMS», приведенный на рис. 4, *б*. В этом случае регрессионная зависимость более общего вида имеет преимущество по статистической значимости (выигрыш в коэффициенте детерминации составляет 2.5 %).

Полученное уравнение регрессии (как и наличие самопересечения в фазовом портрете) свидетельствует о том, что «спутниковая» климатическая норма больше «наземной» при больших значениях ОСО и меньше — при малых. Этот факт, по-видимому, имеет следующее объяснение. Большие значения ОСО, как известно [7], имеют место при антициклоническом типе циркуляции, а малые — при циклоническом. В последнем случае существенно увеличивается балл общей облачности, и данные TOMS складываются из измеренного значения «надоблачного» озона и модельного значения содержания озона под облачностью. Модельные значения содержания озона в тропосфере, используемые при обработке данных TOMS, сформированы по результатам измерений 1970-х гг. и не учитывают резкого увеличения количества озона в тропосфере в последние десятилетия [9]. Отсюда занижение результатов спутниковых измерений при малых значениях ОСО. В условиях же антициклонической циркуляции заметно увеличивается общая прозрачность атмосферы и уменьшается положительная погрешность наземного фильтрового прибора, который из-за недостаточного спектрального разрешения относит часть упругого ослабления УФ-излучения на счет поглощения озоном. Это приводит к уменьшению «наземной» климатической нормы.

Завершая сравнение климатических норм ОСО, рассчитанных по спутниковым и наземным данным, вновь подчеркнем их чрезвычайную близость. Это свидетельствует о том, что несомненно большая погрешность наземных измерений (по сравнению со спутниковыми) имеет в основном случайный характер. Следовательно, данные наземных измерений можно использовать для выделения как периодической, так, по-видимому, и аperiодической (долговременной) составляющих временного хода ОСО.

## ТRENДЫ

Вычисление долговременных изменений в общем содержании озона было выполнено по данным всех наземных станций (исключая Богуслав ввиду малой протяженности ряда) за все время работы (до конца 2002 г.), по отсчетам соответствующих станциям ячеек TOMS (1979—2002 гг.), а также спутниковым данным, усредненным по всей территории Украины и широтному поясу ( $44^{\circ}\text{N}$  —  $53^{\circ}\text{N}$ ), содержащему эту территорию. Вычисление трендов производилось построением для рядов ОСО регрессионных моделей вида

$$X(t) - X_{\text{Cl}}(t) = kt + \text{rest}(t), \quad (2)$$

и

$$X(t) - X_{\text{Cl}}(t) = at^2 + bt + \text{rest}(t), \quad (3)$$

где  $X_{\text{Cl}}(t)$  определено формулой (1). Коэффициенты модели  $k$ ,  $a$ ,  $b$  определялись методом наименьших квадратов. Модель (2) — соответствует монотонному тренду; модель (3) может обнаруживать экстремум в долговременных изменениях. Предпочтение той или иной модели отдается по большей статистической достоверности в соответствии с критерием Фишера.

Важно отметить, что наличие квадратичного тренда не означает, что его максимум (минимум) есть наибольшее (наименьшее) значение моделируемого параметра на все времена. Так как в распоряжении исследователя всегда лишь данные, относящиеся к ограниченному временному интервалу, квадратичный тренд просто соответствует локальному экстремуму колебательного, т. е. ограниченного по динамическому диапазону процессу.

Результаты расчетов (отдельно для наземных и спутниковых данных) сведены в табл. 3, в которой приведены значения линейного тренда в процентах за декаду (10 лет) с доверительными интервалами на уровне среднего квадратичного отклонения  $\sigma$ . Для квадратичных трендов приведены положения  $t_{\min}$  минимума в долговременных изменениях ОСО, вычисленные по формуле

$$t_{\min} = -\frac{b}{2a}.$$

Данные, относящиеся к квадратичным трендам, приведены только в том случае, если квадратичный тренд оказался статистически более достоверным, чем линейный.

Сравнивая результаты, относящиеся к линейным трендам, вычисленным по наземным и спутниковым данным, необходимо отметить:

Таблица 3. Значения линейного тренда в процентах за декаду (10 лет) с доверительными интервалами на уровне среднего квадратичного отклонения ( $\sigma$ )

Станция	Тренд (наземн.), %	Тренд (TOMS), %	$R_{\text{наз}}^2$ , %	$R_{\text{TOMS}}^2$ , %	$t_{\min}^{\text{наз}}$	$t_{\min}^{\text{TOMS}}$	$R_H^2$ , %	$R_{\text{TOMS}}^2$ , %
	Линейные тренды				Квадратичные тренды			
Киев	0.4±0.9	2.1±0.4	0	10	ноябрь 1996	декабрь 1996	2.5	13
Борисполь	3.5 0.4	2.0 0.4	22	10	октябрь 1977	июль 1996	25	13
Феодосия	2.6 0.3	2.3 0.4	23	10		март 1998	23	12
Одесса	0.5 0.4	2.1 0.4	1	12	апрель 2000	апрель 1998	1	15
Львов	2.0 0.4	2.3 0.4	11	11	декабрь 1996	июль 1996	13	15
Украина		2.0 0.4		11		апрель 1997		14
Пояс		1.8 0.2		20		сентябрь 1995		29

- значимые расхождения по станциям Борисполь и Одесса (обусловленные низким качеством наблюдений) и на станции Киев (обусловленные существенным различием начальной точки в рядах наблюдений);
- хорошее согласие результатов по станциям Феодосия и Львов;
- несколько больший (по абсолютной величине) тренд по Украине, чем по соответствующему ей широтному поясу.

Относительно квадратичных трендов следует отметить:

- принципиальные расхождения по станциям Одесса и Борисполь (в Борисполе фиксируется максимум ОСО вместо минимума по спутниковым данным), обусловленные низким качеством наблюдений;
- хорошее согласие сроков наступления минимума ОСО по данным спутниковых наблюдений по всем станциям и регионам;
- более поздний срок наступления минимума ОСО по Украине по сравнению с соответствующим ей широтным поясом.

Оценивая качество выделения климатического хода и трендов в рядах спутниковых наблюдений, воспользуемся критерием, предложенным в работе [4]: «главное не что получилось, а что осталось». То есть, если остатки регрессионного моделирования представляют собой белый шум, то при использовании данного исходного материала получить более качественную регрессионную модель изучаемого процесса не удастся. Разумеется, при использовании рядов среднемесячных значений невозможно рассчитывать на то, что остатки регрессионного моделирования будут представлять собой белый шум. Это связано с тем, что значения ОСО не являются независимыми в пределах т. н. синоптического цикла [8] (~ 7 сут), начало и конец которого не обязаны совпадать с началом и концом календарного месяца. Следовательно, остатки ре-

