

НАЦІОНАЛЬНЕ
КОСМІЧНЕ АГЕНТСТВО
УКРАЇНИ

НАЦІОНАЛЬНА
АКАДЕМІЯ НАУК
УКРАЇНИ

КОСМІЧНА НАУКА І ТЕХНОЛОГІЯ

НАУКОВО-ПРАКТИЧНИЙ ЖУРНАЛ

Журнал засновано в лютому 1995 р. ♦ Виходить 6 разів за рік

КИЇВ

Том 7, № 2/3, 2001

KYIV

ЗМІСТ

Камелин А. Б. Построение системы управления авиационно-космического ракетного комплекса легкого класса с использованием бесплатформенной инерциальной навигационной системы

Паславский Е. С. Управляемые левитаторы космического базирования

Карачун В. В., Мельник В. Н. О дополнительных погрешностях гироинтегратора линейных ускорений ракет-носителей, обусловленных дифракцией звуковых волн

Харченко В. Н., Лаврут А. А. Особенности энергетического расчета спутниковых радиолиний

Федоренко А. К., Івченко В. М. Поведінка атмосферної емісії O I λ 630.0 нм перед землетрусами

CONTENTS

- 3 *Kamelin A. B.* Control system for a light-duty aerospace rocket complex based on a platformless inertial navigation system
- 16 *Paslavsky E. S.* Controlled levitators for space technologies
- 27 *Karachun V. V., Melnik V. N.* Additional errors of a gyroscopic integrator of linear launcher accelerations caused by the diffraction of sound waves
- 33 *Kharchenko V. N., Lavrut A. A.* Peculiarities of energetics calculations for satellite radio communication lines
- 35 *Fedorenko A. K., Ivchenko V. M.* Behavior of atmospheric O I λ 630.0 nm emission before earthquakes

- Гримальский В. В., Кременецкий И. А., Черемных О. К.*
Свойства пространственной и частотной фильтраций электромагнитного УНЧ-излучения в системе литосфера—атмосфера—ионосфера
- Клименко Ю. А., Черемных О. К., Яценко В. А., Маслова Н. В.* Состояние и перспективы создания микроспутников новых поколений: новые материалы, нанотехнология и архитектура
- Гудрамович В. С., Гайдученко А. П., Коваленко А. И.* Технологии изготовления устройств антенно-волноводной техники и солнечной энергетики, основанные на методе электролитического формования
- Малиновский В. В., Пустовойтенко В. В.* Шумовые характеристики канала радиолокатора бокового обзора ИСЗ «Сич-1»
- Пироженко А. В.* Хаотические режимы движения в динамике космических тросовых систем. 1. Анализ проблемы
- Пироженко А. В.* Хаотические режимы движения в динамике космических тросовых систем. 2. Механический образ явления
- Присняков В. Ф.* Простейшая модель связи удельной стоимости запускаемой полезной нагрузки и удельного импульса
- Присняков В. Ф.* О возможности применения правила Тициуса—Боде к определению орбит спутников планет
- НАШІ АВТОРИ**
- НОВИНИ КОСМІЧНИХ АГЕНТСТВ СВІТУ**
- 41** *Grymalsky V. V., Kremenetsky I. A., Cheremnykh O. K.* Properties of spatial and frequency filtration of electromagnetic ULF radiation in the lithosphere—atmosphere—ionosphere system
- 53** *Klymenko Yu. A., Cheremnykh O. K., Yatsenko V. A., Maslova N. V.* State and prospects of creating new generation microsatellites: New materials, nanotechnology and architecture
- 66** *Gudramovych V. S., Gaiduchenko A. P., Kovalenko A. I.* Electroforming-based technologies for manufacturing antenna-waveguide and solar power devices
- 78** *Malinovsky V. V., Pustovoytenko V. V.* Noise parameters of the «Sich-1» SLR system
- 83** *Pirozhenko A. V.* Chaotic motions in the dynamics of space tethered systems. 1. Analysis of the problem
- 90** *Pirozhenko A. V.* Chaotic motions in the dynamics of space tethered systems. 2. Mechanical image of the phenomenon
- 100** *Prisniakov V. F.* The simplest model of the relation between the specific payload cost and specific impulse
- 104** *Prisniakov V. F.* About the possibility of applying the law Titius—Bode to determine the orbits of satellites of planets
- 110** OUR AUTHORS
- 112** NEWS FROM SPACE AGENCIES

УДК 629.782(73)

А. Б. Камелин

Національне космічне агентство України, Київ

Построение системы управления авиационно-космического ракетного комплекса легкого класса с использованием бесплатформенной инерциальной навигационной системы

Надійшла до редакції 11.08.00

Розглядаються особливості побудови структури системи управління авіаційно-космічного ракетного комплексу легкого класу. Виявлено, що при умовах жорстких вимог до динамічних та точнісних характеристик як інерціальну навігаційну систему доцільно використовувати бесплатформову навігаційну систему на засадах лазерних гіроскопів. Досліджуються особливості реалізації режиму початкового орієнтування.

Авиационно-космические ракетные комплексы (АКРК) легкого класса предназначены для выведения малых космических аппаратов весом до 1000 кг в широком диапазоне орбит по высоте и наклонениям, в том числе и для групповых запусков малых КА. АКРК отражают тенденции развития мирового ракетостроения и космической техники, основанные на разработке и создании малых КА и микроспутников, а также соответствующих средств выведения.

В АКРК самолет-носитель (СН), представляющий собой подвижную стартовую платформу — летающий «космодром», может оперативно обеспечить старт ракеты-носителя (РН) в любой удобной точке над поверхностью Земли, в том числе и вблизи экватора. При эксплуатации АКРК обеспечивается экологическая чистота запусков РН и высокая коммерческая эффективность выведения грузов в космос за счет многократности использования. АКРК обладают высокой оперативностью, повышенными энергетическими возможностями РН.

В состав АКРК входят:

- трех- или четырехступенчатая ракета-носитель легкого класса с последовательным расположени-

ем ступеней;

- тяжелый транспортный самолет АН-124-100 «Руслан» в качестве самолета-носителя;
- производственно-технологический комплекс.

Наличие РН и СН, а также особенности старта РН определяют специфические требования к системе управления (СУ) АКРК, ее структуре, функциям и задачам, эксплуатационным и точностным характеристикам.

Цель данной работы — рассмотрение вопросов комплексного построения СУ АКРК, взаимодействие ее компонентов для выполнения необходимых навигационных задач с использованием бесплатформенной инерциальной навигационной системы (БИНС) и спутниковых навигационных систем.

СИСТЕМА УПРАВЛЕНИЯ АКРК

Система управления АКРК включает в себя следующие автономные системы:

1. Бортовую систему управления РН (БСУ);
2. Пилотажно-навигационный комплекс СН (ПНК);

3. Систему управления подготовки и пуска РН (СУПП), размещаемую на СН.

СУ АКРК должна обеспечивать следующие этапы запуска КА:

- предполетную подготовку;
- полет в составе СН;
- предстартовую подготовку и пуск РН;
- автономный полет РН.

В состав БСУ или ПНК, либо в оба комплекса одновременно должен входить приемник информации спутниковой навигационной системы (СНС).

Данный состав и выполняемые этапы предполагают следующее распределение функций подсистем СУ по обеспечению запуска КА:

ПНК СН обеспечивает вывод СН в разрешающую зону пуска и начальные условия старта РН;

БСУ РН обеспечивает управление РН от начала движения РН в СН до вывода КА;

СУППР обеспечивает сопряжение между ПНК СН, БСУ РН, контроль работы оборудования, информационный обмен, предпусковую подготовку и выдачу команды на пуск. Задачи, которые необходимо решать СУ АКРК, определяют выбор структуры построения СУ.

Основные задачи, которые должна решать СУ АКРК, следующие:

- дистанционные предполетные проверки для контроля работоспособности аппаратуры СУ;
- введение полетного задания, содержащего все необходимые исходные данные по РН и СУ, пусковой код;
- проведение начальной выставки инерциального измерительного блока относительно местных плоскости горизонта и меридиана;
- решение навигационной задачи, которая осуществляется непрерывно от момента окончания начальной выставки до окончания выведения КА;
- контроль нахождения СН в разрешенной зоне пуска и начальных условиях старта РН;
- предстартовую подготовку к пуску и пуск РН;
- обеспечение выведения КА на требуемую орбиту.

Помимо обеспечения выполнения собственно технических задач, при создании СУ АКРК необходимо учитывать критерии конкурентоспособности, включающие в себя низкую стоимость разработки изготовления СУ, требования безопасности и высокой надежности, максимальное снижение риска разработки, построение гибкой СУ, позволяющей вносить изменения в СУ только за счет корректировки ПМО без ее аппаратурной доработки; обеспечение минимальных весов и габаритов приборов СУ и потребляемой мощности.

Данные цели достигаются набором определенных мероприятий и в значительной степени выбором структуры СУ.

Рассмотрим отдельные сегменты СУ АКРК.

БОРТОВАЯ СИСТЕМА УПРАВЛЕНИЯ РН

Бортовая система управления (БСУ) РН предназначена для решения типовых задач управления и обеспечивает:

- автономную инерциально-спутниковую навигацию с определением действительного вектора скорости и положения РН;
- реализацию близкой к оптимальной по энергетике траектории выведения с учетом ограничений на параметры движения и требований к точности выведения полезной нагрузки;
- стабилизацию ракеты на всех участках полета;
- выдачу функциональных и временных команд в подсистему СУ и смежные системы.

Структурная схема БСУ РН представлена на рис. 1.

БСУ РН включает в себя следующее [1].

Блок инерциальных измерений (БИИ), который представляет собой бесплатформенную инерциальную навигационную систему (БИНС) и предназначен для измерения параметров движения центра масс РН, вычисления и выдачи навигационных параметров в БЦВК РН.

Бортовую цифровую вычислительную машину (БЦВМ), предназначенную для сбора, соответствующей обработки информации, ее хранения, распределения, вывода на средства отображения. БЦВК осуществляет выдачу команд, организацию служб времени, систем прерывания, дисциплин обмена с приборами подсистем БСУ.

Приемник информации спутниковой навигационной системы (СНС), по данной информации корректируется инерциальная навигационная система.

Усилитель преобразователь системы управления ориентацией и стабилизацией (УП СУОС 4), предназначенный для формирования и выдачи управляющих команд на исполнительные элементы четвертой ступени РН.

Релейные коммутационные элементы (РКЭ), предназначены для образования шин питания БСУ и команд на отделение космического аппарата.

Химический источник тока (ХИТ), предназначенный для выработки электроэнергии постоянного тока напряжением 27 В.

Перечисленные выше приборы, являются основной «интеллектуальной» частью БСУ, размещены на последней ступени РН и расположены в герметич-

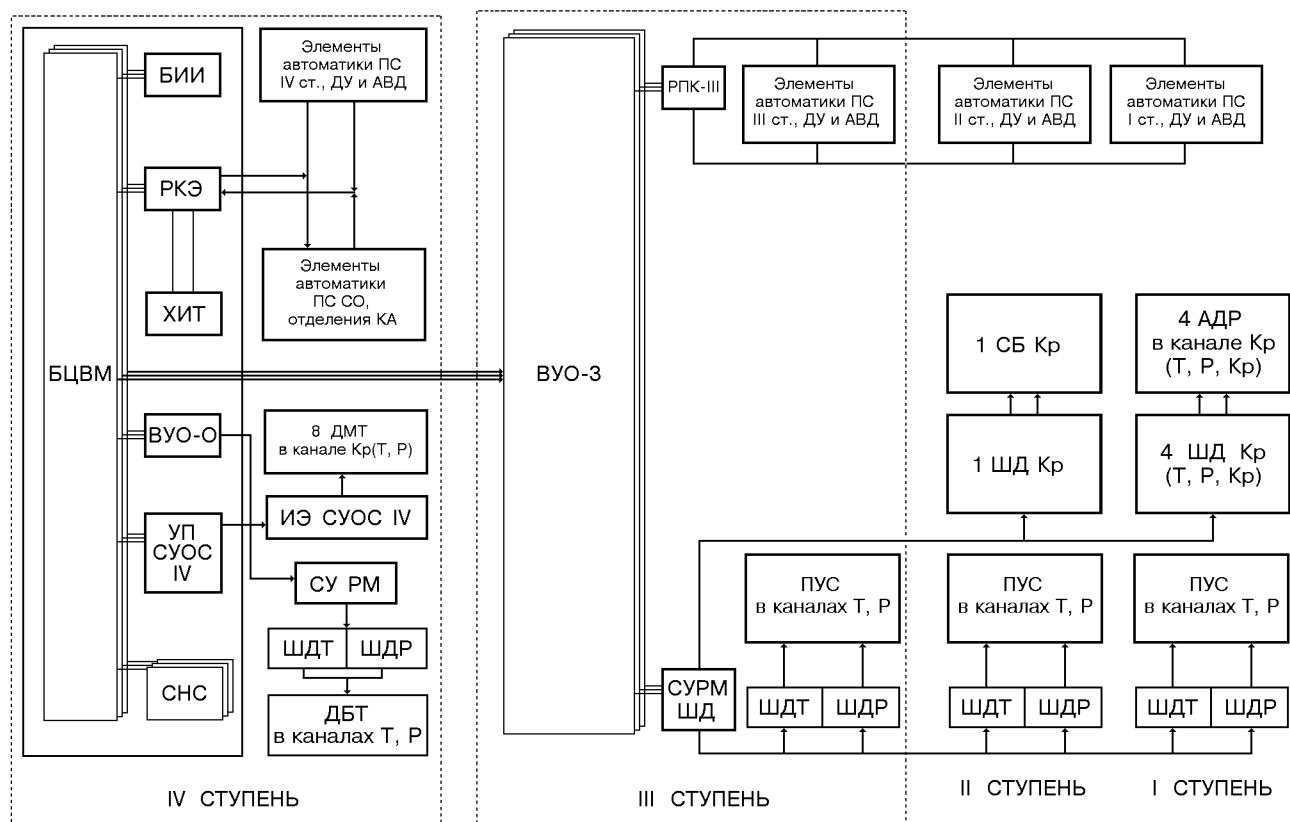


Рис. 1. Структурная схема бортовой системы управления РН

ном приборном отсеке (ГПО), а на остальных ступенях размещены в основном исполнительные и согласующие устройства, в частности:

- вынесенное устройство обмена (ВУО-3), предназначенное для приема из БЦВК, выдачи по запросу БЦВК информации, ее преобразование в необходимые коды, команды, сигналы, их распределение;
- усилитель преобразователь системы стабилизации (УПСС) в составе:
 - согласующего устройства рулевых машин шаговых двигателей (СУРМ ШД), предназначенное для формирования и выдачи управляющих сигналов на обмотки ШД, управляющих работой поворотного управляющего сопла (ПУС);
 - релейного коммутационного прибора (РКП), предназначенного для управления исполнительными элементами автоматики пироустройств 1, 2 и 3-й ступеней.

Основными компонентами БСУ, определяющими ее тактико-технические характеристики, являются БЦВМ и инерциальная навигационная система.

Одной из важнейших проблем создания БСУ РН

воздушного базирования является разработка инерциальной навигационной системы, обеспечивающей необходимые динамические и точностные характеристики при минимальных массо-габаритных параметрах и энергопотреблении.

Особенности отделения РН от СН, а также необходимость обеспечения осуществления пространственного маневра всех ступеней, перехода последней ступени с одной орбиты на другую, отличающиеся по высоте и наклонению, разведение КА на орбите определяют построение инерциальной навигационной системы на базе БИНС. Наибольшее распространение получили БИНС на основе динамически настраиваемых гироскопов (ДНГ) — «грубые» и средней точности, а высокоточные системы, как правило на основе лазерных гироскопов (ЛГ). Выполнение предъявляемых требований к инерциальной навигационной системе гиростабилизированной платформы (ГСП), представляющую собой сложную электромеханическую систему со значительным числом ограничений, весьма проблематично. Поэтому переход на БИНС на основе ЛГ и акселерометров вместо традиционной ГСП обусловлен

следующими факторами:
возможностью проведения измерений без ограничений по углам разворота в широком диапазоне угловых скоростей и ускорений;
отсутствием чувствительности показаний ЛГ к линейным ускорениям;
практически мгновенным выходом на режим, относительно малым энергопотреблением: дискретным выходом информации с чувствительных элементов, что позволяет легко сопрягаться с цифровыми системами обработки информации;
моноблоочностью конструкции и отсутствием прецизионной электромеханики, что позволяет проводить измерения при жестких воздействующих факторах на нестабилизированном основании;
большим ресурсом работы;
значительной, по сравнению с другими типами гироскопов, информативностью лазерных гироскопов [2].

Особенностью БИНС является то, что моделирование навигационной системы координат, в отличие от систем с ГСП, где оно осуществляется электромеханически, строится аналитически на основе информации, поступающей с чувствительных элементов. Это приводит к существенному усложнению математического аппарата и требует значительного повышения быстродействия вычислительных средств (10—12 млн коротких операций в секунду). Однако эти проблемы вполне доступны современным цифровым вычислительным средствам и могут быть реализованы в кратчайшие сроки на требуемом уровне предприятиями и организациями Украины. Большим опытом и значительным заделом по созданию специализированных БЦВМ обладают АО «Хартрон», Институт проблем математических машин и систем (ИПММС) НАНУ, ряд других предприятий и организаций.

Так, ИПММС выполнялись работы (в рамках тем «Борт-2000», «Ракурс», «Контур», проводившихся по договорам с НКАУ), по созданию БЦВМ высоконадежной интегрированной системы управления космических аппаратов. Прорабатывались решения, построенные на использовании высокointегрированной элементной базы (в том числе дальнего зарубежья, в частности фирмы «Intel»), конкретных конструктивно-технологических решений по миниатюризации БЦВМ, оптимального структурно-функционального построения и применения соответствующего программно-алгоритмического обеспечения.

АО «Хартрон», ведущая в Украине организация по системам управления для ракетно-космической

техники, при выполнении работ по инерциальному ядру для модернизации РН «Циклон» провела глубокие проработки как по созданию отечественной БИНС (совместно с кооперацией), так и БЦВМ нового поколения для ракетно-космической техники. Выработаны основные пути оптимизации схемотехнических и программно-алгоритмических решений БЦВМ. Проблемы микроминиатюризации решаются за счет комплексного подхода к разработке БЦВМ. При этом первостепенное значение имеет элементная база. Поэтому для получения требуемых, довольно жестких, технических характеристик необходима элементная база высокой степени интегральности — стандартные БИС и СБИС фирмы «Intel», «Actil», «Motorola». Их применение обеспечивает высокие значения надежности, минимальные энергопотребление и массо-габаритные характеристики. Необходимые значения параметров быстродействия, производительности достигаются за счет математических характеристик процессора и сопроцессора.

При применении такой элементной базы у БЦВМ появляются новые возможности:
полная архитектурная и программная совместимость с инструментальной ПЭВМ IBM PC за счет использования архитектуры и компонентов фирмы «Intel»;
возможность использования стандартного программного обеспечения;
открытость архитектуры с возможностью усиления вычислительной мощности за счет высоких математических характеристик микропроцессоров и большим объемом памяти;
возможность оперативного дистанционного изменения содержимого постоянного запоминающего устройства за счет применения FLACH-памяти;

существенное повышение надежности и ресурса.

В состав такой БЦВМ, построенной на базе микропроцессора «Intel-80386», входят:

- процессор;
- сопроцессор (при необходимости);
- оперативное запоминающее устройство;
- электрически программируемое постоянное запоминающее устройство;
- служба времени;
- устройство системы прерывания;
- устройство прямого доступа к памяти;
- контроллер мультиплексного канала обмена;
- устройство включения (выключения) БЦВМ;
- блоки питания.

Также в Украине имеется значительный научно-технический и производственно-технологический

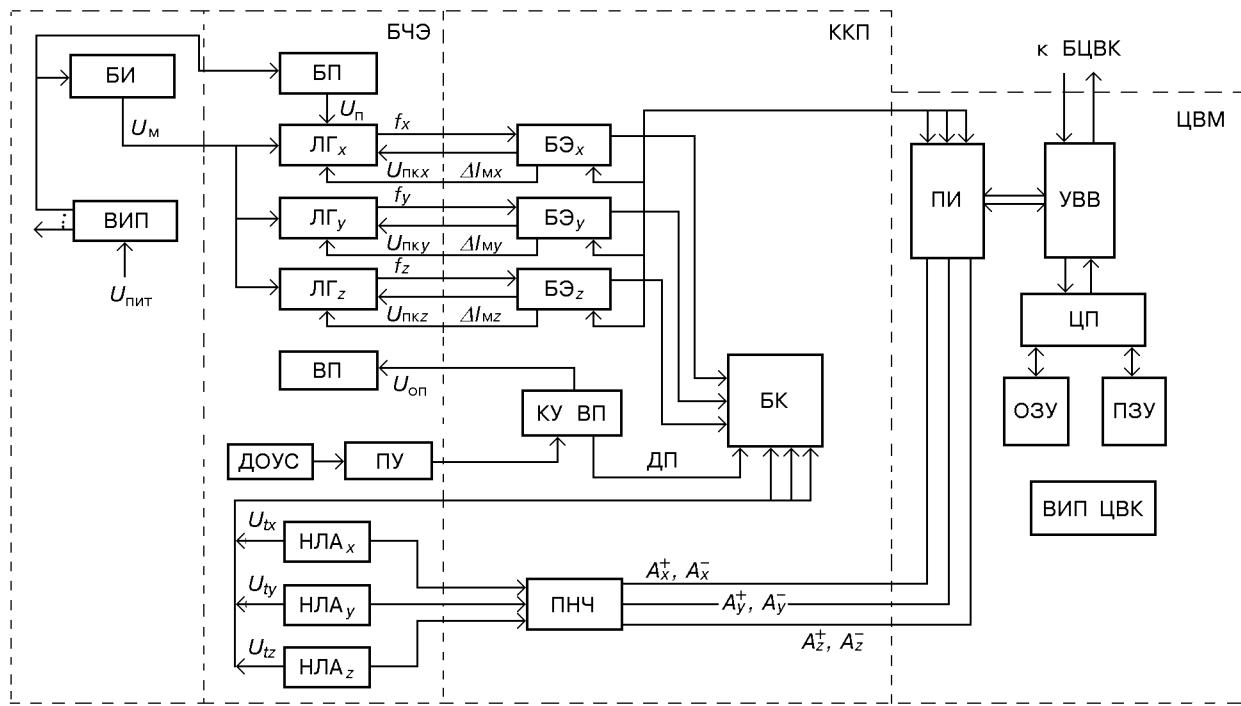


Рис. 2. Структурно-функциональная схема трехосного БИНС

задел по созданию чувствительных элементов — гироскопов и акселерометров — и измерительных систем на их основе. Он создан, в основном, усилиями ГКБ «Южное», АО «Хартрон», АНТК «Антонов», ЦКБ «Арсенал», КГЗА им. Петровского, НИИ ПМ «Ритм», НТТУ КПИ. В настоящее время проблема создания в Украине БИНС на лазерных гироскопах и маятниковых акселерометрах находится в стадии практической реализации.