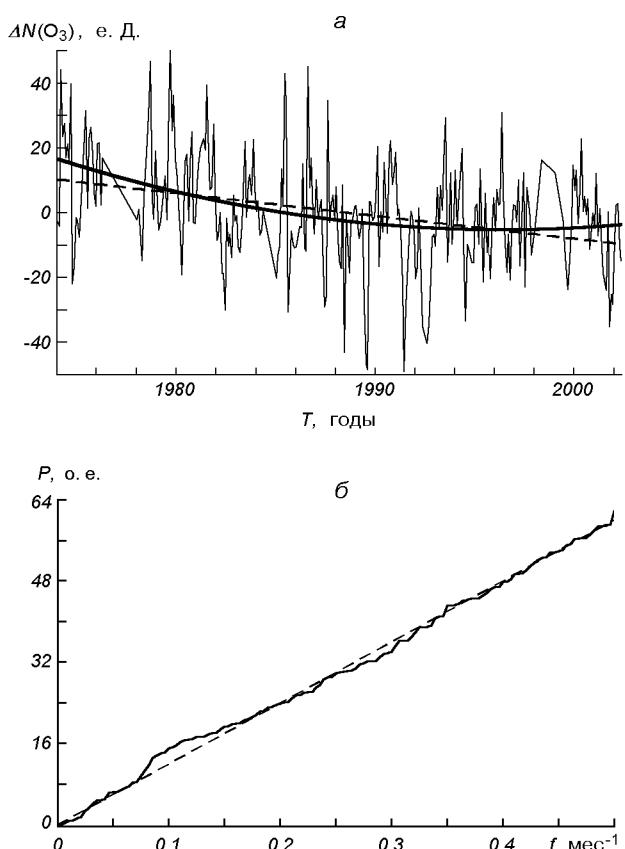


Рис. 5. Линейный ( $R^2=11\%$ ) и квадратичный ( $R^2=13\%$ ) тренды ОСО по данным станции Львов (а); интегрированная периодограмма  $P$  ряда остатков авторегрессии первого порядка из остатков регрессионной модели (климат + квадратичный тренд) для станции Львов (б)

грессионного моделирования можно тестировать на белый шум только после выделения авторегрессии первого порядка. В качестве критериев близости к белому шуму обычно используют:

- близость интегрированной периодограммы к прямой, проходящей через начало координат;
- близость статистики Дарбина — Уотсона к значению 2.

В качестве примера рассмотрим ряд остатков, образующихся после выделения авторегрессии из остатков регрессионной модели для наземных рядов станции Львов, занимающей промежуточное положение по качеству среди станций Украины. Значение статистики Дарбина-Уотсона составляет 2.04, а близость интегрированной периодограммы  $P$  к прямой, проходящей через начало координат, можно оценить по рис. 5, б.

На первый взгляд близость «остатков» к белому шуму представляется вполне удовлетворительной, однако окончательный ответ на вопрос, нельзя ли улучшить качество регрессионной модели, зависит от результатов включения в ее состав других базисных функций, кроме гармоник годового хода и степеней времени.

## ВЫВОДЫ

Сравнение результатов мониторинга состояния поля ОСО над Украиной средствами космического базирования позволяет сделать следующие выводы.

1. По качеству работы станции наземной озонометрической сети Украины можно разделить на три категории (по динамическому диапазону коэффициента регрессии спутниковых данных на наземные):

- высокое (Киев, Богуслав);
- среднее (Львов, Феодосия);
- низкое (Борисполь, Одесса).

Более высокому качеству наблюдений соответствует меньший динамический диапазон.

2. Данные всех станций пригодны только для определения среднемесячных значений ОСО в пунктах наблюдений, т. е. сезонного хода.

3. Для определения долговременных изменений в состоянии поля ОСО пригодны только данные, полученные на станциях Киев и Богуслав.

4. Данные, полученные на станциях с качеством наблюдений на уровне станций Львов и Феодосия пригодны только для грубых оценок долговременных изменений (линейных трендов).

5. Только данные, полученные на станциях с качеством наблюдений на уровне станций Киев и Богуслав, пригодны для выявления изменений чувствительности спутниковых средств озона мониторинга, и именно эта задача является главной для наземных средств мониторинга ОСО.

6. Долговременные изменения состояния поля ОСО над Украиной не являются монотонными, а представляют собой колебательный процесс, о чем свидетельствует сравнительная эффективность линейных и параболических трендов, вычисленных по данным космических и высококачественных наземных измерений. Причины и количественные показатели этого процесса должны составить предмет дальнейших исследований, так же как и отличие особенностей долговременной эволюции поля ОСО над Украиной от среднезональных показателей.

Авторы благодарят И. В. Будака (УкрНИИГМИ) за предоставленную нам топографическую основу рис. 3.

1. Арнольд В. И. Математические методы классической механики. — М.: Наука, 1979.—С. 23.
2. Белокриницкая Л. М., Белянский А. В., Крученецкий Г. М. Українська національна система моніторинга СПЭО УФ-Б радіації // Тез. докл. 3-ї Української конф. по перспективним космич. исследованиям (Кацивели, Крим, 15 сент.–19 сент. 2003 г.). — Київ: Ізд-во Ін-т космич. исслед. НАНУ-НКАУ, 2003.—С. 216.
3. Грицай З. І., Євшевський О. М., Кравченко В. О. та ін. Порівняння наземних спостережень озону на станції Академії Вернадського та на обсерваторії в Лісниках з супутниковими вимірюваннями // Бюл. Українського антарктичного центру.—1998.—Вип. 2.—С. 44–49.
4. Кадыгрова Т. В., Крученецкий Г. М. Выделение трендов в парциальном давлении озона на различных высотах в атмосфере // Изв. РАН. ФАО.—31, № 1.—С. 62–68.
5. Котельников В. А. Теория потенциальной помехоустойчивости. — М.: Госэнергоиздат, 1956.—С. 16.
6. Настанова гідрометеорологічним станціям і постам. Організація проведення спостережень за загальним вмістом атмосферного озону. — Київ: Мінекоресурсів України, 2004.—Вип. 13.—С. 35.
7. Перов С. П., Хриган А. Х. Современные проблемы атмосферного озона. — Л.: Гидрометеоиздат, 1980.—С. 232.
8. Хромов С. П., Мамонтова Л. И. Метеорологический словарь. — Л.: Гидрометеоиздат, 1974.—С. 418.
9. Bojkov R. D. The Changing Ozone Layer // WMO & UNEP Joint publ.—1995.—Р. 17.
10. Ozone Data for the World, ODW CD #1 1999, ODW CD #2 2000, ODW CD #3 2001. WOUDC, Canada M3H 5T4.

## GROUND-BASED AND SATELLITE-BORNE MONITORING OF TOTAL OZONE FIELD OVER THE UKRAINE

L. M. Belokrinitskaya, I. V. Kalinina, G. M. Kruchenitsky

We analysed observational data on total ozone field over the Ukraine obtained by the use of ground and space-borne measuring instruments since the 1970s to the present day. Comparative estimates of the performance of ground-based measuring means used in the Ukraine and abroad are derived. Climatic norms, linear and square-law TO trends for the Ukraine are calculated and compared with similar data for the corresponding latitudinal belt. It is shown that TO variations are not unidirectional but are oscillatory in character.

УДК 53.082+006.91

**М. О. Попов, Т. В. Цимбал**

Центр аерокосмічних досліджень Землі Інституту геологічних наук Національної академії наук України, Київ

**Правила та процедура сертифікації методик використання даних дистанційного зондування Землі при вирішенні тематичних задач**

*Надійшла до редакції 21.05.04*

Обґрунтуються умови об'єктивного порівняння різних методик використання даних дистанційного зондування Землі для вирішення природоохоронних та природоресурсних задач. Запропоновано правила та процедуру сертифікації методики класифікування об'єктів дистанційного зондування з використанням аерокосмічних зображень. Розглянуто особливості сертифікації методик прогнозування стану природних ресурсів та навколошнього середовища з використанням аерокосмічних зображень.