Состав элементов и устройств БИНС определяется задачами, решаемыми ею в качестве инерциального измерительного блока, типом применяемых чувствительных элементов (лазерные гироскопы, маятниковые акселерометры), методом создания «подставки». Структурно-функциональная схема трехосного БИНС приведена на рис. 2. В принципе, с целью повышения точности и обеспечения высокой надежности, БИНС может строиться с использованием измерительных осей больше трех или по схеме «гексады» (двух триад), или простым троириванием, или дублированием БИНС в целом. Но существенным достоинством БИНС, все-таки, является возможность эффективного резервирования на уровне измерительного канала. И данная возможность введения дополнительных измерителей (введение избыточности) является важной не только с точки зрения создания безотказной БИНС,

обеспечивающей высокую надежность и безопасность, но и также появляются значительные возможности повышения точности измерений без повышения точности самих измерителей.

Например, в авиационном ARING-651 предусмотрены следующие структуры построения БИНС:

- три функционально законченных БИНС с мажорированием их информации;
- три блока чувствительных элементов, связанных с универсальными вычислительными средствами;
- одна функционально законченная избыточная БИНС с двухкратным резервированием гироскопов и акселерометров;
- один функционально избыточный блок чувствительных элементов с двухкратным резервированием гироскопов и акселерометров.

Два последних варианта по оценке [3] имеют на 40—50 % меньший объем при более высокой точности и надежности.

Окончательно выбор схем построения блока чувствительных элементов определяется тактико-техническими требованиями к объекту и условиям эксплуатации, а также достигнутым параметрам измерителей — точностными, массо-габаритными и др. В дальнейшем рассматривается только трехосный БИНС.

Функционально в состав БИНС входят комплекс командных приборов (ККП) и цифровая вычислительная машина (ЦВМ).

ККП состоит из блока чувствительных элементов (БЧЭ), включающего в себя три ЛГ и три низкочастотных линейных акселерометра (НЛА) и сервисной электроники, обеспечивающей их работу.

ЛГ предназначены для измерения приращений интегралов от проекций вектора угловой скорости вращения объекта на измерительные оси (оси чувствительности) ЛГ.

Акселерометры предназначены для измерения приращений интегралов от проекций кажущегося линейного ускорения объекта на измерительные оси НЛА.

В БЧЭ расположены три ЛГ с блоком накачки (БН) и блоком поджига (БП). Разнос частот ЛГ создается за счет механической вибрационной «подставки» с помощью виброподвеса (ВП). Причем положение ЛГ в процессе вибрации относительно приборной системы координат непрерывно измеряется индуктивным датчиком относительной угловой скорости (ДОУГ). В БЧЭ входят также три акселерометра.

В блоке электронном (БЭ) расположены три функциональные группы электронных блоков БЭх, БЭу, БЭз, обеспечивающие работу ЛГ; преобразователь напряжение—частота (ПНЧ), предназначенный для преобразования выходных аналоговых сигналов НЛА в частотно-импульсные сигналы; блок контроля (БК), осуществляющий по специальным сигналом контроль работоспособности ККП; вторичный источник питания (ВИП).

Выходные сигналы с ЛГ и НЛА поступают в преобразователь информации (ПИ) ЦВМ, предназначенный для согласования характеристик параметров обмена между ККП и ЦВМ.

Выходные сигналы ЛГ (НЛА) по каждой оси представляют собой импульсные сигналы $\dot{\theta}_G^+$ и $\dot{\theta}_G^-$ (A^+ и A^-), выдаваемые по отдельной линии в зависимости от направления поворота (направления линейного ускорения), а частота этих импульсов пропорциональна скорости разворота (величине линейного ускорения).

ЦВМ БИНС предназначена для приема информации от ККП, обработки этой информации в соответствии с соответствующими программно-алгоритмическим обеспечением, передачи обработанной информации в БЦВК, управления режимами работы ККП, приема информации от БЦВК, определяющей начальные условия и режимы работы БИНС.

ЦВМ БИНС строится на базе унифицированной БЦВМ, рассмотренной выше со следующими отличиями:

ЦВМ БИНС реализована в виде блока, входящего конструктивно в состав БИНС, в отличии от БЦВМ, выполненной в виде законченного прибора;

ЦВМ БИНС имеет в своем составе устройство сопряжения с комплексом командных приборов БИНС;

иначе используется сопроцессор;

другие объемы и структура памяти.

Поскольку приборно система навигации и наведения состоит из БИНС, БЦВМ и приемника информации от СНС, то с целью оптимизации требований к параметрам, в частности по быстродействию, ЦВМ БИНС и БЦВМ, возможно определенное распределение задач между двумя вычислителями. Целесообразно выглядит возложение на БЦВМ части навигационной задачи, связанной с определением координат и скорости РН, выполнение комплексной обработки информации инерциальной навигационной системы и СНС (фильтр Калмана).

БИНС обеспечивает своей информацией выполнение задач начальной выставки, навигации, стабилизации и наведения, которая представляет собой информацию об угловой скорости РН вокруг продольной, нормальной и боковой осей, угловой скорости изменения углов тангажа, крена и рыскания, об линейных скоростях и ускорениях в определенных системах координат, о координатах РН в инерциальной системе координат, используется для вычисления географических координат (широта, долгота, высота). Для вычисления навигационных параметров поступает информация от системы воздушно-скоростных сигналов о воздушной скорости и барометрической высоте.

Конкретной выходной информацией БИНС при данном построении БСУ является:

- кватернион ориентации РН;
- ускорение РН (приращение интегралов от проекций кажущихся ускорений на оси связанной и начальной системы координат);
- угловая скорость (приращение интегралов от проекций вектора угловой скорости движения РН вокруг центра масс на оси связанной и начальной системы координат).

Принимаемая потребителем информация от СНС предназначена для определения координат и скорости РН с целью коррекции инерциальной навигационной системы, а также для формирования точной шкалы времени. Пространственно-временное определение осуществляется СНС на основе обработки сигналов спутниковых радионавигационных систем ГЛОНАСС или (и) НАВСТАР.

При выполнении коррекции инерциальной навигационной системы решаются задачи:

выбора оптимальной конфигурации навигационных спутников;

обработки результатов измерений псевдодальности и псевдоскорости;

вычисления скорости и координат РН, являющейся выходной информацией.

При решении последней задачи информация БИНС интегрируется с информацией СНС. Возможно, и желательно, интегрирование БИНС с другими корректирующими системами — астрокорректорами, наземными радиотехническими системами и др. При использовании информации от СНС, ее интегрирование с низкоточной БИНС неэффективно, потому что информация с БИНС фактически используется только для динамических измерений, и при появлении помех, продолжительность которых больше частоты поступления информации с СНС, интегрированная система не будет в состоянии обеспечить необходимую навигационную информацию. Кроме того, в процессе выведения РН могут возникнуть проблемы с получением информации от СНС вследствие потери связи с навигационными спутниками на низких орбитах из-за глубоких пространственных маневров РН на участке выхода из самолета и разделения с платформой. Таким образом, применение коррекции БИНС от СНС все же не позволяет существенно сбросить требования по точности измерений БИНС.

По оценкам ГКБ «Южное» точность выведения перспективных космических средств должна составлять:

Для орбит	$H = 200 \text{ км}$	$H = 1000 \text{ км}$
по высоте орбиты H	$\pm 3 \text{ км}$	$\pm (5.0\text{---}6.5) \text{ км}$
по периоду обращения T	$\pm 2 \text{ с}$	$\pm (3.5\text{---}5.0) \text{ с}$
по наклонению I	$\pm 2'$	$\pm (2.0'\text{---}2.5')$

Данные точности (2.7σ) выведения зависят от ряда составляющих погрешности выведения (погрешности отделения КА, методической погрешности СУ, траекторных данных и др.), но превалирующими являются инструментальные погрешности чувствительных элементов БИНС, которые должны быть порядка:

постоянный угол ЛГ	$0.05^\circ/\text{ч};$
погрешность масштабного коэффициента ЛГ	$5 \cdot 10^6$
случайный уход ЛГ	$0.001^\circ/\text{ч}^{1/2};$
смещение нуля акселерометра от запуска к запуску	$10^{-3} \text{ г};$
смещение нуля акселерометра в запуске	$10^{-4} \text{ г};$

погрешность масштабного коэффициента акселерометра 10^{-4} .

Этих характеристик вполне достаточно для обеспечения «летных» параметров СУ РН, но точность выведения в значительной степени зависит от точности начальной выставки. Как показал анализ, проведенный АТ «Хартрон» по значительному числу космических аппаратов и требуемой точности их выведения, предельная погрешность начального ориентирования должна лежать в пределах $3\text{---}10'$. В случае реализации начальной выставки методом гирокомпасирования точностные характеристики чувствительных элементов должны быть значительно лучше приведенных.

Оценим предельную погрешность (2.7σ) определения азимутального положения $\Delta\alpha$ и угла наклона к плоскости местного горизонта $\Delta\beta$, исходя из приведенных выше величин, без учета возмущенности основания, на котором установлен БИНС:

$$\Delta\alpha = \frac{\Delta\omega}{\omega_3 \cos\varphi} = \frac{0.05^\circ/\text{ч}}{15^\circ/\text{ч} \cdot 0.5} = 0.0067 = 23',$$

$$\Delta\beta = \frac{\Delta g}{g} = \frac{10^{-3} \text{ м/с}^2}{10 \text{ м/с}^2} = 10^{-4} = 20'',$$

где $\Delta\omega$ — низкочастотный дрейф ЛГ; Δg — нестабильность нулевого сигнала акселерометра; ω_3 — угловая скорость вращения Земли; g — ускорение свободного падения.

Видно, что погрешность определения в азимуте недостаточна. Как показали исследования [4], уменьшение постоянного смещения лазерного гироскопа до уровня $0.001^\circ/\text{ч}$ за счет только конструктивно-технологических мер весьма проблематично. Поэтому введение методических приемов, таких как ввод избыточного числа измерителей или (и) введение самокалибровки гироскопов, скажем, за счет их реверса, или принудительного однона правленного равномерного вращения блока чувствительных элементов, позволяет компенсировать низкочастотный дрейф лазерного гироскопа, что существенно повышает точность измерений при достигнутых реальных погрешностях измерителей. И тогда погрешность азимутального ориентирования составит

$$\Delta\alpha = \frac{\Delta\omega_{\text{фл}}}{\omega_3 \cos\varphi \sqrt{T}} = \frac{0.001^\circ/\text{ч}}{15^\circ/\text{ч} \sqrt{1/6 \text{ ч}}} = 70'',$$

где $\Delta\omega_{\text{фл}}$ — высокочастотная шумовая составляющая нулевого сигнала лазерного гироскопа; T — время измерения, равное $10 \text{ мин} = 1/6 \text{ ч}$.

Особенности начальной выставки гирокомпасированием будут рассмотрены ниже.

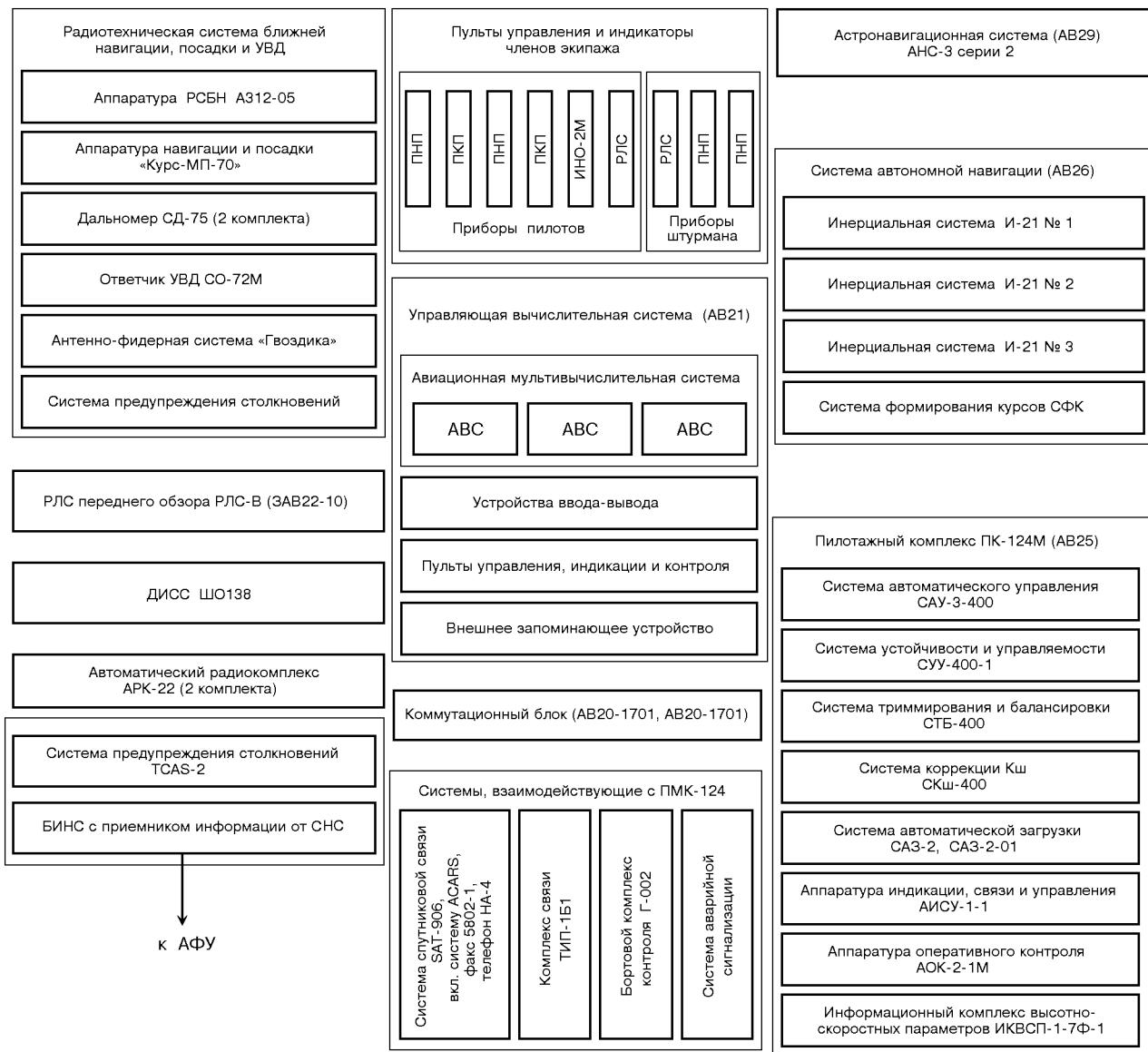


Рис. 3. Пилотажно-навигационный комплекс СН

ПИЛОТАЖНО-НАВИГАЦИОННЫЙ КОМПЛЕКС СН

Пилотажно-навигационный комплекс СН представляет собой хорошо известную систему сертифицированного тяжелого самолета АН-124-100 и состоит из следующих основных систем (рис. 3):

- радиотехнической системы ближней навигации, посадки и УВД;
- радиолокационной станции переднего обзора;
- управляющей вычислительной системы;
- собственно пилотажного комплекса, включающего в себя:

систему улучшения устойчивости и управляемости,
систему автоматического управления,
информационную систему высотно-скоростных параметров,
систему автоматической загрузки,
систему триммирования и балансировки,
аппаратуру индикации, связи и управления,
систему измерения;
• системы автономной навигации;
• автоматического радиокомплекса;
• астронавигационной системы;

- пультов управления и индикаторов членов экипажа.

Данный аппаратурный состав [5] достаточночен для выполнения задач управления полетом сертифицированного самолета, таких как ввод исходных данных, начальную выставку курса, навигацию, определение текущих координат, самолетовождение и др. Однако такой состав ПНК не в полной мере обеспечивает необходимые параметры как сегмент СУ АКРК. Так, например, он не удовлетворяет требованиям в части погрешности определения текущего положения СН и погрешности выхода самолета в заданную точку. Поэтому целесообразно, сохранив автономность ПНК, дооснастить его радиоэлектронное оборудование следующими средствами; БИНС с приемником спутниковой информации, более высокоточной астронавигационной системой, что важно при полетах на высоких широтах. БИНС, построенная на лазерных гироскопах, нашли широкое применение именно в авиации, и их развитие можно разделить на следующие основные этапы:

1. Автономные системы. Они содержали минимальное количество измерителей, а вопросы надежности решались путем троирования систем и мажоритированием выходной информации.

2. Комплексированные системы. Комплексирование информации от различных источников, как правило, не затрагивало самих систем, но позволяло повышать надежность и достоверность измерений.

3. Интегрированные системы. Для авиационных БИНС наибольшее распространение получила его интеграция с системой воздушных сигналов и спутниковой навигационной системой. Применение мощных вычислительных средств, цифровых информационных линий связи позволили исключить лишние вычислительные средства в отдельных системах.

4. Интегрально-модульные системы. Их реализация построена на таком достоинстве БИНС, как возможность резервирования на уровне измерителей, что позволяет выполнять их в модульном виде, высокой степени интегрирования вычислительных и управленческих задач. При этом БИНС интегрируется с системой воздушных сигналов, системой спутниковой навигации, с наземными радиотехническими системами. На таких принципах построены авиационные БИНС третьего поколения, такие как LTN-90 «Litton», LASAREF-II «Honeywell», IRS-45 «Sagem». Созданы, с использованием БИНС, комплексные системы навигации и самолетовождения, например, LTN-101 «Litton», LASERNAY «Honeywell». Существует достаточно

много информации по состоянию и перспективам развития авиационных БИНС, в частности, они рассматриваются в работе [6].

Также целесообразно ввести в состав оборудования систему предупреждения столкновений типа TKAS-2.

Такое дооснащение, помимо обеспечения требуемой точности определения текущего местоположения СН, точности выхода в точку начала предстартового маневра и более точного определения времени выхода СН на линию предстартового маневра, позволяет придать СН следующие дополнительные качества:

- возможность осуществление полета по наиболее выгодным маршрутам (в системе организованных трасс) над Северной Атлантикой (соответствовать по точностным требованиям Arinc-704, -705);
- снятие ограничений на полеты над Северной Америкой благодаря установке системы предупреждения столкновений самолетов;
- повышается точность и надежность навигационного оборудования за счет введения в самолетное оборудование БИНС с приемником информации от спутниковой навигационной системы. Это также позволит осуществлять полеты по более узким навигационным коридорам, вводимым в Западной Европе и США.

Кроме дооснащения радиоэлектронного оборудования вышеупомянутыми средствами, необходимо также проведение изменений программно-алгоритмического обеспечения общего самолетовождения. Необходимость этих изменений связана со спецификой вывода РН в точку начала предстартового маневра с требуемыми погрешностями по времени и координатам, а также особенностями управления самолетом при подходе к конечному пункту маршрута и в процессе выполнения компенсирующего маневра.

СИСТЕМА УПРАВЛЕНИЯ ПОДГОТОВКИ И ПУСКА РН (СУППР)

Аппаратура СУППР является системой, присущей только СУ АКРА. Она размещается на СН и предназначена для выполнения следующих задач.

На этапе предстартовой подготовки:

- проведение предполетных проверок СУ СН и СУППР;
 - ввод полетного задания и начальных данных;
- На этапе полета СН к месту пуска:*
- текущий контроль параметров БСУ и требуемых режимов полета;

- обеспечение во взаимодействии с экипажем требуемых режимов полета и режимов БСУ;
- выдачу на информационное световое табло информации экипажу по циклограмме полета СН к месту старта и входжении в разрешенную зону пуска.

На этапе подготовки к пуску:

- выдачу команд на предстартовую подготовку РН и пуск ракеты;
- контроль прохождения процессов предстартовой подготовки РН;
- автоматическое прекращение пусковых операций в аварийных ситуациях и в режиме «Отмена пуска»;
- приведение системы в исходное состояние после пуска РН.

На всех этапах:

- обеспечение электропитанием систем РН и аппаратуры СУППР;
- регистрацию цифровой, аналоговой и сигнальной информации, вырабатываемой и приходящей на автоматизированное рабочее место оператора.

Структурная схема СУППР (рис. 4) выбрана с учетом требований, предъявляемых к самолетной аппаратуре подготовки к пуску ракеты, с учетом обеспечения высокой надежности и безопасности.

СУППР состоит из:

- внешнего устройства обмена (ВУО), являющееся основным распределителем потоков информации СУППР, обеспечивающее обмен информацией между БЦВМ СУ РН и абонентами СУППР;
- пульта управления и пуска (ПУП), включающего в себя органы централизованного управления пуском, информационное табло и панель сигнализации и обеспечивающего выдачу команд на включение системы управления, выбор

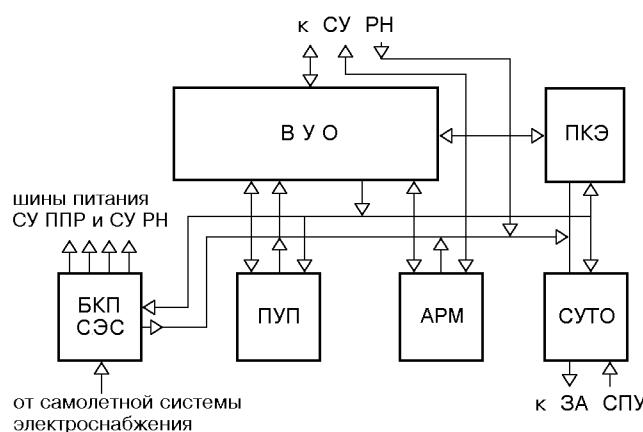


Рис. 4. Структурная схема СУППР

режима работы, на предстартовую подготовку к пуску ракеты, а также в случае необходимости, на прекращение предпусковых операций, приведение системы в исходное положение;

- согласующее устройство технологического оборудования (СУТО), управляющего исполнительными элементами в соответствии с программой подготовки и пуска;
- автоматизированного рабочего места (АРМ), функционально участвующего в проведении проверок отдельных подсистем СУППР и СУ РН, вводе полетного задания, регистрации цифровой информации. АРМ предполагается строить на базе промышленных РС, конструктивно и программно совместимых с IBM PC. Систему регистрации данных предполагается строить на Flash-технологии высокоскоростной записи и считывания данных;
- пульта командира экипажа (ПКЭ), содержащего информационное табло, отображающее ход предполетной, предстартовой подготовки и данных на пилотирование самолета, устройства выдачи командиром экипажа команд на разрешение (запрещение) пусковых операций;
- блока коммутации системы электроснабжения (БК СЭС), обеспечивающий электропитанием СУППР и СУ РН; первичный источник электропитания.

Надо отметить особенности применения СНС в составе СУ АКРК. Для обеспечения всех специфических маневров РН и необходимой точности выведения в состав БИНС СУ РН должен входить приемник спутниковой информации, поскольку получаемая от СНС навигационная информация является единственной внешней для БСУ, с помощью которой можно осуществлять калибровку БИНС до старта РН. Данный приемник может использоваться и для навигации СН, для чего необходимо предусмотреть дополнительную антенну на самолете. Но целесообразней, несмотря на избыточность, иметь в составе ПНК (или в составе СУППР) не просто отдельный, дополнительный приемник спутниковой информации, а полный БИНС, аналогичный применяемому в СУ РН со встроенным приемником СНС. Например, БИНС LTN-101 фирмы «Litton» (США) с приемником сигналов от СНС обеспечивает погрешность определения координат местоположения (КВО) 50 м и путевой скорости 0.8 м/с.

Комплексирование информации с самолетной и ракетной БИНС с целью повышения точности, скажем методом векторного согласования, позволяет простым способом существенно повысить точность измеряемых величин, а проведение дополнительных мероприятий по снижению погрешности определения местоположения и путевой скорости – еще выше.

тельных измерений между выставляемыми системами позволяет повысить точность выставки каждой системы относительно вектора скорости (ускорения). Применение двух БИНС существенно расширяет эксплуатационные возможности СУ АКРК в целом. Особенности такого построения требуют отдельного исследования, выходящего за рамки данной статьи.

ОСОБЕННОСТИ РЕАЛИЗАЦИИ НАЧАЛЬНОЙ ВЫСТАВКИ

На этапе предполетной подготовки средствами БИНС реализуется режим начальной выставки. Это один из важнейших режимов работы СУ АКРК. Он предназначен для построения на борту РН измерительной системы отсчета. По результатам выполнения режима начальной выставки, на момент начала навигационных вычислений, определяется ориентация приборного трехгранника БИНС относительно географической системы координат, принимаемой в качестве базовой для решения задач инерциальной навигации. Начальная выставка средствами БИНС реализуется методом гирокомпасирования.

Гирокомпасирование представляет собой способ ориентирования инерциальной системы посредством определения направления двух физических величин: ускорения силы тяжести g и угловой скорости суточного вращения Земли Ω . При неколлинеарности этих векторов (а они неколлинеарны в любой точке Земли, за исключением полюсов) через них можно провести единственную плоскость, являющуюся плоскостью истинного меридиана (ИМ).

Для определения ИМ с помощью БИНС, построенного на лазерных гироскопах, используется зависимость частоты биения на выходе лазерных гироскопов от ориентации оси чувствительности, определяемой вектором, перпендикулярным к плоскости резонатора, относительно угловой скорости суточного вращения Земли. Эту зависимость называют азимутальной характеристикой. Она приведена на рис. 5.

Зависимость частоты биений на выходе ЛГ от азимутальной ориентации может быть записана в следующем виде:

$$F_b = F_n + k\Omega_3 \cos\varphi \cos\alpha,$$

где F_n — частота «подставки», организующей начальный разнос частот встречно генерируемых световых волн в кольцевом резонаторе лазерного гироскопа; k — масштабный коэффициент лазерного

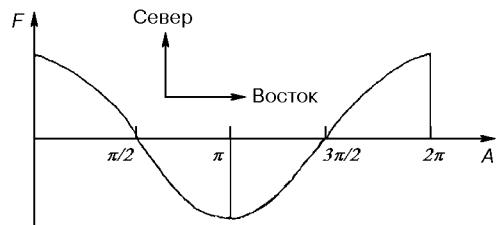


Рис. 5. Зависимость частоты биения на выходе лазерных гироскопов от азимута оси чувствительности

гироскопа, конструктивный параметр, характеризующий его чувствительность к измеряемой угловой скорости; Ω_3 — угловая скорость суточного вращения Земли; φ — географическая широта места; α — искомый азимут.

Из приведенного выше выражения азимут равен

$$\alpha = \arccos [(F - F_n)/(k\Omega_3 \cos\varphi)].$$

В зависимости от метода формирования выходного сигнала лазерного гироскопа можно выделить три способа лазерного гирокомпасирования — статистический, динамический, компенсационный [7].

К статистическим методам гирокомпасирования относятся методы определения ИМ в тех случаях, когда оси чувствительности первичных измерителей неподвижны относительно опорных направлений во время измерений.

Динамический метод в общем случае основан на поиске максимума (минимума) измеряемого вектора угловой скорости, при этом, для придания характеристики лазерного гироскопа экстремальности, его подвергают принудительному вращению (колебаниям) вокруг произвольной оси, составляющей некоторый угол с плоскостью резонатора. Компенсационный метод гирокомпасирования является по сути методом поиска равносигнальной зоны и занимает промежуточное положение между динамическим и статистическим методами гирокомпасирования. Наличие в БИНС, как минимум, триад лазерных гироскопов и акселерометров позволяет определить два угла наклона в плоскости местного горизонта и азимутальное положение БИНС. В общем виде начальное ориентирование средствами БИНС осуществляется путем измерения вектора угловой скорости суточного вращения Земли на оси чувствительности лазерных гироскопов и проекций вектора ускорения свободного падения на оси чувствительности акселерометров с последующим вычислением углового положения приборной системы координат БИНС относительно базовой системы координат.

Укрупненно принимается следующая идеология начальной выставки приборного трехгранника БИНС [8].

Вводятся следующие правые ортогональные системы координат:
приборная система координат БИНС, связанная с его измерительными осями;
географическая система координат места стоянки самолета, оси которой ориентированы на восток, север и вдоль местной вертикали;
инерциальная система координат, совпадающая с географичечкой на момент начала измерительного цикла.

Алгоритмическая реализация начальной выставки БИНС основана на обработке измерений приращений кажущейся скорости, осуществляемых чувствительными элементами БИНС, а также априорных данных об исходной ориентации измерительного приборного трехгранника.

Поскольку взаимная угловая ориентация описывается в терминах параметров Родригера—Гамильтона, то результатом решения задачи начальной выставки является вектор этих параметров, который определяет конечный поворот приборного трехгранника относительно географического.

Для решения задач начальной выставки на вход алгоритмов из блока навигационных вычислений поступают:

- вектор параметров Родригера—Гамильтона, определяющих текущее положение приборных осей относительно инерциальной системы координат;
- текущие приращения кажущейся скорости в проекциях на инерциальные оси.

Алгоритмы начальной выставки строятся в виде двух последовательных циклов: грубого (с точностью до единиц угловых градусов) и точного (до единиц угловых минут) оценивания угловой ориентации приборной системы координат относительно географической. По результатам полученных оценок в конце каждого цикла выполняется уточняется значения вектора параметров Родригера—Гамильтона, определяющих положение приборных осей относительно инерциальной системы координат. Вычисленные параметры после циклов грубого и точного приведения поступают в алгоритмы навигационного блока для разовой коррекции в качестве новых начальных условий при интегрировании уравнений углового движения приборных осей БИНС.

В качестве фильтрующего оператора в алгоритмах начальной выставки используется рекурентная схема линейного оценивания по методу наименьших квадратов. При этом модель наблюдаемых приращений кажущейся скорости принимается в

виде полинома:

$$\Delta\omega(t) = g\alpha(t) + f = g(\alpha_0 + \alpha t) + f,$$

где $\Delta\omega(t)$ — текущее приращение кажущейся скорости на оси географической системы координат; α_0, α — оцениваемые параметры углового рассогласования и скорости его изменения; g — ускорение свободного падения; f — случайная ошибка измерений.

Основными эксплуатационными характеристиками начальной выставки являются ее точность и продолжительность. В целом процесс начальной выставки можно разделить на режим построения вертикали и режим определения угла азимута. Построение вертикали основано на измерении угловых рассогласований и требует относительно небольшого времени (2–3 мин). Для определения угла азимута с приемлемой точностью необходимо измерять угловую скорость на значительном интервале времени (10–15 мин). Надо отметить, что точность определения азимута зависит в основном от инструментальных погрешностей БИНС, а в высоких широтах принципиально ограничена. Эффективным средством повышения точности и уменьшения времени определения азимута является использование внешней информации об азимутальной ориентации БИНС.

Возможны следующие варианты выставки (довыставки) с использованием внешней информации:

- выставка по заданному курсу. Она производится на этапе предполетной подготовки комплекса в режиме начальной выставки;
- выставка с использованием азимута взлетно-посадочной полосы. Она производится во время взлета СН с целью повышения точности в азимутальном канале. Выставка осуществляется на фоне решения навигационной задачи, т. е. после перевода БИНС в режим инерциальной навигации;
- выставка с использованием данных о боковых перегрузках СН (маневр СН типа «змейка»). Данная довыставка производится во время полета СН в расчетную точку пуска с целью уточнения угловой ориентации приборного измерительного трехгранника БИНС по отношению к базовой системе отсчета. Выставка основана на векторном согласовании информации по скорости, формируемой БИНС и СНС. Во время выставки СН выполняет маневр типа «змейка» с целью создания поперечных перегрузок. Маневрирование осуществляется в ручном режиме.

Во время полета в составе СН навигационные вычисления корректируются по информации от СНС.

Таким образом, основным условием построения структуры системы управления АКРК является перечень возлагаемых на нее задач. В работе рассмотрены задачи системы управления АКРК, проанализированы функции, взаимодействие и особенности организации подсистем и СУ АКРК в целом. Показано, что обеспечения довольно жестких требований по точностным и динамическим характеристикам системы навигации и наведения возможно в случае применения БИНС как составной части инерциального ядра, как БСУ РН, так и ПНК СН. Рассмотрены вопросы реализации режима начальной выставки, важнейшего режима, от точности которого в значительной степени зависит точность выведения КА, вопросы комплексирования при выполнении навигационных задач информации БИНС с информацией от СНС. Такое построение СУ АКРК позволяет надежно обеспечить требуемые точностные и эксплуатационные характеристики АКРК.

1. Аэродинамический ракетный комплекс легкого класса // Материалы АП, часть II. Система управления. — Киев: АО «Авионика», 1995.—20 с.
2. Гречка Г. П., Камелин А. Б. Характеристики ЛГ с точки зрения требований БИНС // Безплатформенные инерциальные системы навигации и ориентации. — М.: АН СССР, 1989, Школа-87, кн. 2.
3. Златкин Ю. М., Игнатьев В. И., Калногуз А. М. и др. Стан розробки та тенденції розвитку авіаційних безкарданних

інерціальних навігаційних систем // Механіка гіроскопічних систем.—1997.—Вип. 14.—112 с.

4. Комплексное построение системы. Вычислительные средства и программно-алгоритмическое обеспечение БИНС // Технический отчет по теме «Борт-200». — Харьков: АТ «Хартрон», 1995.
5. Лазерные измерительные системы / Под ред. Д. П. Лукьянова. — М.: 1981.—259 с.
6. Леонець О. А., Богатський І. С., Романовський В. О. и др. Порівняльний аналіз варіантів структур безплатформених інерціальних навігаційних систем (БИНС) // Механіка гіроскопічних систем.—1997.—Вип. 14.—181 с.
7. Модернизация и внедрение тренажера для подготовки обслуживающего персонала авиационного ракетно-космического комплекса // Технический отчет. — Киев: АНТХРЦ «Авиадиагностика», 1997.—24 с.
8. Модернизация СУ РН 11К68. Аванпроект ККП БИНС на основе лазерных гироскопов и маятниковых акселерометров. — Киев: ЦКБ «Арсенал», 1998.—36 с.

CONTROL SYSTEM FOR A LIGHT-DUTY AEROSPACE ROCKET COMPLEX BASED ON A PLATFORMLESS INERTIAL NAVIGATION SYSTEM

A. B. Kamelin

We examine the specific properties of a control system for a light-duty aerospace rocket complex. It is shown that rigid requirements on the dynamic and interception accuracy make it expedient to use a platformless inertial laser-gyro navigation system. Some peculiarities of the realization of the initial orientation mode are investigated.

УДК 520.6.07.+542.86+538.971+681.532

Е. С. Паславский

Інститут космічних досліджень НАН України та НКА України, Київ

Управляемые космического левитаторы базирования

Надійшла до редакції 21.01.00

У роботі проведено аналіз можливостей використання для цілей керованої левітації існуючих безконтактних, просторово розподілених силових впливів на робоче тіло (на зразки матеріалів, що обробляються). Показано, що в левітаторах, призначених для спецметалургії, найбільш перспективним є індукційний електромагнітний силовий вплив. Він досить просто забезпечує необхідні функції безконтактного утримання, управління та стабілізації робочого тіла (зразка). Виконано наближені розрахунки параметрів та режимів роботи левітаторів космічного базування. Проведено порівняльний аналіз одержаних основних розрахункових параметрів левітаторів космічного базування з фактичними параметрами левітаторів наземного базування.

ВСТУПЛЕНИЕ

Возможности расширения современного промышленного производства существенно зависят от спектра свойств поставляемых материалов. Условия невесомости открывают возможности постановки экспериментов, способствующих созданию новых технологий и материалов со свойствами, недостижимыми при наличии нескомпенсированных сил земного притяжения.

Большая часть материаловедческих исследований связана с процессами нагрева, плавления и перекристаллизации материалов различных составов. При этом факторами влияния на процесс являются гравитационное поле Земли и другие поля, вибрация, засорение обрабатываемого материала материалом тигля, наличие градиентов температуры, центров кристаллизации, переохлаждение, конвекция и т. п.

Условия космического эксперимента позволяют использовать недостижимые в наземных условиях сочетания указанных факторов. Наиболее важным из них является невесомость.

Кратковременно невесомость достигается в башнях или шахтах сбросывания, а также в самолетах — на специально пилотируемых участках полета и в ракетах. Долговременная невесомость реализует-

ся на космических аппаратах, спутниках и космических станциях. В любом варианте стоимость использования условий невесомости высокая. Этим диктуется требование особой тщательности подготовки соответствующих экспериментов.

Слабый принцип эквивалентности подтвержден опытами Р. Этвеша, а позднее Р. Дикке, который установил эквивалентность сил инерции и сил тяготения для различных материалов с относительной точностью 10^{-11} . Это дает основание считать, что невозмущаемые рабочие тела в условиях орбитального полета или свободного падения, будут двигаться по одинаковым траекториям и не будут изменять своего взаимного расположения (при нулевых относительных начальных скоростях). Такую ситуацию выгодно использовать для незагрязняющей бесконтактной, бесконтактной обработки расплавов. Скомпенсированность гравитационных и инерциальных сил позволяет надеяться получить требуемые структуры материалов, недостижимые в условиях существенных нескомпенсированных сил тяготения или инерции.

Опыты, проведенные на космических аппаратах, ракетах, самолетах, башнях и шахтах сбросывания, свидетельствуют о том, что во время сеансов невесомости взаимное расположение аппаратов и рабочих тел медленно изменяется, т. е. существуют

микроускорения различной природы, для обозначения которых часто используется понятие микрографитация. При этом не всегда делается различие между силами гравитации и силами инерции.

Причин наличия микрографитации несколько. Это торможение самого аппарата, неоднородность гравитационного поля, взаимодействие с другими массами и электромагнитными полями, работа механизмов и экипажа внутри КА и т. д. Попытка максимальной компенсации различных воздействий была предпринята при создании бессносовых спутников [2]. Полученное остаточное фоновое ускорение на спутнике «Трайяд-1» составило 10^{-10} м/с², т. е. $\sim 10^{-8} g_0$ (g_0 — ускорение свободного падения). Такой спутник имеет малые размеры, очень дорогой и поэтому не всегда может быть использован для технологических экспериментов.

На орбитальных космических станциях (ОКС) с работающим экипажем остаточные ускорения составляют $(10^{-5} \div 10^{-3}) g_0$, имеют довольно широкий частотный спектр и изменяющуюся ориентацию [1], что усложняет работу со свободными телами и делает опасной работу с расплавами. По этой причине расплавы удерживают в контейнерах или ампулах. При зазоре между образцом и контейнером или ампулой в 1 см и $g = 10^{-3} g_0$ выход образца на стенку сосуда может произойти за 1.4 с. При работе с высокотемпературными, химически агрессивными и требующими особой чистоты эксперимента образцами такой контакт недопустим. Для устранения контакта расплав локализуют в пределах контролируемого объема пространства КА левитаторами. Они осуществляют управление образцом путем автоматического бесконтактного силового воздействия в ответ на возникающие микроускорения. Силовое воздействие должно осуществляться бесконтактно, автоматически в нужном направлении и требуемой величины, максимальное значение которой определяется гидростатическим давлением P_{rc} , возникающим в расплаве

$$P_{rc} = \rho g h, \quad (1)$$

где ρ — массовая плотность вещества, g — величина возникающего ускорения, h — высота гидростатического столба.

ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЕ ВОЗМОЖНОСТИ СОЗДАНИЯ БЕСКОНТАКТНОГО СИЛОВОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ

Есть несколько способов бесконтактного силового воздействия. Они основаны на использовании полей, волн, реактивного движения и потоков частиц

или газов. Понятие бесконтактности является чисто условным. Отсутствие всякого контакта означало бы отсутствие воздействия. При электромагнитном воздействии силовой контакт с образцом осуществляется через электромагнитные поля. Важно отметить, что химического воздействия на вещество образца при этом нет. Все другие из указанных воздействий в той или иной мере связаны с массопереносом и возможностью химических реакций вещества образца с посредником переноса энергии — газом, частицами и т. п. Это главный фактор ограниченности использования воздействий не электромагнитной природы.

Силовое, или пондеромоторное, воздействие волн было открыто в конце прошлого столетия П. Н. Лебедевым. Было установлено существование общих закономерностей пондеромоторного воздействия волн разной природы — гидравлических, звуковых и электромагнитных, с чем и связано разнообразие возможностей левитации. Последний из указанных видов воздействий наиболее пригоден для создания совершенных левитаторов космического базирования и будет подробно рассмотрен ниже. Первый, по понятным причинам, не попадает под рассмотрение. Что касается звуковых волн, то их использование можно считать ограниченно приемлемым не только по ранее указанной причине. Принципиально необходимая в этом случае среда вещественной, а не полевой природы, будучи переносчиком акустической энергии удержания образца, является также теплопроводником, приводящим к дополнительным потерям ценной бортовой энергии.

Так как эффективность использования звуковых волн очень низкая, то целесообразность их применения становится сомнительной, за исключением специальных случаев. По данным INTERNET (<http://www.space.gc.ca/ENG/Available Technologies/src00060.html>) существенное развитие сонарной техники позволило создать левитатор космического базирования Space-DRAMS. Установка оказалась очень дорогой и громоздкой. Установка разработана компанией «Guigne International Ltd» при поддержке Канадского космического агентства (CSA). Стоимость проекта левитатора около 1 млн долларов, стоимость установки Space-DRAMS около 10 млн долларов. Не ясны также возможные последствия побочных явлений, связанных с мощным акустическим полем.

Кроме указанных, существует лазерно-абляционный (реактивный) способ силового воздействия. Этот способ также не обладает большой эффективностью, но он может быть применен для удержания диэлектриков в вакууме.

Есть также газоструйный способ воздействия,

который является довольно эффективным. Однако его использование ограничивается трудностями удержания чистой газовой среды, неудобством управления, нестабильностью теплового режима и т. п.

Из этой краткой характеристики следует, что принцип левитации, основанный на использовании электромагнитных полей, способных создать распределенное в пространстве, достаточное силовое воздействие на левитирующий образец, может рассматриваться как наиболее универсальный и перспективный для чистых и специальных технологий.

ОСОБЕННОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ СИЛОВОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ ПРИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ПРИНЦИПЕ ЛЕВИТАЦИИ, ПРОБЛЕМЫ УСТОЙЧИВОСТИ

Технологические процессы, связанные с плавлением материалов и фазовыми переходами первого рода, проходят при температуре выше точки Кюри, поэтому можно не учитывать ферромагнетизм, а также магнитострикцию, электрострикцию и другие явления второго порядка малости. В этом случае создаваемое электромагнитным полем давление P , действующее на вещество, наиболее просто определяется суммой объемных плотностей электрической и магнитной энергий на границе раздела вакуум—среда. При этом

$$P = \frac{\varepsilon E^2}{2} + \frac{\mu H^2}{2}, \quad (2)$$

где ε — диэлектрическая проницаемость среды, μ — магнитная проницаемость среды, H — напряженность магнитного поля, E — напряженность электрического поля.