### **ЗАГАЛЬНІ ПОЛОЖЕННЯ**

Дистанційні (неконтактні) методи вивчення поверхні Землі, гідросфери, літосфери та атмосфери реалізуються за допомогою систем дистанційного зондування Землі (ДЗЗ), під якими розуміють сукупність космічних і наземних технічних та інформаційних засобів, що функціонально та організаційно пов'язані між собою [17]. Будь-яка процедура ДЗЗ здійснюється не тільки у просторі, але й у часі, тобто вона може розглядатися як певний фізичний або технологічний процес. З іншої точки зору, результати дистанційних досліджень фізичного, геологічного, біологічного або іншого стану Землі та розташованих на ній об'єктів мають практичну спрямованість і є деякою науковою або науково-технічною продукцією, надання якої споживачеві може розглядатися як послуга.

Процеси, продукція та послуги повинні відповісти деяким вимогам або умовам. Зрозуміло, якщо послуга замовляється, то вимоги формулює замовлююча сторона (споживач), а справа сторони, яка надає цю послугу (виробника, постачальника), — забезпечити виконання встановлених вимог. Процедура, за допомогою якої третя сторона дає письмову гарантію, що продукція, процес чи послуга відповідають заданим вимогам, має назву «сертифікація» [5]. Сертифікацію проводять з метою одержання об'єктивної оцінки науково-технічного рівня продукції, встановлення відповідності вимо-

гам чинних законодавчих актів України та обов'язковим вимогам нормативних документів, національних та міжнародних стандартів. В Україні порядок проведення сертифікації продукції визначається державним стандартом ДСТУ 3413-96 [6]. Цей стандарт встановлює загальні вимоги щодо порядку проведення сертифікації продукції та послуг в системі сертифікації УкрСЕПРО. В роботі [7] наведено перелік груп об'єктів реєстрації в системі УкрСЕПРО; до цього переліку відносяться, зокрема, процеси та послуги. Складено і затверджено перелік продукції, що підлягає обов'язковій сертифікації в Україні, причому цей перелік час від часу поповнюється та перезатверджується. Крім того, існує поняття «добрівільної сертифікації», яка визначається як сертифікація на відповідність вимогам, не віднесені нормативними документами до обов'язкових, яка проводиться на добровільних засадах за ініціативою виробника, постачальника чи споживача продукції [5].

Згідно з [6] сертифікацію продукції в системі УкрСЕПРО проводять виключно органи із сертифікації, а в разі їхньої відсутності — організації, що виконують функції органів з сертифікації продукції за дорученням Держспоживстандарту України. Науково-методичним та інформаційним центром в системі УкрСЕПРО є Український науково-дослідний інститут стандартизації, сертифікації та інформатики Держстандарту України. Орган, що проводить сертифікацію, — Управління сертифі-

кації Держстандарту України. Сертифікація продукції може здійснюватися науковою установою, організацією, підприємством із зачлененням провідних науково-дослідних інститутів, Технічних комітетів тощо.

Порядок проведення сертифікації продукції містить:

- подання та розгляд заяви на сертифікацію продукції;
- аналіз наданої документації;
- прийняття рішення за заявкою із зазначенням схеми (моделі) сертифікації;
- ідентифікацію зразків продукції та їхнє випробування;
- аналіз одержаних результатів та прийняття рішення про можливість видачі сертифіката відповідності та надання ліцензії;
- видачу сертифікату відповідності та надання ліцензії.

Тут під схемою (моделлю) сертифікації мають на увазі склад і послідовність дій під час проведення сертифікації відповідності. Схеми (моделі), що використовуються під час обов'язкової сертифікації продукції, визначає орган із сертифікації. Обов'язкова сертифікація продукції проводиться на відповідність до обов'язкових вимог нормативних документів, аналогічних вимог міжнародних та національних стандартів інших держав, що введені в дію в Україні. Схему добровільної сертифікації визначає заявник за погодженням з органом із сертифікації.

Під час ідентифікації вимірюються або спостерігаються характеристики (показники) продукції, принадлежність до класифікаційної групи, відповідність технічної документації та ін. Якщо сертифікується процес, то перевірці (контролю) підлягають вхідні та вихідні параметри та характеристики цього процесу.

Як правило, дані вимірювань, спостереження, контролю, що одержуються під час ідентифікації, потребують певного оброблення. Метою такого оброблення може бути підвищення точності вимірювань, фільтрація завад та виявлення корисного сигналу, порівняння із заданими нормативними величинами, обчислення відстаней або площ тощо. В залежності від мети процедури та прийнятої моделі об'єкта, що вимірюється (спостерігається, контролюється), у процесі оброблення можуть використовуватися розрахунково-статистичні, експертні або інші відомі методи.

Розрахунково-статистичні методи застосовують при наявності великої кількості вимірювань, які одержуються при випробуваннях.

Експертні методи переважно застосовуються, ко-

ли неможливо отримувати кількісні дані про об'єкт або процес, що підлягають сертифікації. Подібні об'єкти відносять до класу складних систем.

Сертифікат відповідності — це документ, який вказує, що забезпечується необхідна впевненість у тому, що потрібним чином ідентифікована продукція, процес чи послуга відповідають конкретному стандарту чи іншому нормативному документу. Сертифікат відповідності видається виключно органом з сертифікації продукції.

За стандартом ДСТУ-3498 є кілька форм сертифікатів відповідності: форма 1 видається, якщо підтверджена відповідність продукції усім обов'язковим вимогам; форма 2 — якщо підтверджена відповідність продукції усім вимогам; форма 3 — якщо підтверджена відповідність продукції окремим вимогам.

Ліцензія — це документ, за допомогою якого орган з сертифікації надає право застосовувати сертифікати відповідності для своєї продукції, процесів чи послуг згідно з правилами відповідної системи сертифікації. Ліцензія надається органом з сертифікації на підставі позитивних результатів сертифікаційних випробувань продукції.

## ПОСТАНОВКА ЗАДАЧІ

Як відмічалося вище, основною метою використання засобів ДЗЗ є поглиблення наших знань про навколошне середовище, до якого належать Земля з її флоорою та фауною, гідросфера і атмосфера. Досягнення цієї мети за допомогою ДЗЗ здійснюється шляхом отримання даних та їхнє інтерпретування.

Отримання даних необхідної якості залишається складною технічною проблемою, але наявність високоякісних сенсорів, які забезпечують одержання панхроматичних та багатоспектральних аерокосмічних зображень високої просторової розрізненості [9], дає підстави вважати, що цю проблему можна бути успішно вирішити. Тому далі ми вважатимемо, що дані потрібної якості є у розпорядженні дослідника.

Процедура інтерпретування містить сукупність прийомів чи операцій пізнання середовища. Інтерпретування включає аналіз і узагальнення кількісних та якісних характеристик об'єктів зондування з метою встановлення їхнього стану, значущості та можливостей в конкретній обстановці [17]. Кількісні та якісні характеристики об'єктів зондування отримують вимірюванням параметрів аерокосмічних зображень: геометричних розмірів, оптичних щільностей, напівтонів, паралаксів та ін. В

результаті з'ясовуються стан рослинності, склад порід лісу, стан морської поверхні, вологість ґрунту або вирішуються інші тематичні задачі у межах вище означеної мети ДЗЗ.