Случай, когда преобладает второе слагаемое (2), классифицируется как случай удержания магнитным полем, электрическое поле здесь не имеет существенного силового влияния. Когда преобладает первое слагаемое (2), говорят об удержании в электрическом поле (электростатическое удержание). Силовая функция магнитного поля в этом случае незначительна.

В зависимости от частоты поля, значений параметров среды ε и μ оба слагаемых могут принимать участие в формировании силовой функции в любом соотношении. Вид удержания при близких значениях слагаемых правильно будет называть сверхвысокочастотным электромагнитным удержанием. Он связан с использованием электромагнитного поля сверхвысоких частот, поэтому энергетически невыгоден для удержания больших масс вещества,

так как может приводить к перегреву образца, а также не обеспечен эффективным оборудованием.

В связи с изложенным целесообразно подробнее рассмотреть электростатический и магнитный способы левитации.

Рассмотрим сначала возможности использования электростатического способа левитации. Максимально допустимое давление, создаваемое электрическим полем, определяется максимально допустимой величиной последнего. Для вакуума его значения ограничиваются возникновением автоэлектронной эмиссии с образца, т. е. величиной $E = 3 \cdot 10^8$ В/м, которой соответствует давление $P = 4 \cdot 10^5$ Н/м². Такие давления полностью пригодны для удержания достаточно больших твердых холодных тел. Из (1) следует, что даже для материалов с большой плотностью в диапазоне ускорений $g = (10^{-5} \div 10^{-3})g_0$ возможно было бы удержание образцов значительно больших размеров, чем требует практика. Однако при нагревании рабочие тела выделяют газы и пары, возникает термоэлектронная эмиссия. Эти обстоятельства приводят к катастрофическому понижению допустимой напряженности электрического поля. Только за счет электрического пробоя в газе, который наступает при $E \approx 10^5 \div 10^6$ В/м, достижимое давление становится незначительным $0.04 \div 0.4$ Н/м² и допустимые размеры образца при $g = 10^{-3}g_0$ приобретают значения порядка миллиметра. Использование метода подзарядки рабочего тела, в котором создаются аналогичные поля, также пока проблематично. Это ставит под сомнение перспективу широкого использования электростатической левитации образцов в газовой среде или образцов с газовыделением и существенной термоэмиссией.

Таким образом, электростатическая левитация возможна только для малых масс образцов малой плотности в ограниченном диапазоне технологических условий (отсутствие газовыделения или газовой среды низкого давления, отсутствие термоэмиссии) при ограничении микрогравитации, по-видимому, верхним порогом $10^{-3}g_0$.

Теперь для сравнения рассмотрим электромагнитный (магнитоиндукционный) способ левитации. Он успешно используется в наземных условиях — значительно более тяжелых, чем полетные по значению g . Как отмечалось, в этом способе «работает» второе слагаемое формулы (2). Здесь величина магнитного давления ограничивается максимально допустимой величиной напряженности магнитного поля, определяемой максимально допустимой плотностью тока в проводнике индуктора, создающего магнитное поле. В свою очередь предельно допустимая плотность электрического тока в индукторе

определяется частотой тока, электропроводностью, механической и тепловой прочностью материала индуктора, а также условиями охлаждения.

Для ориентировки оценим величину возможного силового воздействия в эксплуатируемых наземных аппаратах. В наземных лабораторных и промышленных устройствах левитации чаще всего используются генераторы с частотой 66 кГц. Индукторы выполняются из меди. Предельно большое (эксплуатационно безопасное) снятие энергии водяным охлаждением в соответствии с работой [8] составляет $2 \cdot 10^5$ Вт/м². Из формулы для мощности $W = \text{Re}\Pi$, выделяемой в плоском проводнике с током при полном сканировании можно получить зависимость W от напряженности магнитного поля на границе раздела сред

$$W = \frac{H^2}{\sigma\delta}, \quad (3)$$

где Π — вектор Пойнтинга, $\delta = \sqrt{2/(\mu\sigma\omega)}$ — глубина скин-слоя, $\omega = 2\pi f$, $\mu = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м, $f = 66 \cdot 10^3$ Гц — частота тока, $\sigma = 5.8 \cdot 10^7$ Ом⁻¹м⁻¹ — электропроводность материала индуктора.

Используя (3), а также второе слагаемое выражения (2), получим величину максимально достижимого давления магнитного поля $P = 1874$ Н/м². Оно превосходит достижимое электростатическое давление на много порядков и может уравновесить в наземных условиях слой жидкого металла от 1 до 10 см, в зависимости от массовой плотности. Эта оценка показала наличие необходимых условий для удержания достаточно больших масс металла магнитным полем, с чем и связан интерес к электромагнитной левитации. Однако практически в наземных экспериментальных и промышленных установках в одной плавке удерживается не более 10–20 г металла. При этом мощность оборудования 50–100 кВт и больше.

Для того чтобы сделать более обоснованные выводы о возможности использования электромагнитной левитации на борту КА, проанализируем опыт и достижимые результаты при работе с левитаторами в наземных условиях. В работе [3] проведена оценка параметров генераторов, необходимых для удержания 1.4 см³ различных материалов. Разница в частотах и мощностях используемых генераторов достигает двух порядков для различных материалов, и построение полностью универсальной установки наземного базирования практически нецелесообразно.

В таблице, приведенной в работе [3], перечислены типовые генераторы, их мощности и частоты, а также типовых генераторов, определены группы металлов, которые могут удерживаться и металлы,

которые не могут удерживаться по разным причинам. Видно, например, что платина, имеющая большую массовую плотность и высокую электропроводность, может удерживаться, но только при высоких частотах и больших мощностях. В то же время свинец, с меньшей плотностью и плохой электропроводностью вообще не удерживается ни одним из используемых в настоящее время наземных технологических средств.

Таким образом, как следует из практики, удержание расплавленных металлов в магнитном поле средствами наземного базирования ограничено как по массе, так и по спектру необходимых материалов. Порог этого ограничения лежит ниже ранее приведенных оценок. На этот факт обращали внимание многие исследователи, описаны некоторые явления, сделан ряд предположений. Однако, несмотря на все усилия, факты практического применения результатов с существенным увеличением массы удерживаемого металла не известны. Это связано прежде всего с тем, что не устранены неустойчивости, неизбежно возникающие в применяемых методах. Есть основания полагать, что реализация работ [6, 7, 12–14, 16], направленных на устранение этих неустойчивостей, позволит приблизить значения удерживаемых масс металла к ранее приведенным оценкам. Поэтому далее рассмотрим проблему устойчивости, а также важный для технологий вопрос нагрева. Вопросы удержания, устойчивости и нагрева жидкого металла, а также технологичности конструкции тесно связаны и взаимозависимы. Однако для анализа процессов левитации их нужно разъединять. Рассмотрим эти вопросы на примере конкретных устройств. Для создания удерживающего магнитного поля в практике используются чаще всего двухвитковые индукторы с согласным или встречным направлением токов и горизонтальным или вертикальным расположением оси витков. Соотношения параметров в таких кольцевых индукторах довольно подробно описаны в работах [3, 18], где показана ограниченность наземных средств как по массе, так и по спектру удерживаемых материалов. В работах [18, 19] описана попытка увеличения массы удерживаемого металла за счет растягивания круговых витков в длинные петли. В этом случае вместо особой точки, в которой пондеромоторные силы равны нулю, образовалась особая линия, через которую мог протекать металл. «Размазывание» особой линии с помощью «беличьего колеса», образованного вторым индуктором с другой частотой тока, улучшило ситуацию. Однако в нижней части индуктора образовывались складки расплава (гребни и желобки), направленные вдоль силовых линий поля, их

шаг был близок к глубине проникновения поля, и металл проливался. Эти явления могут проявиться в левитаторах космического базирования при больших значениях масс, ускорения и магнитного давления в образцах с малым коэффициентом поверхностного натяжения.

На устранение описанного образования складок, известного в физике плазмы как желобковые и шланговые неустойчивости, направлены работы [14, 16]. В них, по-видимому впервые, предлагается использование распределенной системы автоматической стабилизации неустойчивых жидкостей или газообразных проводников с помощью обегающего контроля полем круговой поляризации. Даются критерии устойчивости и данные натурного эксперимента [14] с индуктором выполненным в виде тора, внутри которого находится расплавленный металл. Для повышения производительности установок бесконтактной плавки выгодно использовать двухчастотную систему токов. Исследование устойчивости расплавленного металла для такой системы выполнено в работе [5]. Расчеты устойчивости, технологической реализуемости и режимов работы, подтверждающих возможность создания установки повышенной производительности с индуктором бегущего поля, выполнены в работах [5—7, 11].

РАЗВЯЗКА ФУНКЦИЙ УДЕРЖАНИЯ, СТАБИЛИЗАЦИИ И НАГРЕВА

Для многих технологий практический интерес представляет вопрос развязки функций поля. В практически используемых установках наземного базирования удержание, придание устойчивости образцу и его нагрев осуществляются совместно. Все эти функции выполняются одним магнитным полем. Только конфигурация индуктора, значения частоты и напряженности магнитного поля способны ослаблять или усиливать ту или иную из указанных функций поля за счет других. Для расширения универсальности левитатора желательно, чтобы эти функции были управляемы независимо, т. е. развязаны. Такие возможности существуют. Это, например, использование двухчастотного метода левитации [5], в котором функция удержания в некоторой степени развязана от функций стабилизации и нагрева. Использование дополнительного источника нагрева могло бы также быть полезным для многих технологий. Однако в наземных установках интенсивности удерживающих полей такие, что для большинства материалов дополнительный нагрев не требуется [7]. Более того, часто происходит вынужденный перегрев, что огра-

ничивает спектр технологических режимов и спектр обрабатываемых материалов.

В условиях микрогравитации, при ускорениях порядка $g = 10^{-3}g_0$, удерживающие и стабилизирующие поля не оказывают существенного теплового воздействия на образец. В этом случае удобно использовать автономный источник нагрева левитирующего образца, не оказывающий существенного силового воздействия и не загрязняющий образец. В качестве названного источника может быть использован лазер, электронно-лучевая пушка или высокочастотный генератор. В условиях космического полета в связи с дефицитом электроэнергии представляет интерес непосредственное использование лучистой энергии Солнца. Хотя для этого необходимо применение довольно сложных устройств (средств слежения за Солнцем, зеркал-концентраторов, световодов и др.), реализация идеи осуществима и привлекательна.

Важно отметить, что развязка рассматриваемых функций особенно важна для установок космического базирования, к которым предъявляется экономическое требование максимальной универсальности по отношению к разнообразным испытуемым образцам. Универсальность может обеспечиваться раздельной настройкой режимов и устройств по рассматриваемым функциям, что обходится значительно дешевле, чем создание, транспортировка и замена оборудования на борту.

ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ЛЕВИТАТОРОВ, СОСТОЯНИЕ РАЗРАБОТОК

Большого внимания заслуживает также возможность адаптации левитаторов к выполнению в условиях микрогравитации других прикладных функций, кроме материаловедческих. К таким функциям можно отнести возможности управления формой и положением расплавленного металла, транспортировки его в нужное место, перемешивание и другие виды движений, а также дополнительный нагрев при этом образцов от ВЧ-генераторов, лазера, электронной пушки или гелиоисточника с существенным сохранением энергоресурсов за счет бесконтактности. Указанные функции левитаторов открывают новую область применения их на КА — выполнение ремонтных и монтажно-конструкторских работ. Это ремонт метеоритных повреждений, восстановление покрытий, сплавление конструкций, пайка, сварка, использование «электромагнитных фильтров», отливка в «электромагнитную литьевую форму» и т. п. Здесь представляет ценность

идея замены посредством левитатора отсутствующего гравитационного давления управляемым электромагнитным давлением, что удобнее, чем центрофугирование, которое не всегда приемлемо.

Для реализации указанных процессов необходимы натурные эксперименты на КА, направленные как на совершенствование микрогравитационных технологий, так и самих левитаторов, адаптированных к условиям микрогравитации. Основанием к этому являются уже осуществленные и готовящиеся постановки экспериментов по спецметаллургии в условиях микрогравитации.

На космических аппаратах проводились эксперименты с установками «Кристалл», «Пион», «Зона». Получен индий в виде цилиндра диаметром 5,2 мм × 12 мм с качественными показателями, не достижимыми в наземных условиях. Установка «Корунд» обрабатывала 18 кг полупроводникового материала [4, 10].

Группа государств Западной Европы создала платформу многоразового пользования «Эврика» [4, 10] с остаточным ускорением $g_{\text{ост}} = 10^{-5} g_0$ специально для технологических целей. В указанных экспериментах материал удерживался в ампулах, соприкасался со стенками ампул, что неизбежно ухудшало технологический режим по чистоте и тепловому режиму. Устранить эти недостатки стремятся с помощью нового класса приборов-левитаторов. По данным INTERNET известно, что в 1997—1999 гг. левитаторы интенсивно разрабатывались в нескольких научных центрах мира. Электростатический левитатор ESL, разработан Loral Space Systems of Palo Alto, California и предоставлен (NASA) Marshall Space Flight Center (http://es91-server1.msfc.nasa.gov/newhome/headlines/msad09mar98_1.htm). Известны и другие проекты. Например, электростатическая левитационная печь (electrostatic levitation furnace — ELF) (<http://jtksc.nasda.go.jp/JEM/jemefc/english/tlf.html>) разрабатывается для Японского экспериментального модуля (JEM) ISS, который вводится в работу после 2000 г., а также установка TEMPUS (Tiegefrees Elektromagnetisches Positionieren und Prozessieren unter Schwerelosigkeit), (Containerless Electromagnetic Positioning and Processing under Weightlessness), (http://musc.rs.kp.dlr.de/Experimentanlagen/TEMPUS_htmls/tempus_e.html). В приведенных описаниях основные параметры разнообразны и трудно приводимы к единым критериям. Поэтому целесообразно оценить возможные соотношения фундаментальных параметров в процессах и устройствах левитации космического базирования.

ОЦЕНОЧНЫЕ РАСЧЕТЫ РЕЖИМОВ ЛЕВИТАЦИИ И ГЕЛИОНАГРЕВА ДЛЯ УСЛОВИЙ ОРБИТАЛЬНОГО ПОЛЕТА

Как указывалось, реализация чистых бесконтактных технологий идет по двум путям. Создают спутники с пониженными значениями ускорений, в которых должно существенно увеличиться время бесконтактного пребывания рабочего тела в заданном объеме. Второй путь — это создание левитаторов, устраниющих контакт рабочего тела со стенками заданного объема при типичных для КА микроДУСКОРЕНІЯХ. Первый путь требует энергозатрат на коррекцию траектории всего КА, второй — только на коррекцию положения образца. Очевидно, для специальных спутников приемлемы и первый, и второй варианты, а для космических станций предпочтительней второй вариант. Важно отметить, что использование только первого варианта может оказаться недостаточным. На образец могут действовать силы негравитационного происхождения (кулоновские, реактивные и др.), и образец будет уходить на стенку, несмотря на бесстенковость КА. Таким образом, есть основания рассматривать левитатор как необходимый инструмент автоматизации режимов бесконтактных технологий.

Оценим основные режимы левитации, необходимые для построения управляющей положением образца экспериментальной установки, работающей в условиях микрогравитации.

Целесообразно сначала рассмотреть режимы левитации капиллярных, т. е. удерживаемых поверхностным натяжением масс жидкостей сферической формы, а затем сделать заключение относительно возможностей других реализаций.

Известно, что при ускорении g масса изолированной жидкости сохраняет форму, близкую к сферической, при том условии, что максимальное гидростатическое давление P_{rc} не превосходит давления, обусловленного силами поверхностного натяжения $P_{\text{пп}}$ (т. е. при числах Бонда $\text{Bo} \leq 1$):

$$P_{\text{пп}} \geq P_{\text{rc}}. \quad (4)$$

Учитывая, что

$$P_{\text{пп}} = \frac{2\sigma_{\text{пп}}}{R}, \quad (5)$$

а

$$P_{\text{rc}} = \rho g 2R, \quad (6)$$

где $\sigma_{\text{пп}}$ — коэффициент поверхностного натяжения жидкости, R — радиус сферы, из (4)—(6) получим для $\text{Bo} = 1$ максимальное значение радиуса сферы R_m , удерживаемой силами поверхностного натяжения, при ускорении g

$$R_m = \sqrt{\sigma_{nn}/(\rho g)}. \quad (7)$$

Оценим локальное значение напряженности магнитного поля требуемой для равновесия в точке максимального гидростатического давления. Из равенства магнитного P_m и гидростатического давлений

$$P_m = P_{rc}, \quad (8)$$

где $P_m = \mu H^2/2$, $\mu = 4\pi \cdot 10^{-7}$, при полном сканировании проводника из (6) и (8) получим напряженность магнитного поля H_{rc} , обеспечивающую уравновешивание максимального значения гидростатического давления при ускорении g

$$H_{rc} = \sqrt{4\rho g R/\mu} = \sqrt{2P_{rc}/\mu}. \quad (9)$$

Такого порядка величины напряженность поля необходима для создания равновесия и управления динамикой движения и положением образца.

Аналогично H_{rc} оценивается порядок минимальной напряженности поля H_{nn} , требуемой для уравновешивания сил поверхностного натяжения и управления формой жидкости. Из условия

$$P_m = P_{nn} \quad (10)$$

и (5), (8) получим

$$H_{nn} = \sqrt{4\sigma_{nn}/(\mu R_m)} = \sqrt{2P_{nn}/\mu}. \quad (11)$$

Требуемая частота поля f , обеспечивающая минимальные энергетические потери, в соответствии с [7] определяется из условия

$$R_m = \delta. \quad (12)$$

Из (7), (8), (12) получим

$$f = \frac{1}{\pi R_m^2 \mu \sigma}. \quad (13)$$

Определим потоки мощностей W_{rc} и W_{nn} , рассеиваемых на образце при полученных из (9), (11), (13) значениях частот и удерживающих равновесных полей H_{rc} и H_{nn} . Для этого воспользуемся формулой (3) для плотности потока мощности, проходящего через поверхность образца. Значения W для условия (8) будут

$$W_{rc} = \frac{H_{rc}^2}{\sigma \delta}, \quad (14)$$

а для условия (10) —

$$W_{nn} = \frac{H_{nn}^2}{\sigma \delta}. \quad (15)$$

Пренебрегая поправками, связанными с формой образца, определим мощности w_{rc} и w_{nn} , проходя-

щие в образец сферической формы. При смещении образца от равновесного положения основной поток мощности поступает через площадь половины поверхности сферы S , поэтому поглотится мощность

$$w_{rc} = \frac{1}{2} W_{rc} S, \quad (16)$$

где

$$S = 4\pi R^2.$$

Так как при полном однородном обжатии сферического образца изменение его формы не происходит, аналогично будем считать, что рассеяние мощности происходит неоднородно и только на половине площади сферы, испытывающей давление. Тогда образцом поглотится мощность

$$w_{nn} = \frac{1}{2} W_{nn} S. \quad (17)$$

Для ориентировки определим также объем образца

$$V = \frac{4}{3}\pi R^3, \quad (18)$$

и массу

$$M = \rho V. \quad (19)$$

В случае гелионагрева определим для образцов с коэффициентом отражения 0.5 теоретически максимально возможное давление светового потока P_{cb} от концентратора гелионагревателя

$$P_{cb} \approx 10^{-5} \kappa_3, \quad (20)$$

где $\kappa_3 = S_3/S_{\phi n}$, S_3 и $S_{\phi n}$ — площади потоков на зеркало-концентратор и образец.

Для сравнения мощностей, требуемых на управление и нагрев, вычислим также поток мощности, излучаемый образцом при температуре выше температуры плавления. Известно, что поток мощности Q от тела с температурой T на тело с температурой T_0 будет

$$Q = \varepsilon c(T^4 - T_0^4), \quad (21)$$

где

$$\varepsilon^{-1} = \frac{1}{\varepsilon_{n0}} + \frac{S_0}{S_{n1}} \left(\frac{1}{\varepsilon_{n1}} - 1 \right)$$

— приведенная излучательная способность двух тел с излучательной способностью ε_{n0} — одного и ε_{n1} — другого, S_0 и S_{n1} — площади поверхностей теплообмена, $c = 5.67 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м²К⁴) — постоянная Стефана—Больцмана.

При близко расположенных поглотителях можно считать $S_0 = S_{n1}$. Для реальных условий диапазон значений приведенной излучательной способности

Параметры левитации

Параметр	Алюминий	Свинец	Вольфрам
$t, ^\circ\text{C}$	750	700	3382
$\rho, \text{ кг}/\text{м}^3$	2380	11200	19340
$\sigma_{\text{пп}}, \text{ Н}/\text{м}$	0.52	0.42	2.3
$\sigma, 10^6 \Omega^{-1}\text{м}^{-1}$	4	0.93	0.85
$g, \text{ м}/\text{с}^2$	0.00981	0.00981	0.00981
$R_{\text{ш}}, \text{ м}$	0.149	0.0618	0.11
$R, \text{ м}$		0.005	0.005
$f, \text{ Гц}$	2.85	2533	10895
$\delta, \text{ м}$	0.149	0.005	0.005
$P_{\text{rc}}, \text{ Н}/\text{м}^2$	6.98	0.233	13.58
$H_{\text{rc}}, \text{ А}/\text{м}$	3330	609	4649
$P_{\text{пп}}, \text{ Н}/\text{м}^2$	6.98	208	13.58
$H_{\text{пп}}, \text{ А}/\text{м}$	3330	18194	4649
$W_{\text{rc}}, \text{ Вт}/\text{м}^2$	18.5	18.5	376
$W_{\text{пп}}, \text{ Вт}/\text{м}^2$	18.5	16551	376
$S, \text{ см}^2$	2790	3.14	480
$w_{\text{rc}}, \text{ Вт}$	2.6	0.0029	9.0
$w_{\text{пп}}, \text{ Вт}$	2.6	2.6	9.0
$V, \text{ см}^3$	13800	0.52	980
$M, \text{ г}$	32900	1.24	11000
$Q, 10^3 \text{ Вт}/\text{м}^2$	2.7—10.8	2.7—10.8	2—8
$q, \text{ Вт}$	750—3000	0.85—3.4	96—384
$P_{\text{cb}}, \text{ Н}/\text{м}^2$			$\sim 10^{-5} \kappa_3$
			$(0.2—0.8) \cdot 10^6$
			400—800

находится в пределах 0.2÷0.8. Целесообразно определить Q для крайних значений $\varepsilon = 0.2$ и $\varepsilon = 0.8$, а затем также полную мощность q , излучаемую образцами в рассматриваемых случаях

$$q = QS, \quad (22)$$

В таблице представлены справочные данные и результаты вычислений, полученных из выражений (3), (5)—(7), (9), (11), (13)—(22) для алюминия, свинца и вольфрама. Рассмотрены случаи для образцов двух размеров. В первом случае выбран радиус, равный радиусу жидкого образца, находящегося в пограничном режиме между капиллярным и некапиллярным состоянием ($\text{Bo} = 1$) при ускорении $g = 10^{-3}g_0$. Во втором случае выбран радиус 0.5 см.