На цей час в Росії розроблено класифікатор тематичних задач оцінювання природних ресурсів та навколошнього середовища, що вирішуються з використанням матеріалів ДЗЗ [10]. У класифікаторі систематизовано понад 50 різних тематичних задач з геології, гідрології, лісових ресурсів і рослинного покриву, ландшафтів тощо. Кожна з цих тематичних задач має свої особливості, які повинні бути враховані при розробці відповідної методики її вирішення.

Але разом з тим з точки зору функціонального призначення всі методики використання даних ДЗЗ для вирішення тематичних задач можна поділити на два класи:

- 1) методики оцінювання поточного стану природних ресурсів та навколошнього середовища;
- 2) методики прогнозування стану природних ресурсів та навколошнього середовища.

Стан природних ресурсів та інших об'єктів навколошнього середовища описується деякою множиною ознак (параметрів, характеристик); кожна ознака, в залежності від її природи, вимірюється у відповідній шкалі — кількісній, порядковій або номінальний [1]. Кількісна шкала передбачає наявність одиниці виміру і дозволяє встановлювати кількісні відношення між об'єктами. Кількісні виміри проводяться за допомогою різноманітних технічних приладів та пристройів. Кількісно в задачах ДЗЗ можуть вимірюватися просторові величини та величини, що характеризують фізичні поля електромагнітного походження. За результатами просторових лінійних та кутових вимірювань можуть обчислюватися площини, об'єми, величини перевищень, кути нахилу тощо. За результатами фізичних вимірювань можуть розраховуватися різноманітні індекси (вегетаційний, каламутності води, мінералів тощо), вологість ґрунту і т. ін. Порядкова шкала дозволяє встановити порядкові відношення між об'єктами, показати, що один об'єкт за певною ознакою кращий від іншого об'єкта чи рівноцінний йому. Встановлення таких відношень може провадитися як за допомогою технічних пристройів, так і шляхом експертного оцінювання переваг. У номінальній шкалі кожному об'єкту надається певний ярлик (або назва), який свідчить про віднесення даного об'єкта до деякого класу. Подібні операції надання відносяться до інтелектуальних і виконуються або людиною, або машинними класифікаторами.

Методики використання даних ДЗЗ для вирі-

шення різноманітних тематичних задач сьогодні пропонуються різними дослідниками, установами та організаціями [12, 13, 15]; вони базуються на неоднакових моделях вихідних даних, використовують різні алгоритми прийняття рішень, мають різний ступень автоматизації, їхня вартість на ринку може суттєво відрізнятися, і тому однією з важливих проблем є вибір найбільш доцільної методики.

Одним із шляхів вирішення проблеми раціонального вибору методики є формалізація їхньої структури. Типова структура методики використання даних ДЗЗ для вирішення тематичних природоресурсних задач містить такі елементи:

1. Галузь використання; загальна проблема, для вирішення якої можуть бути корисними результати, що отримуються за допомогою даної методики; перелік можливих споживачів, зв'язок даної методики з іншими подібними методиками та її особливості.
2. Конкретна мета (цільове призначення).
3. Критерії досягнення мети (вимоги до інформації, що отримується шляхом використання методики, а саме: до її вірогідності, повноти, точності, оперативності, форми подання тощо).
4. Вимоги до вихідних іконічних даних ДЗЗ (графічні формати зображення, спектральний діапазон, просторова та спектральна розрізненості, масштаб, динамічний діапазон яскравості, рівень інформаційного оброблення зображень, дозволений рівень викривлень зображень (пошкоджень, обумовлених неякісним прийманням сигналу; завад, обумовлених атмосферними ефектами, та ін.), площа сцени, кількість зображень, час їхнього отримання, періодичність знімання тощо).
5. Вимоги до необхідної картографічної інформації (масштаб, проекція, номенклатура карти тощо) та інших допоміжних даних.
6. Вимоги до завіркової інформації (кількість та назви класів об'єктів, детальність опису прямих дешифрувальних ознак, точність просторової прив'язки об'єктів тощо).
7. Обмеження, що враховуються при створенні та використанні методики.
8. Теоретичні посилання, моделі, розрахункові формули та їхне обґрунтування.
9. Сутність методики (як послідовність операцій перетворення іконічних даних та інформації), алгоритми прийняття рішень.
10. Процедура оцінювання методики та інформації, що за нею отримається, ступеня задоволення обраних критеріїв та заданих умов.
11. Вимоги до програмного та апаратного забезпечення методики.
12. Вимоги до кваліфікації інтерпретатора (користувача).

13. Рекомендації щодо впровадження результатів, отриманих за методикою, у процедурі вирішення загальної проблеми.

Таку структуру мають методики обох класів з числа вищезазначених.

Вибір методики, адекватної поставленій задачі, значно б спростився, якби методики вирішення тематичних задач були стандартизовані, тобто кожна методика була оформлена у вигляді нормативного документа, затвердженого визнаним органом, в якому були встановлені загальні принципи її побудови, характеристики, правила використання, вимоги до даних тощо. Державна система стандартизації України передбачає можливість стандартизації інформаційних технологій [4], але при цьому в основному йдеється про стандартизацію програмних та технічних засобів. Між тим у будь-якій методиці вирішення тематичних задач з використанням даних ДЗЗ програмні та технічні засоби грають допоміжну роль, а головними етапами є операції порівняльного аналізу, прийняття інформаційних рішень, розпізнавання та деякі інші творчі (інтелектуальні) операції. Відомо, що інтелектуальні операції погано піддаються формалізації, при їхньому здійсненні буває важко уникнути суб'єктивізму. Тому, на наш погляд, ставити питання про стандартизацію методик вирішування тематичних задач з використанням даних ДЗЗ передчасно. Ale цілком коректно казати про сертифікацію методик, тобто щоб кожна з них мала документальне підтвердження її відповідності певним вимогам або технічним умовам [6].

Таким чином, постає задача розробити та описати правила сертифікації методик використання даних ДЗЗ для вирішення тематичних задач, а також намітити процедуру сертифікації на прикладах деяких методик вирішення задач природокористування.

#### **ВИМОГИ ЩОДО СЕРТИФІКАЦІЇ МЕТОДІК ВИКОРИСТАННЯ ДАНИХ ДЗЗ ПРИ ВИРІШЕННІ ТЕМАТИЧНИХ ЗАДАЧ**

Як було вказано вище, сертифікація — це процедура, за допомогою якої надається гарантія, що продукція, процес чи послуга відповідають заданим вимогам. Такі вимоги можуть бути задані деякими показниками з нормативних документів чи просто сформульовані замовником сертифікації та погоджені з органом сертифікації. Оскільки жоден факт стандартизації якої-небудь методики вирішення тематичних задач з використанням матеріалів ДЗЗ нам невідомий, а нормативних документів з відповідними показниками немає, то розглянемо, які-

ми можуть бути вимоги з боку замовника сертифікації.

Взагалі кажучи, вимоги можуть бути технічними, економічними або техніко-економічними [18]. Технічні вимоги визначають науково-технічний рівень методики, зокрема складність фізичних та інформаційних процесів, якими вона реалізується, рівень її апаратного та програмного забезпечення, вірогідність та точність наданої інформації. Слід пам'ятати, що необхідність створення методики визначається на основі економічних, господарських та соціальних факторів. Економічні вимоги встановлюють максимальну допустимий рівень витрат фінансових, матеріально-технічних, людських та інших ресурсів і базуються на використанні вартісних показників. Реалізація встановлених економічних вимог дозволяє розраховувати економію витрат, яка досягається в результаті застосування методики при вирішенні конкретної народногосподарської задачі, у тому числі природоресурсної. Така економія може бути інтегральним критерієм ефективності методики.

Ale технічні та економічні вимоги взаємозв'язані, а саме: підвищення технічних вимог звичайно потребує зростання витрат і навпаки, зниження обсягу дозволеного фінансування часто (хоч і не завжди) приводить до погіршення технічних характеристик та якості результатів. Вимоги та критерії, які враховують одночасно технічні можливості методики та потрібні витрати, відносяться до техніко-економічних. Техніко-економічні критерії особливо важливі при порівнянні ефективностей декількох різних методик вирішення саме однієї тематичної задачі, які потребують вихідних даних різних якості та обсягів (наприклад, аерокосмічних зображень різної просторової розрізненості) і базуються на використанні різних технічних засобів і програмних продуктів.

При оцінюванні ефективності методик використання даних ДЗЗ для вирішення тематичних задач можливі різні підходи. Один підхід полягає у тому, щоб просто оцінити, наскільки дана методика вирішує поставлену задачу, тобто відповідає певним вимогам. Саме так ставиться задача сертифікації. Ale на практиці вирізнати перелік вимог та множину кількісних значень показників, що задовільняють поставлену задачу і найкращим чином її вирішують, — досить складна проблема, яка не має теоретичного обґрунтування, тому її рішення шукають, як правило, емпіричним шляхом.

Якщо у розпорядженні дослідника є більш ніж одна методика для вирішення поставленої задачі, і всі такі методики можуть бути охарактеризовані одними показниками, що відрізняються тільки свої-

ми значеннями, то задачу оцінювання ефективності можна вирішувати шляхом порівняння цих показників та результатів, що характеризують ці методики. Таке порівняння може здійснюватися в кількісній або порядковій шкалах. На жаль, даний підхід не дозволяє порівнювати ефективність методик, що мають неоднакове функціональне призначення і характеризуються різними показниками.

Ще один підхід, найперспективніший, полягає у тому, що інтегрально оцінюється той корисний ефект, який дає застосування методики вирішення тематичної задачі з використанням матеріалів ДЗЗ у порівнянні з іншими відомими методами.

Загальними принципами, на основі яких формується критерії ефективності різноманітних методик вирішення тематичних задач, є принцип мінімуму витрат:

$$W_{\min} = \min_{z \in Z} W(z); E(z) \in E^* \quad (1)$$

та принцип максимуму корисного ефекту:

$$E_{\max} = \max_{z \in Z} E(z); W(z) \in W^*, \quad (2)$$

де  $Z$  — множина допустимих за умовами задачі варіантів досягнення мети,  $E(z)$  — величина корисного ефекту як функція варіantu досягнення мети,  $W(z)$  — величина витрат як функція варіantu досягнення мети,  $E^*$ ,  $W^*$  — допустимі області зміни корисного корисного ефекту і витрат відповідно [18].

Кожну методику можна розглядати як деякий свій варіант досягнення мети. В задачах вирішення тематичних задач ДЗЗ загальні витрати складаються з ціни аерокосмічних знімків потрібного рівня обробки і картографічних матеріалів, вартості завіркових даних, ЕОМ та програмного забезпечення (включаючи вартість спеціалізованих прикладних програм типу ERDAS), витрат на оплату праці фахівців та ін. Принцип мінімуму витрат (1) використовують у тих випадках, коли при заданому ефекті намагаються визначити варіант, при якому забезпечуються мінімально можливі витрати. Якщо ж при заданих витратах необхідно досягти мети максимальною мірою, то використовують принцип максимуму корисного ефекту (2).

Розглянемо, як можна зіставляти різні варіанти досягнення корисного ефекту. Припустимо, методики, що зіставляються, характеризуються корисними ефектами  $E_i$  та  $E_j$  і витратами  $W_i$  та  $W_j$  відповідно.

На рис. 1 точки  $A_i$  та  $A_j$  відображають вказані методики. Видно, що виконуються умови  $W_i < W_j$ ,  $E_i < E_j$ , тобто методики відрізняються як за витратами, так і за корисним ефектом. У даному випадку без додаткового аналізу важко віддати перевагу

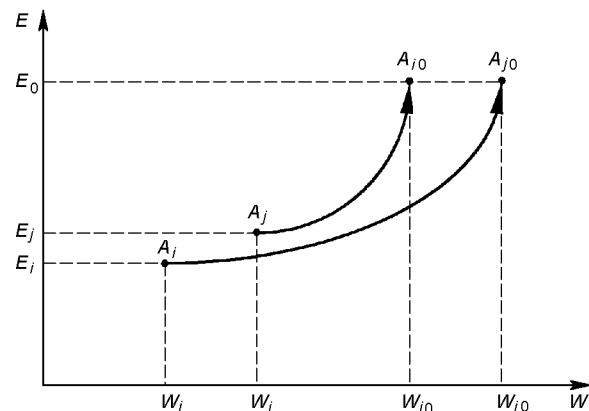


Рис. 1. До зіставлення методик

якій-небудь з методик.

Будемо вважати, що рішення вибирається на основі принципу мінімуму витрат. Ставиться задача забезпечити корисний ефект  $E_0$ . Умовами зіставлення методик буде  $E_i \rightarrow E_0$  та  $E_j \rightarrow E_0$ . Для виконання цих умов потрібне переміщення точок  $A_i$  та  $A_j$  у положення  $A_{i0}$  та  $A_{j0}$  відповідно. Щоб здійснити ці переміщення, потрібні додаткові витрати  $\Delta W_i = W_{i0} - W_i$  за однією методикою і  $\Delta W_j = W_{j0} - W_j$  — за іншою.

Додаткові витрати можуть бути пов'язані з необхідністю придбання якісніших космічних знімків або збільшення їхньої кількості, удосконалення програмного забезпечення, отримання додаткових завіркових даних тощо. Таким чином, щоб зіставити методики за їхнім корисним ефектом, потрібні загальні витрати  $W_{\Sigma i} = W_i + \Delta W_i$  і  $W_{\Sigma j} = W_j + \Delta W_j$ . Якщо керуватися принципом мінімуму витрат, то обирається та методика, яка забезпечує  $W_{\Sigma \min}$ .

Припустимо тепер, що при порівняльному аналізі ефективності методик виходять з принципу максимуму корисного ефекту. У даному випадку необхідно спочатку привести методики до виду, коли їх можна зіставити за витратами. Цей процес зображене на рис. 2. Тут величина  $W_0$  характеризує витрати, які допустимі за умовами задачі. В результаті приведення методик до вигляду, коли виконуються умови  $W_i \rightarrow W_0$  та  $W_j \rightarrow W_0$ , корисні ефекти від застосування методик складуть  $E_{i0}$  та  $E_{j0}$ . При цьому досягається підвищення корисних ефектів на величини  $\Delta E_i = E_{i0} - E_i$  і  $\Delta E_j = E_{j0} - E_j$ . Найефективнішу методику обираємо за максимумом корисного ефекту.