Из расчетных данных, приведенных в таблице, можно сделать такие выводы.

1. В условиях микрогравитации силами поверхностного натяжения удерживаются образцы расплавленных металлов в виде сферы существенных размеров и масс. При $g = 10^{-3}g_0$ капиллярные свойства алюминия сохраняются до радиуса почти 15 см и массы 32.8 кг, свинца — до 6.18 см и 11.0 кг, вольфрама — до 11 см и 107.8 кг соответственно.

2. Плотность потока мощности электромагнитного воздействия, требуемая для управления положением образца, не зависит от его размера.

3. Плотность потока мощности электромагнитного воздействия, требуемая для управления формой образца, быстро увеличивается с уменьшением радиуса образца.

4. Указанные в п. 2 и п. 3 мощности увеличиваются с увеличением плотности образца и с уменьшением его электропроводности.

5. Значения требуемых напряженностей магнитного поля лежат в области технической реализуемости для условий космического эксперимента.

6. Плотность потока мощности, требуемая для электромагнитного управления положением образца, пренебрежимо мала по сравнению с плотностью потока мощности радиационного излучения при температуре плавления большинства материалов.

7. Плотность потока мощности, требуемая для управления формой образца, по сравнению с радиационной, пренебрежимо мала для образцов с радиусом, близким к критическому капиллярному радиусу и может превосходить радиационную при достаточно малых значениях радиуса образца.

8. Абсолютные значения мощности, необходимой для управления положением образцов максималь-

ных капиллярных размеров и масс для подавляющего большинства материалов не превышает единиц или десятков ватт, а для образцов массой порядка 10 граммов — порядка милливатт или долей ватта.

9. В условиях микрогравитации функции удержания, стабилизации и нагрева при левитации существенно независимы по сравнению с наземными условиями.

10. В условиях микрогравитации значения масс жидкого металла, устойчиво удерживаемых в виде сферы силами поверхностного натяжения, весьма значительны ($10 \div 100$ кг). Это дает основания полагать, что до появления особых задач и мощной космической энергетики, для научных и технических целей пока достаточно исследований образцов материалов с массами, не только не превосходящими критические капиллярные массы, но даже значительно меньше их.

11. Давление светового потока гелионагревателя значительно меньше управляющих давлений, так как κ_s не превышает 10^3 .

Несмотря на выводы п. 10, полезно отметить, что уже сейчас имеются теоретические и практические разработки, которые могут быть использованы в дальнейшем для управлением положением и формой левитируемых некапиллярных масс жидких электропроводников [6, 7, 15, 17].

О ПОСТРОЕНИИ СХЕМЫ ЛЕВИТАТОРА

Выше рассмотрены фундаментальные ограничения, накладываемые на параметры левитаторов. Для выбора технически реализуемой схемы левитатора необходимо учесть также обстоятельства эксплуатационно-практического характера. К ним относятся проблема безопасности эксперимента, вопросы ввода и вывода энергии, минимизации потребления энергии и массогабаритных параметров, удобства эксплуатации, информационного обеспечения и др.

Наиболее важным является вопрос безопасности. Аварии техногенного характера чаще всего происходят и являются наиболее опасными в местах скопления большого количества энергии и повышения ее концентрации. Металл, нагретый до высоких температур, является потенциально аварийно опасным объектом. Выйдя из-под контроля, достаточно большая масса расплавленного металла, попав на обшивку КА, может прожечь ее. Это обстоятельство диктует необходимость принятия дополнительных мер безопасности. Радикальной мерой следует считать уменьшение энергоемкости образца до безопасных значений, во всяком случае, до

приобретения серьезного опыта по обеспечению безопасности.

В рамках допустимой энергоемкости в зависимости от требуемых рабочих температур размеры образцов могут быть разными: возможно существенное их увеличение при пониженных температурах. Требование универсальности левитатора по отношению к размерам и рабочим температурам образцов, а также видам нагрева (ВЧ, лазерный, гелионагрев) понижают возможности использования мощности источников удерживающего поля. Практика показывает, что из-за потерь на согласование с нагрузкой и потерь, связанных с удовлетворением технологических требований, необходимые мощности источников тока, образующих удерживающие поля, иногда приходится увеличивать в десятки раз. Однако это не составляет особой угрозы. Поскольку требуемые для левитации мощности незначительны, масса источников удерживающего поля будет оставаться малой по сравнению с массой другого технологического оборудования. Кроме того, для оптимизации процесса левитации имеется возможность предусмотреть набор сменных индукторов, приспособленных к конкретным условиям проводимых экспериментов.

При планировании эксперимента полезно различать существование двух потоков энергии. Один предназначен для стабилизации положения образца, другой — для его нагрева. Эти потоки существенно не равные и имеет место их взаимообмен на образце и индукторе.

Для ограничения температуры индуктора в пределах рабочего диапазона необходимо предусмотреть систему выноса тепла к холодильнику-рассеивателю.

В случае использования гелионагрева должна быть предусмотрена система слежения зеркала-концентратора за направлением «на Солнце», а также система отключения светового потока в периодах между сеансами работы и в аварийных ситуациях. Все виды нагрева должна быть оснащена автоматизированным регулятором интенсивности. При использовании в левитаторах жидкостной системы охлаждения она должна быть оснащена устройством безопасного стравливания давления на случай аварийного смещения фокального пятна на индуктор. Индуктор должен безопасно выдерживать прикосновение к нему расплавленного образца в аварийных ситуациях.

Кроме указанного, энерго- и массогабаритные параметры левитаторов диктуются запросами пользователей. В настоящее время большинство материаловедов может удовлетвориться исследованием образцов малых масс — порядка нескольких граммов,

т. е. таких, какие исследуются в наземных левитаторах. Учитывая то, что расчет ведется для микроДУСКЕРий, которые в полетном режиме составляют малую долю g_0 , можно, не проводя конструкторские разработки, ориентировочно оценить энерго- и массогабаритные параметры, определяющие стоимость левитаторов космического базирования. Из ранее приведенных соотношений можно заметить, что ориентировочным пересчетным коэффициентом для основных параметров (массы, объема, мощности на удержание образца) будет отношение g/g_0 .

Пересчет относится только к оборудованию, непосредственно связанному с принципами левитации. Значения же коэффициентов пересчета рассматриваемых здесь параметров для всей технологической установки с левитатором могут быть другими за счет материаловедческого оборудования, приборов, сервисных устройств и гелионагревателя. Но и это оборудование, сконструированное специально для условий микроДУСКЕРии, может иметь небольшие значения энергетических и массовых параметров.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из приведенных здесь соображений следует, что с целью минимизации стоимости первый опытный образец левитатора должен быть ориентирован на образцы малой (капиллярной) массы, а также на возможность предполетной натурной отработки всех его систем и режимов в наземных условиях. Трудности в наземной отработке составляют режимы, связанные с условиями микроДУСКЕРии, хотя и они могут частично имитироваться.

В простейшем случае в левитаторе космического базирования может быть использован индуктор, аналогичный наземному, образующий два разнесенных вдоль оси кольцевых тока с согласным или встречным направлением. В соответствии с работой [20] такой индуктор обладает как осевой, так и радиальной восстановливающей силой. В работе [9] показана возможность создания устойчивых режимов удержания образца с требуемым качеством регулирования.

Другая схема левитатора может представлять собой блок, состоящий из трех упомянутых двухвитковых индукторов, расположенных взаимно ортогонально вокруг центра масс образца. Он обеспечит более изотропно стабилизацию положения образца по трем координатам, а также возможность смещения, поворота и вращения образца с помощью управляемой токовой запитки индукторов.

Создание бесконтактных электромагнитных

фильтров и транспортеров струй высокотемпературного расплавленного металла связано с большими энергозатратами и повышенной опасностью. Поэтому в настоящее время, как следует из таблицы, могут подлежать рассмотрению только низкотемпературные сплавы с малым коэффициентом поверхностного натяжения и высокой электропроводностью. Однако для ремонтно-монтажных целей (пайка, наплавка) в настоящее время возможна доставка не струй, а расплавленных шариков к месту пайки (наплавки), а также впрессовка их в поврежденную полость. Этот процесс осуществим с помощью набора двухвитковых индукторов, оснащенного системой управления, реализующей необходимый режим перемещения образца

1. Авдуевский В. С. Основные задачи исследования гидромеханики и теплообмена в условиях невесомости // Изв. АН СССР. Сер. физ.—1985.—49, № 4.—С. 627—634.
2. Брагинский В. Б. Экспериментальная проверка теории относительности. — М.: Знание, 1977.—64 с.
3. Глобовский В. Г., Бурцев В. Т. Плавки металлов и сплавов во взвешенном состоянии. — М.: Металлургия, 1974.—176 с.
4. Гришин С. Д., Лесков Л. В. Индустриализация космоса: Проблемы, перспективы. — М.: Наука, 1987.—352 с.
5. Губарев В. Ф., Ладиков-Роев Ю. П., Паславский Е. С. Исследование устойчивости при двухчастотном удержании жидкого металла // Кибернетика и вычислительная техника.—1974.—Вып. 33.—С. 93—96.
6. Губарев В. Ф., Паславский Е. С. Подавление гидромагнитных неустойчивостей жидкого металла автоматически управляемым магнитным полем // Магнитная гидродинамика.—1973.—№ 4.—С. 45—54.
7. Губарев В. Ф., Паславский Е. С. Проблема удержания больших масс жидкого металла автоматически управляемым магнитным полем // Магнитная гидродинамика.—1973.—№ 2.—С. 105—110.
8. Дорошук В. Е. Кризисы теплообмена при кипении воды в трубах. — М.: Энергоиздат, 1983.—119 с.
9. Кирко И. М., Микельсон А. Э. Об устойчивости свободного парения жидкого металла в переменном магнитном поле // Вопросы магнитной гидродинамики и динамики плазмы.—1962.—Вып. 2.—С. 597—604.
10. Космическое материаловедение / Под ред. Б. Фоербахера. — М.: Мир, 1989.—478 с.
11. Кривонос Ю. Г., Паславский Е. С., Ткаченко В. А. Анализ области параметров устойчивого удержания жидких проводников магнитным полем // Управление объектами с распределенными параметрами. — Киев: Ин-т кибернетики АН УССР, 1987.—С. 47—52.
12. Ладиков Ю. П. Стабилизация процессов в сплошных средах. — М.: Наука, 1978.—432 с.
13. Ладиков Ю. П., Ткаченко В. Ф. Гидродинамические неустойчивости в металлургических процессах. — М.: Наука, 1983.—248 с.
14. Паславский Е. С. Стабилизация и удержание жидких металлов магнитным полем // Распределенное управление процессами в сплошных средах. — Киев: ИК АН Украины, 1969.—С. 43—57.
15. Паславский Е. С., Кривонос Ю. Г., Самойленко Ю. И. и др. Способ бесконтактного удержания жидких проводников

- // Патент № 1700774 на изобретение, зарегистрированный 13.10.93 г. в Роспатенте.
16. Паславский Е. С., Самойленко Ю. И. Применение распределенной системы автоматического регулирования для стабилизации плазменных объектов // ЖТФ.—1967.—37, № 5.—С. 983—985.
 17. Паславский Е. С., Ткаченко В. А., Гуляницкий Э. И. и др. Устройство для бесконтактной плавки и очистки электропроводных материалов во взвешенном состоянии // А. с. № 1764189 A1 (SV). — Опубл. в Б. И.—1992.—№ 35.
 18. Фогель А. А. Индукционные методы удержания жидких металлов во взвешенном состоянии. — Л.: Машиностроение, 1979.—104 с.
 19. Фогель А. А., Найденов А. Ф., Сидорова Т. А. Трудности, возникающие при увеличении веса расплавляемого металла, удерживаемого во взвешенном в электромагнитном поле состоянии // Промышленное применение токов высокой чистоты. — Л.: Машиностроение, 1964.—Вып. 5.—С. 249—290.
 20. Okress E. C., Wroughton D. M., Comenetz G., et al.

Electromagnetic levitation of solid and molten metals // J. Appl. Phys.—1952.—23.—P. 545—552, 1413.

CONTROLLED LEVITATORS FOR SPACE TECHNOLOGIES

E. S. Paslavsky

We analyze the possibilities of using existing contactless, spatially distributed force effects on a working body (processed samples of materials) with the aim to equilibrate microgravitation. The electromagnetic induction force effect is shown to be the most promising in the levitators intended for special metallurgy. It is capable to provide in the most simple way the necessary functions of contactless containment, automatic control, and stabilization of the working body (sample). The parameters and working regimes of spaceborne levitators were approximately calculated. The main computed parameters of spaceborne levitators are compared to the actual parameters of ground-based levitators.

УДК 629.7.054

В. В. Каракун, В. Н. Мельник

Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут», Київ

О дополнительных погрешностях гироинтегратора линейных ускорений ракет-носителей, обусловленных дифракцией звуковых волн

Надійшла до редакції 08.02.01

Наведено аналіз та визначена природа виникнення додаткових похибок гіроскопічного інтегратора лінійних прискорень ракет-носіїв, що зумовлені дифракцією хвиль зовнішнього акустичного випромінювання на підвісі гіроскопа.

Значительная стартовая масса современных ракет-носителей требует наличия двигателей большой тяги, которые смогли бы обеспечить требуемое приращение скорости РН в единицу времени, а также осуществление всех предусмотренных программой полета маневров. Вместе с тем на границе струи, вытекающей из сопла двигателя со сверхзвуковой скоростью, обычно образуется зона турбулентного потока, которая генерирует в окружающую среду волны различной частоты. Интенсивность шума, создаваемого такой струей, пропорциональна ее средней скорости в степени 6—8.

Мощность акустического излучения, как известно, составляет 0.4—0.8 % механической мощности двигателей; увеличение тяги двигателей неизбежно приводит к увеличению суммарного уровня акустической нагрузки. В том случае, когда эти уровни достигают 150—160 дБ, воздействие звукового излучения начинает оказывать существенное влияние на режимы вибрации собственно корпусы ракеты, а также приборов командно-измерительного комплекса. Наличие волнового совпадения, либо пространственно-частотного резонанса, приведет к возникновению усталостных явлений в материале, появлению необратимых деформаций и трещин. В итоге акустическое воздействие может стать определяющим с точки зрения надежности бортовой аппаратуры и изделия в целом.

Для достижения ракетой-носителем заданной точки пространства необходимо, чтобы в конце активного участка полета, т. е. в момент отключения двигательных установок, вектор скорости ее центра масс имел требуемую величину и направление. Первая задача решается, как правило, с помощью гирокопического интегратора линейных ускорений.

Наличие перекрещивающихся осей карданового подвеса гирокопа при работе прибора в замкнутом реверберационном акустическом пространстве приводит к появлению особенностей функционирования, которые могут стать причиной дополнительной погрешности измерений.

Рассмотрим вначале подвес гирокопа как совокупность твердых, недеформируемых тел (рис. 1).

Под действием звуковой волны P , например плоской монохроматической, кожух с гиромотором будут испытывать возмущающее действие двух моментов — $M_1(P)$ и $M_2(P)$:

$$\begin{aligned} M_1(P) &= PS\cos(\mathbf{n}, \hat{\mathbf{O}}y)l_1, \\ M_2(P) &= PS\cos(\mathbf{n}, \hat{\mathbf{O}}x)l_2, \end{aligned} \quad (1)$$

где P — давление в падающей волне; S — площадь поверхности кожуха; l_1 , l_2 — расстояния от оси вращения до точки приложения равнодействующей сил акустического давления.

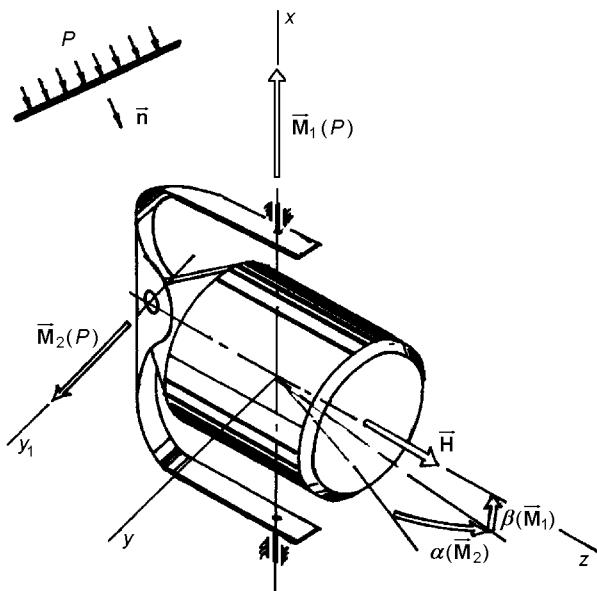


Рис. 1. Влияние звуковой волны на динамику гироинтегратора

Наличие возмущающего момента $\bar{M}_1(P)$ приводит к отклонению главной оси на угол $\beta(\bar{M}_1)$, нарушающему требование перпендикулярности оси фигуры и оси наружной рамки. Это, в свою очередь, приведет к искажению входного сигнала —

$$M(W) = -mlW \cos\beta,$$

где W — ускорение движения ракеты-носителя; l — расстояние от центра масс до оси подвеса кожуха, и следовательно, к появлению погрешности измерений.

Реализация в подвесе гироскопа перекрещивающихся осей приводит к тому, что кожух с гиromотором, по сути дела, является физическим маятником, подверженным действию волны давления. Причем наиболее опасной является ее антисимметричная составляющая

$$P_a = \frac{1}{2} (P_{10} + P_{20} - P_{30}) \exp(i\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}),$$

приводящая к раскачке относительно осей подвеса. Здесь P_{10} , P_{20} , P_{30} — соответственно давление в падающей, отраженной и прошедшей волнах; $\mathbf{k} = \mathbf{n} (\omega/c)$ — волновой вектор; c — скорость звука.

Проанализируем влияние упругих перемещений поверхности кожуха под действием акустической волны на возникновение дополнительной погрешности прибора. С этой целью представим его в виде

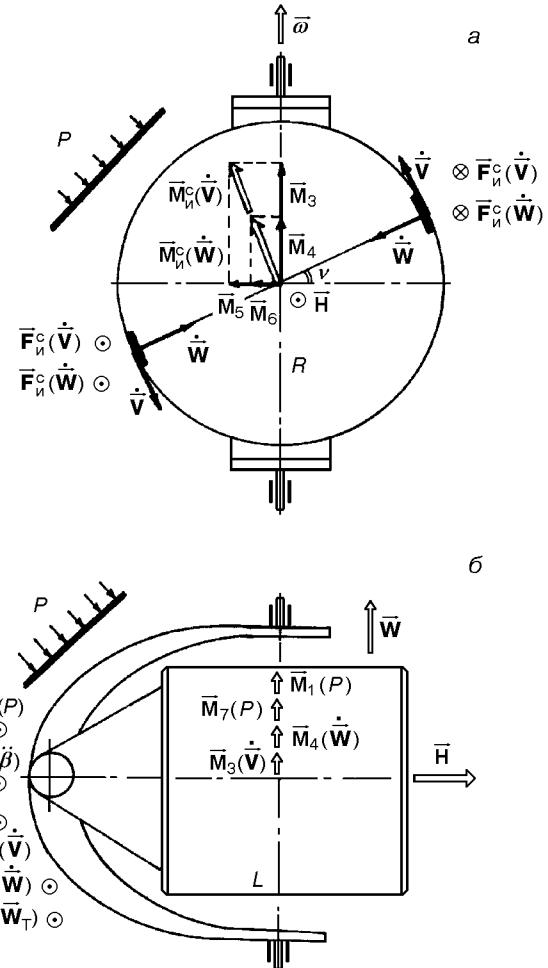


Рис. 2. Природа возникновения возмущающих моментов при дифракции звуковых волн на подвесе гироинтегратора

цилиндрической оболочки, соединенной шарнирно с двумя торцевыми крышками [1].

Цилиндрическая часть кожуха. Под действием звуковой волны ее поверхность получит упругие перемещения $V(t)$ и $W(t)$ в плоскости шпангоута (рис. 2). Перемещениями вдоль образующей цилиндра можно пренебречь. Тогда при угловом движении корпуса ракеты-носителя со скоростью ω элементы поверхности будут совершать сложное движение и испытывать действие сил инерции Кориолиса. Последние образуют пары сил с моментами $M_i^c(V)$ и $M_i^c(W)$, которые выступают возмущающими факторами для кожуха интегратора. Их составляющие дают возможность оценить механизм явления (рис. 2, б):

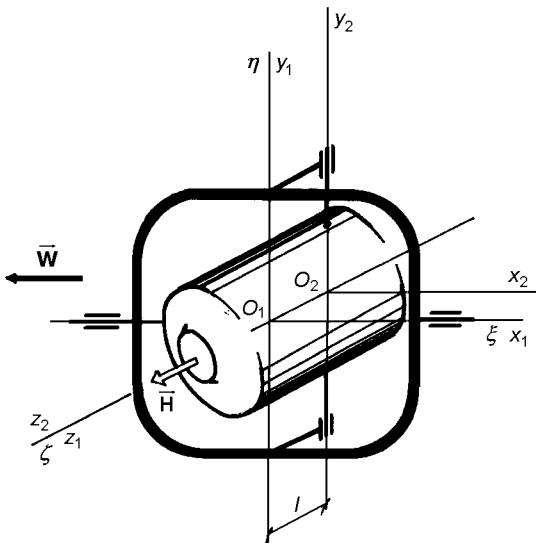


Рис. 3. К выводу уравнений движения гироинтегратора. Системы координатных осей, связанные с прибором и с ракетой-носителем

$$\begin{aligned} M_3(\dot{V}) &= \frac{2A}{R} \omega \dot{V}(t), \\ M_4(\dot{W}) &= \frac{2A\pi}{R} \omega \dot{W}(t), \\ M_5(\dot{V}) &= \frac{2B\pi}{R} \omega \dot{V}(t), \\ M_6(\dot{W}) &= \frac{2B}{R} \omega \dot{W}(t), \end{aligned} \quad (2)$$

где A, B — моменты инерции кожуха. Таким образом, моменты $M_3(\dot{V}), M_4(\dot{W})$ вызовут прецессию гироскопа относительно оси привеса кожуха, а моменты $M_5(\dot{V}), M_6(\dot{W})$ — относительно наружной рамки. Последние внесут искажение в выходной сигнал непосредственно, вторые — опосредованно, нарушая перпендикулярность оси чувствительности и оси фигуры. В свою очередь, акустическая вибрация крышек кожуха в направлении их нормали приведет к появлению возмущающего момента $M_7(P)$ [1]:

$$M_7(P) = 2m_T L \omega \dot{W}_T(t) \sin(\omega, \hat{\dot{W}}(t)), \quad (3)$$

где m_T — масса крышки; $\dot{W}_T(t)$ — скорость ее изгибного движения.

Для вывода уравнений движения гироинтегратора жестко связем с корпусом ракеты систему координат $O_1\xi\eta\zeta$ и будем считать ее опорной. Начало O_1 будет совмещено совместим с центром масс прибора. Ось $O_1\xi$ направлена вдоль оси наружной

рамки, параллельно продольной оси РН — к обтекателю, ось $O_1\zeta$ совмещена с главной осью гироскопа, параллельно поперечной оси, расположенной в плоскости шпангоута, ось $O_1\eta$ — перпендикулярно к первым двум (рис. 3). Оси ξ, η, ζ образуют правую систему координат.

С наружной рамкой связем координатную систему $O_1x_1y_1z_1$. Ось O_1x_1 совместим с осью $O_1\xi$, ось O_1y_1 направим параллельно оси кожуха гироскопа, ось O_1z_1 — перпендикулярно к плоскости наружной рамки, чтобы образовать правую систему координат.

С кожухом жестко связем систему координатных осей $O_2x_2y_2z_2$. Ось O_2y_2 совместим с осью поворота внутренней рамки, ось O_2z_2 совместим с осью фигуры. Начало координат O_2 расположим на оси подвеса кожуха. Таким образом, эта точка отстоит от точки O_1 на расстоянии l вдоль оси O_1z_1 .

Оси Резаля — $Oxyz$ — направим параллельно осям $O_2x_2y_2z_2$, а начало, точку O , совместим с центром масс G гиromотора.

Такая ориентация осей принята в случае использования прибора для измерения продольной составляющей скорости движения ракеты-носителя.

Положение ротора гироскопа относительно корпуса РН будет задаваться с помощью углов α, β, γ (α — угол поворота наружной рамки относительно корпуса ракеты, β — угол поворота кожуха относительно своей оси, γ — угол поворота ротора относительно кожуха прибора). Для вывода уравнений движения интегратора воспользуемся уравнениями Лагранжа II рода, выбрав в качестве обобщенных координат углы α, β и γ :

$$\frac{d}{dt} \frac{dT}{dq_j} - \frac{dT}{dq_j} = Q_j.$$

Ввиду наличия в подвесе перекрещивающихся осей, кинетическую энергию гиromотора ищем в виде суммы кинетической энергии поступательного движения центра масс прибора T_1 и кинетической энергии вращательного движения гироскопа T_2 вокруг центра масс РН и центра масс гироскопа:

$$T = T_1 + T_2.$$

Полагая, что масса гиromотора равна m , а абсолютная линейная скорость его центра масс — V , кинетическую энергию T_1 определим формулой

$$T_1 = \frac{1}{2} m V^2,$$

где

$$V = V_0 + \omega \times \rho_1 + (\omega + \dot{\alpha}) \times \rho_2 + (\omega + \dot{\alpha} + \dot{\beta}) \times \rho_3; \quad (4)$$

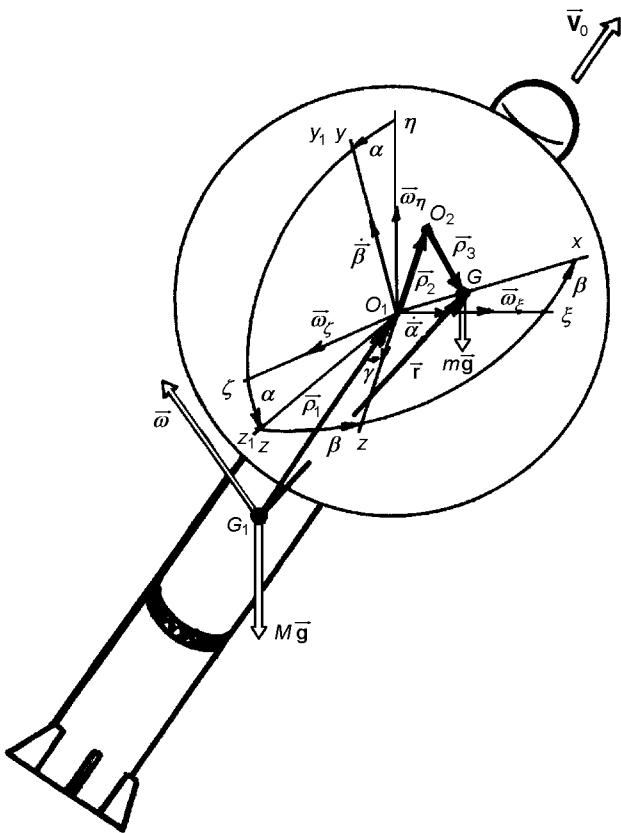


Рис. 4. Кинематическая схема гирионтегратора на ракете-носителе

Таблица направляющих косинусов

	x	y	z
ξ	$\cos\beta$	0	$\sin\beta$
η	$\sin\alpha\sin\beta$	$\cos\alpha$	$-\sin\alpha\cos\beta$
ζ	$-\cos\alpha\sin\beta$	$\sin\alpha$	$\cos\alpha\cos\beta$

в случае совпадения точки пересечения осей подвеса и центра масс гиromотора третье и четвертое слагаемые исчезают; V_0 — скорость поступательного движения центра масс ракеты-носителя; ω — угловая скорость поворота РН относительно своего центра масс; ρ_1 — радиус-вектор, соединяющий точку O_1 с центром масс ракеты; ρ_2 — радиус-вектор, определяющий положение точки O_2 относительно O_1 ; ρ_3 — радиус-вектор, определяющий положение центра масс ротора относительно O_2 ; $\dot{\alpha}$, $\dot{\beta}$ — угловые скорости поворота гироскопа вокруг осей наружной и внутренней рамок соответственно (рис. 4).

Угловая скорость корпуса ракеты-носителя ω может быть представлена через проекции на оси системы координат $O_1\xi\eta\zeta$, жестко связанные с носителем, т. е. в виде составляющих ω_ξ , ω_η и ω_ζ . Чтобы найти проекции этих величин на оси Резаля, удобно воспользоваться таблицей направляющих косинусов (рис. 4).

С целью упрощения дальнейших математических преобразований считаем подвижную часть прибора лишенной технологического дебаланса. Кроме того, предполагаем, что при $\beta = 0$ (взаимной перпендикулярности оси фигуры и выходной оси) центр масс системы ротор—корпус—наружная рамка находится на главной оси, но смешен относительно оси привеса кожуха на величину l вдоль этой оси.

Принятые предположения позволяют утверждать, что

$$\begin{aligned} \rho_{3x} &= \rho_{3y} = 0, & \rho_{3z} &= 1, \\ p_{2x} &= l\sin\beta, & p_{2y} &= 0, & \rho_{2z} &= -l\cos\beta. \end{aligned} \quad (5)$$

В предположении малости величин ω_ξ , ω_η и ω_ζ , а также угла β , можно провести линеаризацию и окончательно записать кинетическую энергию T_1 в виде

$$\begin{aligned} T_1 = \frac{1}{2} m \{ &V_{01}^2 + \dot{\beta}^2 l^2 + 2\dot{\beta}l \times \\ &\times [V_{G\xi}\cos\beta + V_{G\eta}\sin\alpha\sin\beta - V_{G\xi}\cos\alpha\sin\beta + \\ &+ (\omega_\eta\rho_{1\xi} - \omega_\xi\rho_{1\eta})\cos\beta + (\omega_\xi\sin\alpha + \omega_\eta\cos\alpha)\rho_{1\xi}\sin\beta - \\ &- (\rho_{1\xi}\sin\alpha + \rho_{1\eta}\cos\alpha)\omega_\xi\sin\beta] \}, \end{aligned} \quad (6)$$

где величина V_{01} не зависит от углов α и β .

Вычислим кинетическую энергию T_2 . Оси Резаля совершают два вращательных движения — переносное вместе с кожухом ракеты, т. е. вместе с осями $O_1\xi\eta\zeta$ относительно корпуса ракеты. Первое определяется угловыми скоростями ω_ξ , ω_η и ω_ζ , второе — $\dot{\alpha}$ и $\dot{\beta}$ (рис. 4). Тогда

$$T_2 = \frac{1}{2} (A_0 p^2 + B_0 q^2 + C_0 r^2), \quad (7)$$

где A_0 , B_0 , C_0 — главные центральные моменты инерции гироскопа относительно осей x , y , z , а p , q , r — проекции абсолютной угловой скорости гироскопа на оси Резаля:

$$\begin{aligned} p &= (\dot{\alpha} + \omega_\xi)\cos\beta + \omega_\eta\sin\alpha\sin\beta - \omega_\xi\cos\alpha\sin\beta, \\ q &= \dot{\beta} + \omega_\eta\cos\alpha + \omega_\xi\sin\alpha, \\ r &= \dot{\gamma} + (\dot{\alpha} + \omega_\xi)\sin\beta - \omega_\eta\sin\alpha\cos\beta + \omega_\xi\cos\alpha\cos\beta. \end{aligned} \quad (8)$$

В окончательном виде полная кинетическая энергия теперь может быть определена, и в соот-

ветствии с уравнениями Лагранжа II рода уравнения гироинтегратора примут вид

$$\begin{aligned} A_0(\ddot{\alpha} + \dot{\omega}_\xi) + H\dot{\beta} + H(\omega_\eta \cos\alpha + \omega_\xi \sin\alpha) &= M_{X_1}, \\ (B_0 + ml^2)\ddot{\beta} + (B_0 + ml\rho_{1\xi}\beta)(\dot{\omega}_\eta \cos\alpha + \dot{\omega}_\xi \sin\alpha) + \\ + ml(\dot{\omega}_\eta \rho_{1\xi} - \dot{\omega}_\xi \rho_{1\eta}) + \\ + ml(\dot{V}_{G\xi} + \dot{V}_{G\eta} \beta \sin\alpha - \dot{V}_{G\xi} \beta \cos\alpha) - \\ - H(\dot{\alpha} + \omega_\xi) &= M_{Y_2}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} C_0[\dot{\gamma} + (\dot{\alpha} + \omega_\xi) \sin\beta - \omega_\eta \sin\alpha \cos\beta + \omega_\xi \cos\alpha \cos\beta] = \\ = H = \text{const}. \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь приняты малыми величины α , $\dot{\alpha}$, β , $\dot{\beta}$, ω_ξ , ω_η и ω_ξ по сравнению с $\dot{\gamma}$, а величины $\dot{V}_{G\eta}$ и $\dot{V}_{G\xi}$ — по сравнению с продольной скоростью V_0 ;

$$\begin{aligned} M_{X_1} &= M_{X_1}(mg) + M_{tpX} + M_{kop} + M_{X_1}^{ak}, \\ M_{Y_2} &= M_{Y_2}(mg) + M_{tpY} + M_{Y_2}^{ak}, \end{aligned} \quad (10)$$

M_{X_1} , M_{Y_2} — моменты внешних сил, действующие относительно осей подвеса, $M(mg)$ — момент силы веса гироскопа, M_{tp} — момент сил сухого трения, M_{kop} — коррекционный момент, обеспечивающий перпендикулярность оси фигуры и оси наружной рамки; $M_{X_1}^{ak}$, $M_{Y_2}^{ak}$ — дополнительные моменты от действия звукового излучения:

$$\begin{aligned} M_{X_1}^{ak} &= M_1(P) + M_3(\dot{V}) + M_4(\dot{W}) + M_7(P), \\ M_{Y_2}^{ak} &= M_2(P) + M_5(\dot{V}) + M_6(\dot{W}) + M_8(W_T). \end{aligned} \quad (11)$$

Проанализируем дополнительную погрешность прибора, вызванную акустическим воздействием.

Погрешность, обусловленная парусностью кожуха (геометрической асимметрией) относительно его оси привеса, в единицах выходной величины определяется соотношением

$$\begin{aligned} \Delta(P) &= (ml)^{-1} \int_0^t [\rho_{2z_2}(P)PS \cos(\mathbf{n}, \hat{O}_2 x_2) - \\ &- \rho_{2x_2}(P)PS \cos(\mathbf{n}, \hat{O}_2 z_2)] d\tau = \\ &= (ml)^{-1} \int_0^t [\rho_{2z_2}(P) \cos(\mathbf{n}, \hat{O}_2 x_2) - \\ &- \rho_{2x_2}(P) \cos(\mathbf{n}, \hat{O}_2 z_2)] SP_0 \exp(i\omega\tau - \mathbf{k} \cdot \rho_2) d\tau, \end{aligned} \quad (12)$$

где $\rho_2(P)$ — радиус-вектор точки приложения равнодействующей сил акустического давления, P_0 — звуковое давление, S — площадь поверхности кожуха.

Приведенная относительная погрешность гироин-

тегратора имеет вид

$$\delta(P) = V_{G\xi\max}^{-1} P_0 \int_0^t S [\rho_{2z_2}(P) \cos(\mathbf{n}, \hat{O}_2 x_2) - \\ - \rho_{2x_2}(P) \cos(\mathbf{n}, \hat{O}_2 z_2)] \exp(i\omega\tau - \mathbf{k} \cdot \rho_2) d\tau. \quad (13)$$

Аналогично вычисляются другие погрешности, обусловленные звуковым воздействием. Погрешность, обусловленная упругими касательными перемещениями $V(\tau)$ цилиндрической части кожуха под действием акустической волны:

$$\Delta(\dot{V}) = (Rml)^{-1} 2\pi B_1 \int_0^t \dot{V}(\tau) (\omega_\xi + \omega_\eta) d\tau, \quad (14)$$

$$\delta(\dot{V}) = (RV_{G\xi\max})^{-1} 2\pi B_1 \int_0^t \dot{V}(\tau) (\omega_\xi + \omega_\eta) d\tau,$$

радиальными $W(\tau)$ перемещениями:

$$\Delta(\dot{W}) = (Rml)^{-1} 2B_1 \int_0^t \dot{W}(\tau) (\omega_\xi + \omega_\eta) d\tau, \quad (15)$$

$$\delta(\dot{W}) = (RV_{G\xi\max})^{-1} 2B_1 \int_0^t \dot{W}(\tau) (\omega_\xi + \omega_\eta) d\tau,$$

акустической вибрацией крышек кожуха гироскопа:

$$\Delta(W_T) = (ml)^{-1} \int_0^t M_8(W_T) d\tau, \quad (16)$$

$$\delta(W_T) = (V_{G\xi\max})^{-1} \int_0^t M_8(W_T) d\tau,$$

где [1]:

$$V(\tau) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} V_{mn} \exp(im\beta) \sin \frac{n\pi x}{L},$$

$$W(\tau) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} W_{mn} \exp(im\beta) \sin \frac{n\pi x}{L},$$

$$\dot{V}(\tau) = i\omega V(\tau), \quad \dot{W}(\tau) = i\omega W(\tau),$$

$$V_{mn} = -im \frac{F_{mn}}{\Delta_{mn}},$$

$$W_{mn} = \left[\omega^2 \rho - m^2 - \frac{1-\sigma}{2} \left(\frac{n\pi}{h} \right)^2 \right] \frac{F_{mn}}{\Delta_{mn}},$$

$$F_{mn} = P_0 l_{mn} \exp(i\omega\tau),$$

$$l_{mn} = l_{mn}(k, m, n, R, L, \tau),$$

$$W_T = W_{T0} \exp(i\omega\tau),$$

$$W_{T0} = c^j, \quad j = 1, 2, \dots, 6,$$

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

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

$$C = (c^1, c^2, \dots, c^N)^T = G^{-1}F = P_0 \frac{R_i^4}{64D} \times$$

$$\times \begin{vmatrix} 4 & 0 & 0 & 5 & 5 & 0 \\ 0 & 9 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 9 & 0 & 0 & 0 \\ 5 & 0 & 0 & 19 & 7 & 0 \\ 5 & 0 & 0 & 7 & 19 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}^{-1} \cdot \begin{vmatrix} 4 - 2\left(\frac{\lambda}{2}\right)^2 \\ i6\frac{\lambda}{2}\cos\epsilon \\ -i6\frac{\lambda}{2}\sin\epsilon \\ 5 - 8\left(\frac{\lambda}{2}\right)^2\cos^2\epsilon \\ 5 - 8\left(\frac{\lambda}{2}\right)^2\sin^2\epsilon \\ 2\left(\frac{\lambda}{2}\right)^2\sin2\epsilon \end{vmatrix}^{-1},$$

$D = \frac{Eh}{12(1-\sigma)}$ — цилиндрическая жесткость крышки кожуха, $(\lambda/2)^2 \ll 1$, ϵ_1, ϵ_2 — константы.

Формулы (12)–(16) позволяют провести количественный и качественный анализ каждой дополнительной акустической погрешности прибора. Для этого необходимо прежде всего установить закономерности упругого перемещения поверхности кожуха в акустических полях. Закон углового движения ракеты-носителя относительно продольной оси ξ и поперечной η целесообразно задать реализациами натурных испытаний конкретных изделий.

В стороне остался вопрос влияния акустического излучения на параметры автоколебаний в системе коррекции по углу β перпендикулярности оси фигуры и выходной оси прибора. Эта задача представляет самостоятельный интерес и может быть решена для различных видов нелинейности, в том числе содержащих петли гистерезиса.

В заключение отметим, что полученные соотношения позволяют оценить степень влияния разброса значений параметров прибора на погрешность измерений, а также возникающие дополнительные девиации в акустических полях.

1. Многомерные задачи нестационарной упругости подвеса поплавкового гироскопа / В. В. Каракун., В. Г. Лозовик, Е. Р. Потапова, В. Н. Мельник / Под ред. В. В. Каракуна. — Киев: Корнейчук, 2000.—128 с.

ADDITIONAL ERRORS OF A GYROSCOPIC INTEGRATOR OF LINEAR LAUNCHER ACCELERATIONS CAUSED BY THE DIFFRACTION OF SOUND WAVES

V. V. Karachun and V. N. Melnik

We analyse the nature of the additional errors of the gyroscopic integrator of linear launcher accelerations which are due to the diffraction of external acoustic radiation waves on the gyro.

УДК 621.396.67

В. Н. Харченко, А. А. Лаврут

Харківський військовий університет

Особенности спутниковых энергетического расчета радиолиний

Надійшла до редакції 23.11.00

Пропонується справочна математична модель діаграми напрямленості антени бортового ретранслятора космічного апарату зв'язку з еліптичним перерізом головної пелюстки.

Для выполнения энергетического расчета спутниковых радиолиний и оценки их помехозащищенности необходимо знать форму диаграммы направленности (ДН) антенны бортового ретранслятора космического аппарата связи. Как правило, точных данных нет, и при расчетах используются математические модели ДН.

В рекомендациях МКР [2] приведена справочная (приближенная) математическая модель ДН, имеющая вид

$$G(\varphi) = \begin{cases} G_m - 3 \frac{\varphi^2}{\varphi_0^2} & \text{при } 0 \leq \varphi \leq a\varphi_0, \\ G_m + L_s & \text{при } a\varphi_0 < \varphi \leq b\varphi_0, \\ G_m + L_s + 20 - 25 \lg \frac{\varphi}{\varphi_0} & \text{при } b\varphi_0 < \varphi < \varphi_1, \\ 0 & \text{при } \varphi \geq \varphi_1, \end{cases} \quad (1)$$

где

$$G_m = 44.44 - 20 \lg \varphi_0$$

— максимальное усиление антены в направлении оси главного лепестка ДН, дБ; φ_0 , град — ширина главного лепестка ДН на уровне -3 дБ; φ — угол между направлением главного излучения антены бортового ретранслятора и направлением на земную станцию; φ_1 — значение угла, при котором третье выражение в (1) обращается в нуль:

$$\varphi_1 = 10^{G_m + L_s + 20 + 25 \lg \varphi_0};$$

L_s , дБ — относительный уровень максимального бокового лепестка ДН, зависимость значений которого от коэффициентов a и b приведены в таблице.

Зависимость значений относительного уровня максимального бокового лепестка ДН от коэффициентов a и b .