У площині «корисний ефект — витрати» можна також оцінювати внесок, який надає застосування методики вирішення конкретної тематичної задачі

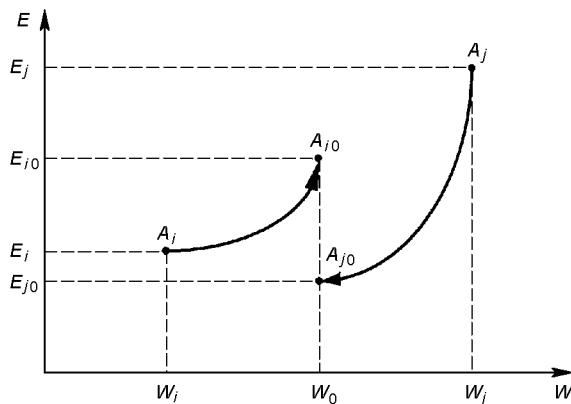


Рис. 2. До аналізу ефективності методик за принципом максимуму корисного ефекту

з використанням матеріалів ДЗЗ у порівнянні з іншими методами. Наприклад, нехай існує деякий метод вирішення певної природоресурсної задачі, який базується на використанні вихідних даних так званого «земного походження», характеризується ефективністю  $W_m$  і потребує при цьому витрат  $E_m$  (точка  $M$  на рис. 3). Припустимо, що як додаткові вихідні дані або замість частини даних «земного походження» залишаються дані ДЗЗ та результати їхньої тематичної обробки. Тоді практичний інтерес мають три ситуації, що позначені на рис. 3 точками 1, 2 та 3. Точка 1 відповідає випадку, коли в результаті використання матеріалів ДЗЗ вдається зменшити витрати на величину  $\Delta W_1 = W_m - W_1$ , але при цьому погіршується ефективність на  $\Delta E_1 = E_m - E_1$ . Точка 2 характеризує ситуацію, коли в результаті використання даних ДЗЗ витрати зменшуються на  $\Delta W_2 = W_m - W_2$ , а ефективність збільшується на  $\Delta E_2 = E_m - E_2$ . Точка 3 відповідає випадку, коли збільшуються як ефективність, так і витрати на величини  $\Delta E_3 = E_3 - E_m$  та  $\Delta W_3 = W_3 - W_m$  відповідно.

Таким чином, розгляд з позицій «корисний ефект — витрати» дозволяє наочно визначати доцільність застосування матеріалів ДЗЗ, а також здійснювати вибір адекватної методики у кожному конкретному випадку. Втім, корисний ефект залежить не тільки від обсягу витрат на створення та застосування методики, але є складною функцією множини технічних параметрів та характеристик, які забезпечують методику.

В залежності від цільового призначення методики — оцінювання або прогнозування поточного стану природних ресурсів та навколошнього середовища — ця множина може містити різні елементи, але однією з основних процедур будь-якої методики вирішення тематичної задачі ДЗЗ є процедура кла-

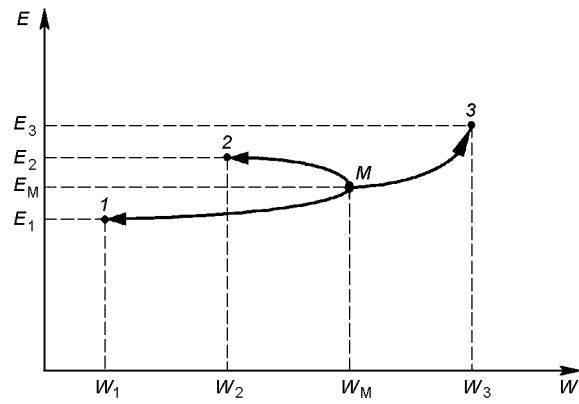


Рис. 3. До оцінювання внеску, що надає застосування методики класифікування

сифікування, тобто розподіл пред'явленої множини об'єктів на підмножини відповідно з прийнятими правилами сортування об'єктів за категоріями [17]. В задачах класифікування цифрових аерокосмічних зображень пред'явлено множина — це сукупність плоских (двовимірних) геометричних утворень або пікселів, що складають зображення.

В роботі [2] вказується, що у природоресурсних задачах процедура класифікування пов'язується переважно з такими запитаннями: 1) яке походження (причину виникнення) мають об'єкти, яким чином вони будуть далі розвиватися у часі-просторі? 2) як розшукати об'єкти, що належать певній множині (пошук)? 3) як знайти ефективні способи вивчення та використання певних об'єктів (розвідка)? 4) які зв'язки між різними об'єктами та їхніми характеристиками (будова); 5) до яких наслідків може привести наявність та функціонування (поведінка) певних об'єктів або явищ (прогноз)?

Фактично успіх або невдача виконання процедури класифікування визначає ефективність методики в цілому. Тому далі розглянемо підхід до сертифікації методики класифікування об'єктів дистанційного зондування з використанням аерокосмічних зображень. Прикладами таких об'єктів можуть бути різні лісові покрови, стан рослинності, тип або стан ґрунту тощо.

#### ПРАВИЛА СЕРТИФІКАЦІЇ МЕТОДИКИ КЛАСИФІКУВАННЯ ОБ'ЄКТІВ ДИСТАНЦІЙНОГО ЗОНДУВАННЯ З ВИКОРИСТАННЯМ АЕРОКОСМІЧНИХ ЗОБРАЖЕНЬ

Задача класифікування звичайно вирішується у межах ширшої проблеми, і саме остання визначає предметну область з об'єктами, що підлягають класифікуванню, та принципи розбиття об'єктів на

класи. Як відомо [2], задача класифікування об'єктів має рішення, якщо виконуються такі умови: 1) всі об'єкти визначені (описані) таким чином, щоб між ними можна знайти як подібність, так і розбіжності; 2) класифікаційні ознаки, за якими здійснюється розподіл об'єктів по класах, властивості (атрибути) і відношення між об'єктами обов'язково піддаються вимірюванню або спостереженню.

Ці умови повинен виконати постановник задачі класифікування, що передбачає знання ним предметної області та її освоєння. Але необхідно відмітити, що у природоресурсних задачах об'єкти та процеси часто не спостерігаються явно і тому не мають чіткого опису; до того ж знавці даної предметної області часто мають свої особисті, суб'єктивні погляди на об'єкти та їх класифікаційні ознаки, які можуть не збігатися з поглядами інших знавців. Як наслідок, часто рішення, що приймаються щодо об'єктів та їхнього стану, бувають нестійкими.