L_s	a	b
-20	2.58	6.32
-25	2.88	6.32
-30	3.16	6.32

Однако выражение (1) может быть использовано только для антенн с осесимметричной ДН, что является существенным ограничением, поскольку в ряде систем спутниковой связи («Intelsat», TDF, «Italsat») используются бортовые антенны как с круговым, так и с эллиптическим сечением ДН основного лепестка [3]. Для инженерных расчетов предлагается справочная математическая модель диаграммы направленности, которая в общем виде представлена выражением

$$G(\varphi, \sigma) = G_{\max} F^2 U \sqrt{\cos^2 \sigma + K \sin^2 \sigma}, \quad (2)$$

где

$$U = \frac{\pi D}{\lambda} \sin \varphi, \quad K = \beta / \alpha,$$

$$G_{\max} = 44.44 - 10 \lg \alpha - 10 \lg \beta, \quad (3)$$

α и β — оси эллипса сечения главного лепестка ДН, выраженные в градусах; D — диаметр антены

бортового ретранслятора в метрах; σ — угол, характеризующий наклон главной оси эллипса относительно параллели.

Для антенны с равномерным распределением поля в раскрыве выражение для ДН преобразуется к виду

$$G(\varphi, \sigma) = G_{\max} \left[\frac{2I_1 \left(\frac{\pi D}{\lambda} \sin \varphi \sqrt{\cos^2 \sigma + K^2 \sin^2 \sigma} \right)}{\frac{\pi D}{\lambda} \sin \varphi \sqrt{\cos^2 \sigma + K^2 \sin^2 \sigma}} \right]^2, \quad (4)$$

где $I_1(x)$ — функция Бесселя первого порядка. Вычисление (4) может быть упрощено, если воспользоваться разложением в ряд отношения $I_1(x)/x$ [1] и ограничиться его первыми двумя членами, что вполне достаточно для инженерных расчетов. При этом получим

$$\frac{I_1(x)}{x} = 0.5 - 0.5625 \left(\frac{x}{3} \right)^2. \quad (5)$$

На основании выражений (4) и (5)

$$G(\varphi, \sigma) = G_{\max} [1 - 0.125x^2]^2,$$

где

$$x = \frac{1.52}{\sin \beta / 2} \sin \varphi \sqrt{\cos^2 \sigma + (\beta / \alpha)^2 \sin^2 \sigma}.$$

На основании приведенных формул может быть предложена следующая справочная диаграмма для бортовых антенн с эллиптическим сечением главного лепестка ДН [4]:

$$\begin{aligned} & G(\varphi, \omega, \Delta) = \\ & = G_m + 20 \lg \left[1 - \left(\frac{0.5374}{\sin \beta / 2} \sin \varphi \sqrt{\cos^2 \sigma + (\beta / \alpha)^2 \sin^2 \sigma} \right)^2 \right] \\ & \quad \text{при } 0 \leq \varphi \leq \varphi_0, \\ & = G_m + L_s \\ & \quad \text{при } \varphi_0 < \varphi \leq b\varphi_0, \\ & = G_m + L_s + 20 + 25 \lg \frac{\varphi}{\varphi_0} \\ & \quad \text{при } b\varphi_0 < \varphi < \varphi_1, \\ & = 0 \\ & \quad \text{при } \varphi \geq \varphi_1, \end{aligned}$$

где G_{\max} определяется выражением (3), $\sigma = \omega - \Delta$, Δ — угол наклона большой оси эллипса относительно параллели, $b = 6.32$ (таблица),

$$\varphi_0 = \arcsin \left\{ \frac{\sqrt{1 - 10^{-(G_m + L_s)/20}}}{\frac{0.5374}{\sin \beta / 2} \sin \varphi \sqrt{\cos^2 \sigma + (\beta / \alpha)^2 \sin^2 \sigma}} \right\};$$

угол ω между направлением на земную станцию и параллелью определяется выражениями

$$\begin{aligned} \omega &= \operatorname{arctg} \frac{\varphi - \varphi_u}{\psi - \psi_u} && \text{при } \varphi \geq \varphi_u \text{ и } \psi \geq \psi_u, \\ &= 90^\circ - \operatorname{arctg} \frac{\varphi - \varphi_u}{\psi - \psi_u} && \text{при } \varphi \geq \varphi_u \text{ и } \psi \ll \psi_u, \\ &= 180^\circ + \operatorname{arctg} \frac{\varphi - \varphi_u}{\psi - \psi_u} && \text{при } \varphi \ll \varphi_u \text{ и } \psi \ll \psi_u, \\ &= 270^\circ - \operatorname{arctg} \frac{\varphi - \varphi_u}{\psi - \psi_u} && \text{при } \varphi \ll \varphi_u \text{ и } \psi \gg \psi_u, \\ &= 0^\circ && \text{при } \varphi = \varphi_u \text{ и } \psi \geq \psi_u, \\ &= 180^\circ && \text{при } \varphi = \varphi_u \text{ и } \psi \ll \psi_u, \\ &= 90^\circ && \text{при } \varphi \gg \varphi_u \text{ и } \psi = \psi_u, \\ &= 270^\circ && \text{при } \varphi \ll \varphi_u \text{ и } \psi = \psi_u, \end{aligned}$$

где φ и ψ — географические координаты земной станции, φ_u и ψ_u — географические координаты точки прицеливания бортовой антенны.

Очевидно, что с помощью предложенной математической модели можно задавать диаграммы направленности антенн как с круговым, так и с эллиптическим сечением главного лепестка. Это делает ее более универсальной, что позволяет производить энергетические расчеты и оценивать помехозащищенность систем спутниковой связи, использующих различные типы бортовых антенн.

1. Пискунов Н. С. Дифференциальное и интегральное исчисление для ВУЗов: Учеб. пособие. — М: Наука, 1985.— 429 с.
2. Рекомендации и отчеты МККР. Том IV, часть 1. Фиксированная спутниковая служба. — Дубровник, 1986.— 560 с.
3. Техника электросвязи за рубежом: Справочник / Л. И. Яковлев, В. Д. Федоров, Г. В. Дедюкин, А. С. Немировский. — М.: Радио и связь, 1990.— 256 с.
4. Харченко В. Н., Лаврут А. А. Особенности оценки помехозащищенности спутниковых радиолиний // Інформаційно-керуючі системи на залізничному транспорті.— 2000.— № 4.— С. 96.

PECULIARITIES OF ENERGETICS CALCULATIONS FOR SATELLITE RADIO COMMUNICATION LINES

V. N. Kharchenko and A. A. Lavrut

We suggest a reference mathematical model for a directional antenna diagram of an onboard relay station of a space communication satellite with the elliptical cross section of the main lobe.

УДК 551.520.32

А. К. Федоренко¹, В. М. Івченко²

¹Інститут космічних досліджень НАНУ та НКАУ, Київ

²Київський національний університет ім. Тараса Шевченка

Поведінка атмосферної емісії O I λ 630.0 нм перед землетрусами

Надійшла до редакції 27.03.01

Проаналізовано поведінку атмосферної емісії O I λ 630.0 нм перед землетрусом та запропоновано підхід, за допомогою якого можна пояснити явище аномального послаблення інтенсивності даної лінії за кілька годин до початку землетрусу. У формуванні емісії ключову роль відіграють іонно-молекулярні реакції, швидкості яких різко залежать від іонної температури. Важливим механізмом нагрівання іонів можуть служити іоносферні електричні поля. При наявності електричних полів хімічні реакції прискорюються таким чином, що у підсумку продукування атомів O^{(1)D} та інтенсивність лінії O I λ 630.0 нм зменшуються.

ВСТУП

Власне випромінювання атмосфери дає можливість з наземних спостережень отримувати інформацію про її стан на різних висотах, що відповідають області локалізації емісії. Протягом десятків років за спостереженнями оптичних емісій атомів та молекул досліджуються вітри та поширення внутрішніх гравітаційних хвиль, визначається температура атмосфери. Останнім часом актуальність спостережень емісій атмосфери пов'язують з новими поглядами на природу літосферно-іоносферних зв'язків та розвитком ідей про іоносферні провісники землетрусів [6].

Систематичні спостереження Фішкової за інтенсивністю емісій атмосферного кисню показали, що за кілька годин перед землетрусом відносна інтенсивність лінії O I λ 630.0 нм зменшується на 15 %, а інтенсивність лінії O I λ 557.7 нм збільшується на 7 %, що не пов'язано з відомими регулярними варіаціями [12]. В роботі [11] проаналізовано систематичні спостереження дискретних форм полярних сяйв в районі бухти Тіксі з метою пошуку відгуку авроральної активності на близький землетрус. Отримано, що інтегральна яскравість дискретних форм полярних сяйв відчутно послаблюється у часовому інтервалі $T = -7^{\text{h}} \dots +22^{\text{h}}$ відносно сейсміч-

ної події. На думку авторів, цей ефект може бути пов'язаний із значним зменшенням електронної концентрації та електропровідності над областю епіцентр. Отримані результати здаються на перший погляд несподіваними, оскільки, як правило, збурення іоносфери супроводжуються підсиленням емісії.

Локалізація області формування емісії λ 630.0 нм в F-області та механізм збудження визначають її чутливість до таких збурень. В періоди геомагнітних збурень спостерігаються як приріст середніх інтенсивностей, так і короткоперіодичні коливання інтенсивності. Амплітуда короткоперіодичних коливань може навіть у кілька разів перевищувати інтенсивність емісії для спокійних умов [7].

ЗЕЛЕНА ЛІНІЯ O I λ 557.7 нм

Що стосується підсилення інтенсивності зеленої лінії O I λ 557.7 нм, то слід розділяти механізми, які відповідають за формування даної емісії на висотах Е- та F-областей іоносфери. За формування цієї лінії на висоті близько 100 км відповідають два механізми: механізм Чепмена (потрійне зіткнення атомів кисню) та механізм Барта. В результаті дисоціативної рекомбінації іонів O₂⁺ та NO⁺

додаткове збудження виникає на висотах F-шару іоносфери і не перевищує 10—20 релей (приблизно кілька процентів від середньої інтенсивності лінії). Відповідно до цього можна розглядати окрім два компоненти інтенсивності лінії ОІ λ 557.7 нм:

$$I_{557.7 \text{ нм}} = I_1 + I_2, \quad (1)$$

де компонент I_1 формується на висоті порядку 100 км за допомогою механізмів Чепмена та Барта, а компонент I_2 — на рівні F-шару іоносфери в результаті дисоціативної рекомбінації. Внесок компонента I_2 в інтенсивність лінії зростатиме в області високих широт, особливо під час вторгнень потоків електронів за рахунок додаткового утворення іонів O_2^+ в результаті ударної іонізації. Дослідження контурів лінії ОІ λ 557.7 нм під час полярних сяйв у Якутську дійсно показали короткочасні розширення контура внаслідок додатково збуджених атомів $O(^1S)$ в результаті дисоціативної рекомбінації [4]. Компонента I_2 має вести себе подібно до червоної лінії, оскільки механізм формування аналогічний (дисоціативна рекомбінація). На середніх широтах спостерігається підсилення зеленої лінії перед землетрусами згідно з даними Фішкової, яке швидше за все обумовлене підсиленням компонента I_1 , що може бути пов'язане із змінами переважно в нейтральній атмосфері (збільшення температури, посилення турбулентності, зміни концентрації нейтралів). Ймовірне ж послаблення компонента I_2 по аналогії з червоною лінією не буде відчутним на фоні збільшення інтенсивності домінуючого компонента I_1 .

ІОНОСФЕРНІ ПРОВІСНИКИ ЗЕМЛЕТРУСІВ

Окрім варіацій в емісіях, в період підготовки землетрусу, спостерігаються зміни цілого ряду параметрів іоносфери, які отримали називу іоносферних провісників землетрусів [6]. Це — зміни критичних частот і профілів електронної концентрації в Е-та F-областях іоносфери, утворення спорадичного Е-шару, дифузності в F-шарі та інші явища, які свідчать про певну перебудову іоносфери, обумовлену сейсмічною активністю. Збурення іоносфери сейсмічної природи, як правило, мають малу амплітуду, проте достатні для реєстрації за допомогою сучасних приладів в наземних спостереженнях чи з борту супутника. Спостережувані ефекти може обумовлювати електричне поле сейсмічного походження, яке частково проникає на висоти іоносфери і обумовлює цілий комплекс явищ. За оцінками [2] величини полів у нижній іоносфері можуть станови

вити 10—100 мВ/м, проте питання про механізм проникнення електричного поля на висоти F-області залишається відкритим. Розрахунки для так званого електростатичного каналу літосферно-іоносферного зв'язку показали, що при безпосередньому проникненні електричного поля від літосфери до іоносфери воно має послаблюватись на 5-6 порядків. Щоб ефект був відчутним, необхідні надзвичайно великі напруженості полів у літосфери [5]. Проте є експериментальні результати, які свідчать про наявність аномальних електричних полів в іоносфері над областю підготовки землетрусу. Так, в роботі [8] при вивчені квазісталіх електричних полів над районами землетрусів з борту ШСЗ «Інтеркосмос—Болгарія-1300» були зафіксовані у двох зонах над епіцентром і в магніто-спряженій області величини полів біля 3—7 мВ/м на висоті близько 800 км.

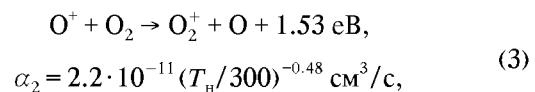
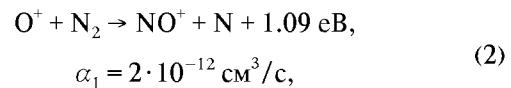
Критичний аналіз сучасних теоретичних механізмів літосферно-іоносферного зв'язку проведено в роботі [3].

МЕХАНІЗМ ФОРМУВАННЯ ЕМІСІЇ ОІ λ 630.0 нм

Розглянемо механізм формування лінії ОІ λ 630.0 нм. Лінія утворюється внаслідок радіаційного переходу $O(^1D) \rightarrow O(^3P) + h\nu$ (630.0 нм). Тобто, щоб виникла емісія, необхідний з одного боку механізм, який би забезпечував продукцію атомів $O(^1D)$, а з другого боку повинні виконуватись умови, за яких даний переход відбувається.

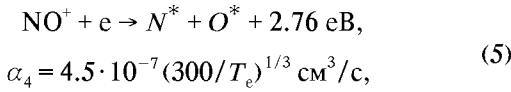
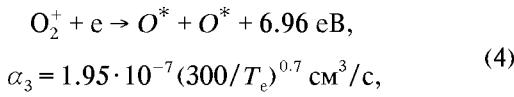
На висотах F-області іоносфери домінуючим іоном у звичайних умовах є O^+ , який утворюється під час фотоіонізації атомарного кисню. В збурених умовах, наприклад під час магнітних бурь, може значно збільшитись концентрація молекулярних іонів. Так, згідно з даними спостережень [14], на висоті близько 220—240 км концентрація $[NO^+]$ збільшувалась удвічі, а $[O_2^+]$ — на 80 %. У високоширотній іоносфері, наприклад в області аврорального овалу, іон NO^+ може стати навіть домінуючим.

В іоносфері при участі основних складових інтенсивно відбуваються процеси іонно-молекулярного обміну в напрямку утворення продуктів з нижчим потенціалом іонізації:



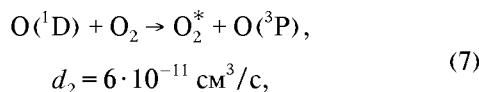
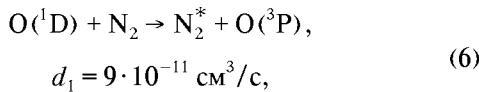
де α_1, α_2 — коефіцієнти швидкостей реакцій, T_n — температура нейтралів.

Молекулярні іони в свою чергу рекомбінують з електронами, розпадаючись на два атоми, які можуть бути збуджені на різні енергетичні рівні:



де α_3, α_4 — коефіцієнти швидкостей реакцій, T_e — електронна температура.

У правій частині (4) можливі комбінації $O(^3P) + O(^3P)$, $O(^3P) + O(^1S)$, $O(^1D) + O(^1D)$, $O(^1D) + O(^1S)$. В результаті процесу (5) можливі $N(^4S) + O(^1D)$, $N(^2D) + O(^3P)$, проте, як встановлено у [10], для комбінації $N(^4S) + O(^1D)$ не виконується закон збереження спіну, тому вважають, що саме процес (4) визначає швидкість збудження емісії О I $\lambda 630.0$ нм у F-області іоносфери. Тобто, основний вклад у формування емісії в середніх широтах та незбурених умовах вносить дисоціативна рекомбінація іонів O_2^+ . Збуджені атоми $O(^1D)$ деактивуються в зіткненнях переважно з молекулами N_2 та O_2 :



де d_1, d_2 — коефіцієнти деактивації відповідно молекулами N_2 та O_2 . Реакції (6) і (7) визначають втрати атомів $O(^1D)$ без випромінювання кванта. В результаті різкого збільшення концентрації нейтралів із зменшенням висоти різко зменшується і інтенсивність емісії О I $\lambda 630.0$ нм. На висоті близько 100 км час життя атомів $O(^1D)$ відносно зіткнень становить менше 0.01 с, тоді як фотохімічний час життя 110 с. Тому, хоча на цій висоті інтенсивно випромінює зелена лінія $\lambda 557.7$ нм, і в кожному акті цього процесу утворюється атом $O(^1D)$, інтенсивність червоної лінії зникає мала.

Записавши рівняння неперервності для атомів $O(^1D)$, отримаємо наближену формулу для обчислення об'ємної інтенсивності i_v лінії О I $\lambda 630.0$ нм за умови фотохімічної рівноваги:

$$\frac{\partial [O(^1D)]}{\partial t} = \dots \quad (8)$$

$$= \alpha_2 \cdot [O^+] \cdot [O_2] - d \cdot [O(^1D)] - A_D \cdot [O(^1D)] = 0,$$

звідки

$$\begin{aligned} [O(^1D)] &= \frac{\alpha_2 \cdot [O^+] \cdot [O_2]}{d + A_D}, \\ i_v &= A_D \cdot [O(^1D)] = \frac{\alpha_2 \cdot [O^+] \cdot [O_2]}{1 + d/A_D}, \end{aligned} \quad (9)$$

де α_2 -коефіцієнт швидкості реакції (3), $A_D = 0.009 \text{ с}^{-1}$ (повна ймовірність переходу з рівня 1D); $d = d_1 \cdot [N_2] + d_2 \cdot [O_2]$ — коефіцієнт деактивації $O(^1D)$ -атомів молекулами N_2 та O_2 ; $[O^+]$, $[O_2]$, $[N_2]$ — концентрації речовин. Поступуючи fotoхімічну рівновагу, ми знахтували вкладом дифузії. Як показано в роботі [13], для збуджених атомів кисню $O(^1D)$ дифузією можна знахтувати, оскільки вертикальне зміщення Δh внаслідок дифузії протягом fotoхімічного часу життя атома $\tau = 110$ с набагато менше за шкалу висот H . Відношення $\Delta h/H \approx 0.03$ на висоті максимальної концентрації. Ефект дифузії проявиться у незначному зменшенні інтенсивності лінії, якщо атоми $O(^1D)$ дифундують вниз в область активної деактивації.

ВПЛИВ ЕЛЕКТРИЧНОГО ПОЛЯ НА ІНТЕНСИВНІСТЬ ЛІНІЇ О I $\lambda 630.0$

Коефіцієнти швидкостей іонно-молекулярних реакцій (2), (3) швидко збільшуються із збільшенням енергії іонів [15]. У F-області іоносфери швидкість обміну енергією між іонами та нейтралами за рахунок великих частот зіткнень та зрівняння мас набагато перевищує швидкість обміну енергією між електронами та іонами. Тому наявність електронного газу практично не впливає на температуру іонів T_{ion} , і для нагрівання іонів велике значення можуть мати електричні поля. Вплив E_\perp на структуру іоносфери стає відчутним вже при відносно слабких полях (порядку кількох мВ/м) [15]. Цей вплив проявляє себе у першу чергу через збільшення швидкості іонно-молекулярних реакцій. Швидкість процесів (2), (3) зростає, по-перше, через збільшення T_{ion} , а по-друге — через збільшення відносної швидкості іонів та нейтралів. При наявності поля швидкості реакцій (2), (3) збільшуються. Як наслідок, збільшуються концентрації O_2^+ , NO^+ , а згідно з (4), (5) — і кількість атомів $O(^1D)$. На перший погляд здається, що інтенсивність емісії

повинна зростати при наявності електричного поля внаслідок збільшення швидкостей хімічних реакцій.

Згідно з даними лабораторних вимірювань [13] коефіцієнти швидкостей реакцій $\alpha_2(O^+ + O_2)$ та $\alpha_1(O^+ + N_2)$ можна подати у вигляді

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= 1.2 \cdot 10^{-12} (300/T_{\text{еф}}), & T_{\text{еф}} < 750 \text{ K}, \\ \alpha_1 &= 8.0 \cdot 10^{-14} (T_{\text{еф}}/300)^2, & T_{\text{еф}} > 750 \text{ K}, \\ \alpha_2 &= 2 \cdot 10^{-11} (300/T_{\text{еф}})^{0.4}, & T_{\text{еф}} < 1800 \text{ K}, \\ \alpha_2 &= 1.2 \cdot 10^{-12} (300/T_{\text{еф}}), & T_{\text{еф}} > 1800 \text{ K}, \end{aligned} \quad (10)$$

де $T_{\text{еф}} = T_n + 0.329E_\perp$, $h > 200$ км, T_n — температура нейтралів,

Згідно з формулами (10) при збільшенні поля від 0 до 50 мВ/м коефіцієнт α_2 залишається практично незмінним і має значення порядку $10^{-11} \text{ см}^3/\text{с}$, а при полях більших за 50 мВ/м він відчутно збільшується. Коефіцієнт α_1 при $E_\perp = 0$ має значення порядку $10^{-12} \text{ см}^3/\text{с}$ і зростає неперервно із збільшенням напруженості поля. При $E_\perp \approx 175$ мВ/м (такі потужні поля інколи спостерігаються у високоширотній атмосфері) коефіцієнти α_1 і α_2 одного порядку, а при подальшому зростанні поля $\alpha_1 > \alpha_2$. В результаті цього концентрація іонів O^+ зменшуватиметься, а NO^+ — зростатиме. Саме впливом поля пояснюють аномально високі концентрації NO^+ у високих широтах, які спостерігались під час ракетних вимірювань.