Факт освоєння предметної області можна фіксувати наступним чином. Нехай  $A$  — предметна область, наповнена об'єктами,  $B(A)$  — сукупність знавців цієї області. Будемо вважати, що предметна область  $A$  освоєна для класифікування, якщо:

1) всі об'єкти  $a$  з  $A$  належать до одного модельного ряду, для них характерні однакові методики виявлення та дослідження (пошуку та розвідки) і напрямки використання;

2) для всіх  $b$  з  $B(A)$  визначено універсальну для області  $A$  множину об'єктів  $A_0$ , і для кожного об'єкта  $a$  з  $A$  можна побудувати хоча б один «майже однозначно» інтерпретований усіма  $b$  з  $B(A)$  текст (спісок) властивостей (атрибутів) і відношень, спираючись на який, можна «майже точно» відповісти, чи входить  $a$  до  $A$  чи ні;

3) для всіх  $b$  з  $B(A)$  для кожного об'єкта  $a$  з  $A$  можна побудувати хоча б два різних «майже однозначно» інтерпретованих усіма  $b$  з  $B(A)$  текстів властивостей (атрибутів) і відношень — прямий і побічний. Прямий текст відноситься безпосередньо до об'єкта, побічний — до одного з можливих проявів існування об'єкта або його впливу на деякі фізичні поля;

4) З точки зору всіх  $b$  з  $B(A)$  об'єктам  $a$  з  $A$  приписуються тексти приблизно одного рівня деталізації; об'єкти досліджені з однаковою точністю, не розрізняються за ступенем вивчення;

5) Якщо будь-яким двом об'єктам  $a_k$  та  $a_l$  з області  $A$  приписуються деякі імена  $I_k$  та  $I_l$ , то повинні бути зазначені однозначно інтерпретовані усіма  $b$  з  $B(A)$  порядок призначення (і, можливо, зміни або успадкування) цих імен та правила розрізnenня цих об'єктів у часі-просторі;

6) всі  $b$  з  $B(A)$  погоджуються у тому, яка за змістом та обсягом допоміжна інформація необхідна і достатня для здійснення класифікування.

Якщо предметна область  $A$  освоєна, тоді можна поставити задачу класифікування.

Припустимо, таку задачу поставлено і створено відповідну методику її вирішення. Представимо методику класифікування об'єктів дистанційного зондування з використанням аерокосмічних зображень та додаткових даних у вигляді «чорного ящика» (рис. 4), на вхід якого надходять об'єкти, які підлягають класифікуванню, а на виході формулюються результати класифікування.

Тоді за означенням при проведенні сертифікації методики повинні контролюватися на відповідність заданим (або встановленим) вимогам:

— вхідні дані;

— зміст та обсяг допоміжних даних, що використовуються при класифікуванні;

— технічні параметри та характеристики самої методики;

— вихідні дані.

При контролі вхідних іконічних даних перевіряються заявлені авторами-розробниками методики графічні формати зображень, їхні спектральні діапазони, просторова та спектральна роздільність, масштаби, рівень інформаційної обробки зображень, відповідність зображень заявленому рівню викривлень (пошкоджень; завад), наявна кількість зображень тощо.

При контролі допоміжних даних може перевірятися наявна картографічна інформація. Крім того, перевіряється завіркова інформація (кількість та назви класів об'єктів, точність просторової прив'язки об'єктів тощо).

При перевірці технічних параметрів та характеристик методики контролюється відповідність заявленим: апаратне забезпечення, програмне забезпечення (зокрема на наявність ліцензії від розробника), периферійне обладнання (при наявності). Крім того, можуть контролюватися такі показники, як

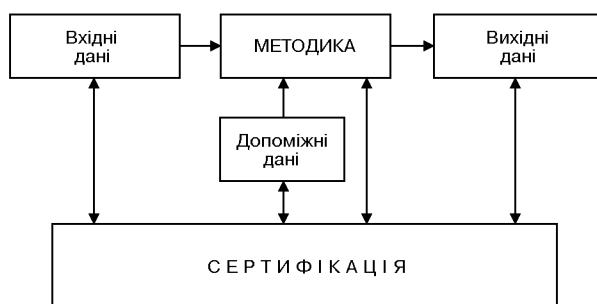


Рис. 4. Представлення методики класифікування об'єктів ДЗЗ у вигляді «чорного ящика»

термін виконання процедури класифікування за допомогою методики, а також відповідність рівня кваліфікації користувача заявлениму рівню.

За підсумками контролю вихідних даних встановлюються такі технічні параметри та характеристики методики, як кількість класів, достовірність класифікування, точність визначення координат об'єктів.

При наявності необхідних даних методика може бути атестована по показнику можливого прибутку (ризику), а також по відповідності загальних витрат заданим.

Розглянемо детальніше можливий порядок сертифікації методики за показником достовірності класифікації об'єктів. Будемо базуватися на статистичному підході як найбільш загальному і вважати, що у розпорядженні того, хто проводить сертифікацію, є контрольна вибірка з певного числа об'єктів всіх класів. Тоді оцінити достовірність можна наступним чином. На вход методики послідовно подаються об'єкти контрольної виборки обсягом  $N$ ; у загальному випадку частина їх (наприклад  $k$ ) класифікується правильно, частина з помилками ( $N - k$ ). Відомо [8], якщо у виборці обсягом  $N$  правильно класифікується  $k$  об'єктів, тоді розподіл кількості правильно класифікованих об'єктів  $p$  описується біноміальним законом з функцією імовірності  $\binom{N}{k} p^k (1-p)^{N-k}$ , при цьому правильно відкласифікована частина об'єктів  $i$  є оцінкою параметра  $p$  за максимумом правдоподібності:

$$\hat{p} = k/N.$$

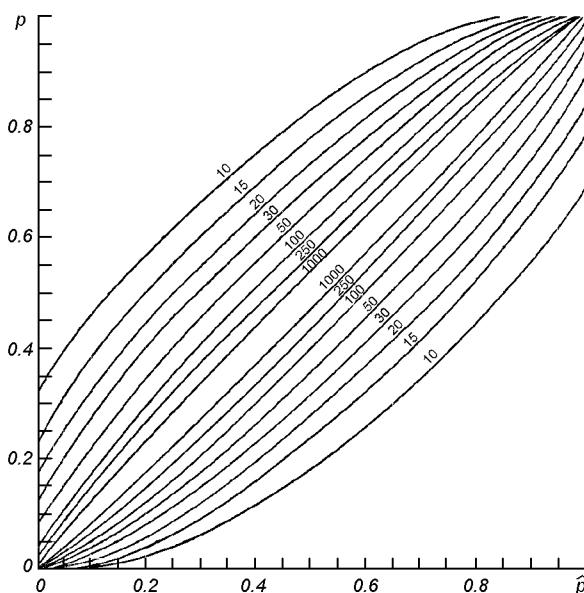


Рис. 5. Довірчі 95 %-ні інтервали для оцінок величини правильної класифікації (числа біля кривих — значення  $N$ )

Величина цього параметра може коливатися у межах прийнятого довірчого інтервалу. При сертифікації доцільно задавати 95 %-й довірчий інтервал.

На рис. 5, який запозичено з роботи [19], приведено графіки залежності 95 %-го довірчого інтервалу від  $p$  і  $N$  (число  $N$  змінюється від 10 до 1000). Для фіксованого значення  $p$  імовірність того, що дійсне значення  $p$ , розташоване між нижньою і верхньою кривими при заданому числі  $N$  елементів вибірки, дорівнює 0.95.

При необхідності за вищеозначеною схемою можуть бути оцінені помилки класифікації, зокрема імовірності перепутання класифікації об'єктів різних класів. Якщо  $L$  — загальна кількість класів,  $p_{ij}$  — одержана при випробуваннях оцінка імовірності того, що об'єкт  $i$ -класу класифікується як об'єкт  $j$ -класу, тоді можна одержати матрицю

$$P = \begin{bmatrix} p_{11} & p_{12} & \dots & p_{1L} \\ p_{21} & p_{22} & \dots & p_{2L} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ p_{L1} & p_{L2} & \dots & p_{LL} \end{bmatrix},$$

діагональні елементи якої — це імовірності правильної класифікації, а інші елементи матриці суть величини імовірностей перепутання при класифікації.

При сертифікації необхідно перевірити відповідність одержаних імовірностей класифікації заявленим або нормативним.

Одним з параметрів сертифікації може бути точність визначення просторових координат об'єктів зондування, яку найпростіше оцінювати через середнє квадратичне відхилення (СКВ). При сертифікації перевіряється відповідність значення СКВ, що одержується за результатами випробувань, заявленим значенням СКВ.

І насамкінець, про ще один можливий параметр сертифікації. Як вже вказувалось вище, за основу ефективності методики вирішення тематичних задач ДЗЗ можна покласти економічний критерій. Якщо заявлено витрати методики на здійснення класифікування, то ці витрати можуть стати предметом сертифікації (якщо, безумовно, це можна здійснити).

#### ОСОБЛИВОСТІ СЕРТИФІКАЦІЇ МЕТОДИК ПРОГНОЗУВАННЯ СТАНУ ПРИРОДНИХ РЕСУРСІВ ТА НАВКОЛИШНЬОГО СЕРЕДОВИЩА З ВИКОРИСТАННЯМ АЕРОКОСМІЧНИХ ЗОБРАЖЕНЬ}

При сертифікації методик прогнозування стану природних ресурсів та навколишнього середовища з використанням аерокосмічних зображень однією з

головних задач є вибір критерію вірогідності прогнозу. Стан об'єкта зондування описується сукупністю деяких параметрів, частина яких може бути кількісними, а інша частина — якісними. Як відомо [16], похибка прогнозу дорівнює різниці фактичного значення і того, що було запрогнозовано:

$$\varepsilon(t_2/t_1) = g(t_2) - \hat{g}(t_2/t_1), \quad (3)$$

де  $\hat{g}(t_2/t_1)$  — прогнозоване значення параметра на момент часу  $t_2$ , одержане за інформацією, що відноситься до моменту часу  $t_1$ ;  $g(t_2)$  — дійсне значення параметра  $g$  на момент часу  $t_2$ ;  $\varepsilon(t_2/t_1)$  — похибка прогнозування в момент часу для прогнозу, одержаного за інформацією на момент часу  $t_1$ .

При сертифікації методик прогнозування як прості оцінки похибки можуть бути використані:

- 1) максимальна похибка за розглядуваний період часу;
- 2) СКВ похибки прогнозування для розглядуваного періоду часу;
- 3) коефіцієнт кореляції

$$r = \sqrt{1 - (\sigma_\varepsilon / \sigma_g)^2}, \quad (4)$$

де  $\sigma_\varepsilon$  — стандартне відхилення похибки прогнозування;  $\sigma_g$  — стандартне відхилення вимірюваних значень розглядуваного параметра  $g$ ;

- 4) коефіцієнт ефективності

$$\eta = \sqrt{1 - (\sigma_\varepsilon / \sigma_{(t_1 + \Delta t)})^2}, \quad (5)$$

де  $\sigma_{(t_1 + \Delta t)}$  — стандартне відхилення «інерційного прогнозу» значень розглядуваного параметра  $g$  на момент часу  $t_1 + \Delta t$ ; визначення «інерційного прогнозу»  $\sigma_{(t_1 + \Delta t)}$  та правила його обчислення наведено, наприклад, в роботі [3].

Критерії (3), (4) можуть розглядатись як оцінки похибки прогнозу «першого наближення». Критерій (5) є найбільш строгим критерієм якості прогнозу, при цьому точними вважаються прогнози з  $\eta \geq 0.85$ , прийнятними — прогнози з  $0.6 < \eta < 0.85$ .

У випадках визначення (опису) прогнозованого стану об'єкта зондування якісними параметрами ефективність методики повинна оцінюватися економічними показниками, зокрема потенційними збитками [14]. При цьому можна використати критерій на основі принципу мінімуму витрат.

1. Виллас Э. И., Майминас Е. З. Решения: Теория, информация, моделирование. — М.: Радио и связь, 1981.—С. 26—27.
2. Воронин Ю. А. Теория классификации и ее приложения. — Новосибирск: Наука, 1985.—С. 16—21.

3. Дакштейн Л., Амбрус Ш., Дейвис Д. Р. Требования к разработке прогнозов как средства управления гидрологическими и гидрогеологическими системами // Гидрогеологическое прогнозирование: Пер. с англ. / Под ред. М. Г. Андерсона и Т. П. Берга. — М.: Мир, 1988.—С. 696—698.
4. ДСТУ 1.0-93. Державна система стандартизації України.—Чинний від 01.01.94.
5. ДСТУ-2462-94. Сертифікація. Основні поняття. Терміни та визначення.—Чинний від 01.01.95.
6. ДСТУ-3413-96. Система сертифікації УкрСЕПРО. Порядок проведення сертифікації продукції.—Чинний від 01.04.97.
7. ДСТУ-3415-96. Система сертифікації УкрСЕПРО. Реєстр системи.—Чинний від 01.04.97.
8. Дуда Р., Харт П. Распознавание образов и анализ сцен. — М.: Мир, 1976.—С. 86—88.
9. Киенко Ю. П. Основы космического природоведения. — М.: Картгоцентр-Геодезиздат, 1999.—285 с.
10. Класификатор тематических задач оценки природных ресурсов и окружающей среды, решаемых с использованием материалов дистанционного зондирования Земли. Редакция 6. — Иркутск — Москва: ИТИЦ СканЭкс, 2002.—52 с.
11. КНД 50-029-94 (Керівний нормативний документ Держкомстандарту). Атестація технологічних процесів виготовлення виробів. Основні поняття.—Чинний від 01.03.95.
12. Кронберг П. Дистанционное изучение Земли: Основы и методы дистанционных исследований в геологии. — М.: Мир, 1988.—343 с.
13. Лялько В. І. Сучасний стан космічного земле знавства і перспективи його розвитку // Нові методи в аерокосмічному земле знавстві. — К.: НАН України, 1999.—С. 6—18.
14. Мушик Э., Мюллер П. Методы принятия технических решений. — М.: Мир, 1990.—208 с.
15. Попов М. О. Сучасні погляди на інтерпретацію даних аерокосмічного дистанційного зондування Землі // Космічна наука і технологія.—2002.—8, № 2/3.—С. 110—115.
16. Рабочая книга по прогнозированию // Отв. ред. И. В. Бестужев. — М.: Мысль, 1982.—430 с.
17. Словник з дистанційного зондування Землі // Під ред. В. І. Лялько та М. О. Попова. — К.: СМП «АВЕРС», 2004.—170 с.
18. Юрлов Ф. Ф. Технико-экономическая эффективность сложных радиоэлектронных систем. — М.: Сов. радио, 1980.—280 с.
19. Highleyman W. H. The design and analysis of pattern recognition experiments // Bell System Technical J.—1962.—41.—Р. 723—744.

#### RULES AND PROCEDURE OF THE TECHNIQUE CERTIFICATION USING THE REMOTE SENSING DATA FOR THE SOLUTION OF THEMATIC PROBLEMS

М. А. Popov, Т. В. Tsymbal

The work is dedicated to an actual problem of the substantiation of conditions of objective matching of the different techniques using the remote sensing data, which will be used for the solution nature protection and environmental problems. The rules and procedure of certification of a technique of classification of remote sensing objects with usage of the aerospace maps are offered. The features of certification of forecasting techniques of a condition of natural resources and environments with usage of the aerospace maps are reviewed.