За умови фотохімічної рівноваги з урахуванням реакцій (2)–(5) можна записати

$$(Q + q) \cdot [O] = \alpha_1 [O^+] \cdot [N_2] + \alpha_2 [O^+] \cdot [O_2], \quad (11)$$

де Q — імовірність фотоіонізації атомів O , q — імовірність іонізації електронним ударом. Ліва частина виразу визначає джерело іонів O^+ , а права частина — втрати. З виразу (11)

$$[O^+] = \frac{(Q + q) \cdot [O]}{\alpha_1 \cdot [N_2] + \alpha_2 \cdot [O_2]}. \quad (12)$$

Якщо висипань електронів немає, то $q \ll Q$, проте в області аврорального овалу, наприклад, імовірність ударної іонізації O^+ може бути того ж порядку, що й імовірність фотоіонізації [9].

Розглянемо поведінку $[O^+]$ в залежності від електричного поля. Приймемо типове значення імовірності іонізації вище рівня поглинання (200 км) при умові середньої активності Сонця $Q = 1.1 \cdot 10^{-7} \text{ с}^{-1}$.

Концентрації нейтралів на висоті 270 км згідно з моделлю CIRA-72 становлять: $[O] = 10^9 \text{ см}^{-3}$, $[O_2] = 1.2 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$, $[N_2] = 3 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$. Тоді згідно з

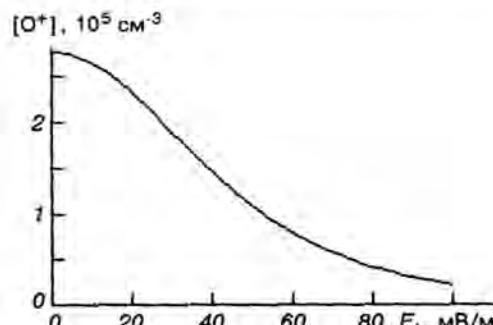


Рис. 1. Залежність концентрації іонів O^+ від напруженості електричного поля

формулою (12) отримаємо залежність $[O^+]$ від E_\perp , зображену на рис. 1.

Оцінимо відношення i_\perp/i_0 на основі виразу (9). Оскільки у полях з напруженістю $E_\perp < 50$ мВ/м коефіцієнт α_2 практично не змінюється, наближено можна написати $i_\perp/i_0 = [O^+]_{E_\perp}/[O^+]_0$. При цьому ми не враховуємо зміну $[O_2]$. Нейтрали зазнають впливу електричного поля через зіткнення з розігрітими іонами, в результаті чого підвищується температура середовища. Швидкість деактивації d теж залежить від температури навколошнього середовища.

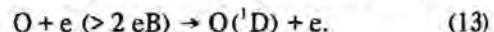
В таблиці показано, як зменшуватиметься відносна інтенсивність червоної лінії із збільшенням напруженості електричного поля.

Залежність відносної інтенсивності червоної лінії $O I \lambda 630.0 \text{ нм}$ від напруженості електричного поля

$E_\perp, \text{ мВ/м}$	0	5	10	15	20	25	50
$i_\perp/i_0 (h = 270 \text{ км})$	1.0	0.99	0.95	0.92	0.86	0.76	0.39

Отже, коли висипань електронів немає, поява поля E_\perp повинна супроводжуватись зменшенням інтенсивності емісії $O I \lambda 630.0 \text{ нм}$. В полях з напруженістю $E_\perp > 50 \text{ мВ/м}$ падіння інтенсивності гальмується, оскільки коефіцієнт α_2 вже залежить від поля і збільшується із збільшенням напруженості поля.

Крім дисоціативної рекомбінації, емісія $O I \lambda 630.0 \text{ нм}$ може також збуджуватись безпосередньо в зіткненнях з енергійними електронами [7]



Тому під час висипань електронів емісія може додатково підсилюватись за рахунок процесу (13).

НІЧНА ЕМІСІЯ О I λ 630.0 нм

Згідно з даними спостережень [7], емісія О I λ 630.0 нм в середніх широтах характеризується регулярним нічним ходом: зменшується від 200—300 релей на початку ночі до 30—50 релей близько опівночі. До 22—23 год зменшення відбувається швидко, а потім сповільнюється. Через 6 год після заходу Сонця і при висоті тіні більше 600 км середня інтенсивність емісії практично залишається на одному рівні до ранку за винятком зимових ночей, коли спостерігається передсутінкове підсилення інтенсивності за 1.5—2 год до початку астрономічних сутінок. Передсутінкове підсилення інтенсивності емісії пов'язують з появою додаткових електронів, які надходять з освітленої Сонцем магніто-спряженої області вздовж магнітної силової трубки. Після заходу Сонця зменшення інтенсивності емісії О I λ 630.0 нм у першій половині ночі є наслідком втрат іонів О⁺ та електронів у процесах рекомбінації та іонно-молекулярних реакціях. Після опівночі середня інтенсивність практично не змінюється, тобто встановлюється рівновага, коли втрати іонів компенсиються іонізацією. Це означає, що існує додаткове нічне джерело іонізації, яке компенсує втрати іонів О⁺ в хімічних реакціях і підтримує рівновагу. Таким механізмом може бути ударна іонізація. В середніх широтах додаткова іонізація може виникати також за рахунок притоку плазми з плазмосфери вздовж незамкнених геомагнітних силових ліній. Вимірювання на ряді супутників дали можливість отримати глобальну картину світіння: прослідковується помітна орієнтація областей підвищеної інтенсивності у вигляді широких тропічних дуг вздовж геомагнітних паралелей.

Щоб дослідити поведінку лінії О I λ 630.0 нм в нічних умовах, запишемо рівняння неперервності для іона О⁺ без врахування процесів переносу:

$$\frac{\partial [O^+]}{\partial t} = \quad (14)$$

$$= (Q + q) \cdot [O] - \alpha_1 \cdot [O^+] \cdot [N_2] - \alpha_2 \cdot [O^+] \cdot [O_2].$$

Для нічних умов покладемо коефіцієнт фотонізації $Q = 0$. Після розділення змінних та інтегрування отримаємо

$$[O^+](t) = \left\{ [O^+](0) - \frac{q[O]}{\beta} \right\} \exp(-\beta \cdot t) + \frac{q[O]}{\beta}, \quad (15)$$

$$\text{де } \beta = \alpha_1 \cdot [N_2] + \alpha_2 \cdot [O_2].$$

Підставимо замість $[O^+](0)$ (концентрація іонів на початку ночі) вираз (13):

$$[O^+](t) = \frac{Q \cdot [O]}{\beta} \exp(-\beta \cdot t) + \frac{q[O]}{\beta}. \quad (16)$$

Перший доданок у виразі (16) описує експоненційне зменшення концентрації іонів О⁺ у перші години після заходу Сонця, другий доданок — це нічне джерело іонізації атомів О. Оскільки, згідно із спостереженнями, емісія протягом ночі зменшується в середньому в п'ять разів, покладемо $q = Q/5$.

Проаналізуємо вплив поля E_{\perp} на регулярний нічний хід емісії. На рис. 2 показано, як змінюється концентрація іонів О⁺ при наявності поля згідно з рівнянням (16). Верхня крива відповідає незбуреному полем нічному ходу і в загальних рисах узгоджується із спостереженнями. Середня крива описує поведінку концентрації іонів О⁺ для поля $E_{\perp} = 20$ мВ/м, нижня — для поля $E_{\perp} = 50$ мВ/м. Тобто, концентрація О⁺ та інтенсивність емісії О I λ 630.0 нм зменшуються при наявності поля швидше після заходу Сонця. При цьому інтенсивність зменшується не тільки швидше, але й до менших абсолютних значень.

Якщо в іоносфері перед землетрусами виникають електростатичні поля, то в рамках розглянутого наближення можна пояснити і аномальне зниження інтенсивності емісії О I λ 630.0 нм. Також можна пояснити явище синхронного зниження інтенсивності червоної лінії і підвищення температури, що спостерігалось в ніч перед Іранським землетрусом [1]. Область підвищеної температури F₂-області іоносфери ($\Delta T = 350$ К) та синхронно зменшеної інтенсивності ($\Delta I = -80$ %) була орієнтована вздовж магнітного меридіану. Якщо припустити існування аномального електричного поля, змен-

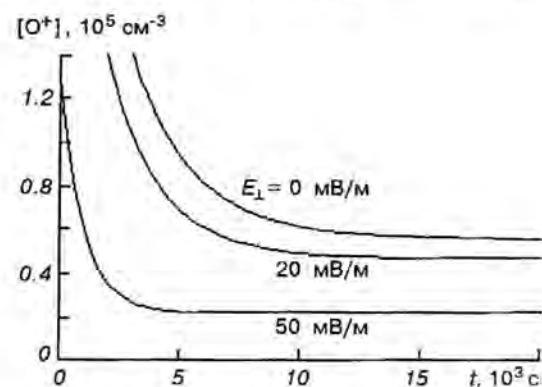


Рис. 2 Зміна концентрації іонів О⁺ з часом після заходу Сонця для різних значень поля

шення інтенсивності емісії відбуватиметься за рахунок описаного вище механізму. Розігріті в електричному полі іони в результаті зіткнень з нейтралами підвищують температуру середовища.

1. Акмамедов Х., Перцев Н. Н., Романова Н. Н. и др. Возможный механизм увеличения температуры F2-области ионосферы в период Иранского землетрясения 20 июня 1990 года // Геомагнетизм и астрономия.—1996.—36, № 2.—С. 119—123.
2. Гохберг М. Б., Гершезон Н. И., Гуфельд И. Л. и др. О возможных эффектах воздействия электрических полей сейсмического происхождения на ионосферу // Геомагнетизм и астрономия.—1984.—24, № 2.—С. 217—222.
3. Гохберг М. Б., Шалимов С. Л. Литосферно-ионосферная связь и ее моделирование // Российский журнал наук о Земле.—2000.—2, № 1.
4. Игнатьев В. М. Особенности контуров линий 5577 \AA и 6300 \AA в полярных сияниях // Геомагнетизм и астрономия.—1977.—№ 1.—С. 153—154.
5. Ким В. П., Хегай В. В., Иллич-Свитыч П. В. О возможном ионосферном предвестнике землетрясений // Изв. АН СССР. Физ. Земли.—1994.—3.—С. 37—40.
6. Липеровский В. И., Похотовов О. А., Шалимов С. Л., Ионосферные предвестники землетрясений. — М: Наука, 1992.—305 с.
7. Фишкова Л. М. Ночное излучение среднеширотной верхней атмосферы Земли. — Тбилиси: Мецниереба, 1983.—271 с.
8. Чмырев В. М., Исаев Н. В., Биличенко С. В. и др. Электрические поля и гидромагнитные волны в ионосфере над очагом землетрясения // Геомагнетизм и астрономия.—1986.—26, № 6.—С. 1020—1022.
9. Banks P. M., Shunk R. W., Raitt W. J. NO⁺ and O⁺ in the high latitude F-region // Geophys. Res. Lett.—1974.—1, N 6.—P. 239—242.

10. Dalgarno A., Walker J. C. G. The red line of atomic oxygen in the day airglow // J. Atmospheric Sci.—1964.—N 21.—P. 463—474.
11. Dzubenko M. I., Evtushevsky A. M., Ivchenko V. M. Some effects of background ionospheric electrical conductivity in the structural characteristics of aurorae // Вісник Київського Університету. Астрономія.—1999.—№ 35.—Р. 87—92.
12. Fishkova, L. M., Gokhberg M. B., Philipenko V. A. Relationship between night airglow and seismic activity // Ann. Geophys.—1985.—3, N 6.—P. 679—694.
13. Peterson V. L., VanZandt T. E., Norton R. B. F-Region Nightglow Emissions of Atomic Oxygen 1. Theory // J. Geophys. Res.—1966.—71, N 9.—P. 2255—2265.
14. Prolss G. W., Zahn U. Von. Esro 4 gas analyzer results. 2. Direct measurements of changes in the neutral composition during an ionospheric storm // J. Geophys. Res.—1974.—79A, N 16.—P. 2535—2539.
15. Schunk R. W., Raitt W. J., Banks P. M. Effect of electric fields on the daytime high-latitude E and F regions // J. Geophys. Res.—1975.—80, N 22.—P. 3121—3130.

BEHAVIOR OF ATMOSPHERIC O I λ 630.0 NM EMISSION BEFORE EARTHQUAKES

A. K. Fedorenko and V. M. Ivchenko

We analyze seismogenic variations of the nightglow emission O I λ 630.0 nm. We suggest the mechanism which explains the anomalous decrease of this line intensity few hours before an earthquake. This mechanism is based on the fact that ion-molecular reactions depend crucially on the ion temperature. Ionospheric electric fields are an effective factor of the ion heating influencing the chemical reaction rate. As a result, the production of O(¹D) atoms and the intensity of emission O I λ 630.0 nm decrease.

УДК 550.510.535

В. В. Гримальский, И. А. Кременецкий, О. К. Черемных

Інститут космічних досліджень НАНУ та НКАУ, Київ

Свойства пространственной
и частотной фильтрации
электромагнитного УНЧ-излучения
в системе литосфера—атмосфера—ионосфера

Надійшла до редакції 07.04.00

В рамках моделі неперервного середовища з нахиленим геомагнітним полем та плавною зміною параметрів іоносфери розраховано проходження на супутниківі висоти електромагнітного УНЧ-випромінювання від літосферного джерела струму, яке може виникати перед землетрусами. Вивчені зміни форми області з електромагнітним випромінюванням при його розповсюджені з літосфери в іоносферу — властивості просторової дисперсії. Просторова дисперсія досліджена для різних конфігурацій об'ємного струму в літосфері. Отримані амплітудно-частотні характеристики, які визначають властивості частотної фільтрації електромагнітного УНЧ-випромінювання в системі літосфера—атмосфера—іоносфера, на різних висотах, в основних геофізических умовах та для різних глибин локалізації джерела. Проаналізовані основні втрати електромагнітного УНЧ-випромінювання при його розповсюджені крізь систему літосфера—атмосфера—іоносфера і визначено тип хвиль, які можуть бути зареєстровані на супутниках. Зроблено висновок про можливість реєстрації електромагнітного УНЧ-випромінювання літосферної природи на супутниках.

1. ВВЕДЕНИЕ

Известно, что потоки энергии из магнитосферы существенно влияют на энергетический баланс ионосферы. Так, генерируемые магнитосферными суббурями электрические и магнитные поля обладают энергией, которой достаточно для прохождения ионосферы, генерации в ней ряда коллективных процессов, и достижения поверхности Земли [1]. Однако ионосфера может испытывать также существенные возмущения при наличии потоков энергии с противоположной стороны — из литосферы и атмосферы. Такие потоки энергии, в частности, имеют место в период назревания землетрясений. В настоящее время накопилось большое коли-

чество экспериментальных данных (см., например, [3]), свидетельствующих о том, что непосредственно перед землетрясением (а также и после него) в атмосфере и ионосфере происходит активизация волновых процессов, генерируемых различными энергетическими источниками, обусловленными геофизическими процессами сейсмической природы. Особенно интересны с точки зрения прогноза возможных землетрясений являются энергетические источники, возникающие за несколько часов до основного толчка.

В работе [4] была высказана гипотеза об электромагнитном (ЭМ) источнике энергии, воздействующем на ионосферу за несколько часов до землетрясения. В работе [11] высказано предложение,

что при подготовке землетрясения имеет место не только эффект корреляции механической ориентации микротрешин, в результате которой при раскрытии и закрытии микротрешин генерируются микротоки, но и ориентация и синхронизация микротоков, создающих макротоки. Было показано, что перед землетрясением в литосфере могут возбуждаться макротоки с амплитудой 10^{-6} А/м² и характерными размерами порядка 10–100 км. Другие возможные механизмы формирования источников тока в литосфере перед землетрясением были рассмотрены в [7].

Из общих соображений ясно, что мощные литосферные макротоки могут быть источниками электромагнитного излучения (ЭМИ), которое может проникать в ионосферу и магнитосферу. Проблема проникновения ЭМ-волн в магнитосферу от токового литосферного источника азимутальной симметрии впервые была исследована в работах [10, 12], где система «литосфера—атмосфера—ионосфера» была описана как набор нескольких однородных областей с вертикальным геомагнитным полем. Ионосфера, как и остальные области, моделировалась одной областью, хотя в ней имеет место достаточно сильная зависимость параметров плазмы от высоты. Показано, что кольцевые литосферные токи эффективно генерируют переменные ЭМ-поля в верхней ионосфере и магнитосфере. Также было установлено, что наиболее эффективно ЭМ-поля проникают в ионосферу в УНЧ-диапазоне на частотах ниже 10–20 Гц.

В работе [8] исследовалось проникновение УНЧ ЭМИ от литосферного токового источника в рамках более сложной модели. Система «литосфера—атмосфера—ионосфера» была представлена множеством тонких однородных слоев, а геомагнитное поле, что важно для корректности расчетов, считалось наклонным. Такая модель позволила учесть высотную зависимость ионосферных параметров. В работе разработан простой и устойчивый алгоритм расчета прохождения ЭМИ через эту многослойную систему, подобный методу прогонки [5]. Исследование зависимости амплитуды ЭМИ от высоты показало, что на спутниковые высоты (≈ 800 км) проникают поля с частотой порядка 1 Гц.

Проникновение ЭМИ, генерируемых литосферными источниками перед землетрясением, в ионосферу и далее в магнитосферу представляет интерес для разработки методов надежного обнаружения и идентификации ЭМ-предвестников землетрясений с помощью спутников [9, 13]. В течении последнего десятилетия в ряде экспериментов были обнаружены всплески электромагнитного излучения в различных частотных диапазонах [3] непосредственно

перед землетрясением, зарегистрированные на спутниках «Интеркосмос-18, -19», «Интеркосмос—Болгария-1300», «Ореол-3», «Космос-1809», «Интеркосмос-24», OGO-3, DE-2 и других. В ряде случаев отмечена связь этих ЭМ-явлений с наблюдаемыми землетрясениями. Спутниковая регистрация ЭМ-явлений, возможно являющихся предвестниками землетрясений, в отличие от локальных наземных измерений ЭМ-поле, может дать оперативную информацию о возможных землетрясениях в разных регионах Земли. Однако для реализации этой идеи необходимо решить следующие проблемы.

1. Выяснить, как пространственная структура литосферного источника воспроизводится в виде ЭМ-сигнала в ионосфере на полетных высотах спутников (400–800 км).

2. Исследовать принципиальную возможность идентификации пространственно распределенного источника по ионосферному сигналу, т. е. определения по измеренному возмущению ЭМ-полей в ионосфере характеристик очага землетрясения.

Представляют интерес также и некоторые частные проблемы:

- оценка возможных искажений, которые может вносить модель в определение ЭМ-полей в ионосфере, в частности сравнение результатов, полученных в модели многослойной модели непрерывного изменения параметров литосферы и ионосферы по высоте;
- более точный учет параметров токового источника, в частности представление его в виде объемного тока, близкого к реальному. Это особенно важно для корректного решения задачи о пространственной фильтрации ЭМИ, поскольку для частотной фильтрации можно ограничиться более простой моделью;
- оценка величины УНЧ-ЭМ-сигнала в ионосфере, в том числе сравнение его с ожидаемым уровнем шумов.

Основной целью данной работы является исследование корреляции пространственного распределения УНЧ ЭМ-полей в верхней ионосфере с распределением токовых источников в литосфере. Анализ этой проблемы будет проведен в рамках модели с непрерывной зависимостью параметров литосферы, ионосферы от вертикальной координаты и с учетом объемного тока в литосфере. Будут получены уравнения и граничные условия для определения поперечных составляющих электрического поля по высоте и будет решена задача о прохождении УНЧ-ЭМИ в период подготовки землетрясений в верхнюю ионосферу от токовых источников в литосфере. Основное внимание будет направлено на выяс-

нение вопроса о корреляции пространственного распределения ЭМ-полей в ионосфере с распределением тока в литосфере. На основании проделанного анализа будет сделан вывод о принципиальной возможности решения задачи идентификации токовых источников по измеренному спутником пространственному распределению ЭМ-полей в верхней ионосфере.

2. МОДЕЛЬ

Следуя гипотезе [4], будем считать, что в процессе сейсмических преобразований генерируется излучение в достаточно широком диапазоне частот. Однако в основном ЭМ-поле будет скинироваться в литосферной среде за счет вязкости последней. Поэтому можно ожидать, что через поверхность Земли пройдут только УНЧ-волны. Сделаем простые оценки. Предположим, что излучение генерируется в результате подготовки приповерхностного или среднеглубинного землетрясения (с очагом на глубине до 40 км). Легко убедиться, что толщина скин-слоя $l = c/\sqrt{2\mu\omega}$ в литосфере с проводимостью $\sigma_1 = 10^6 \text{ с}^{-1}$ для частот $\omega \geq 100 \text{ с}^{-1}$ будет не меньше, чем $l \approx 1 \text{ км}$. Для частот $\omega \leq 1 \text{ с}^{-1}$ длина скин-слоя $l > 10 \text{ км}$. Следовательно, волны УНЧ-диапазона достигают ионосферы.

Введем декартову систему координат x, y, z . Ось z направим вертикально вверх, так что $z = 0$ соответствует поверхности Земли. Считаем, что параметры среды во всех областях системы «литосфера—атмосфера—ионосфера» изменяются только вдоль оси z , перпендикулярной к поверхности Земли, а в тангенциальной плоскости xy все параметры среды остаются неизменными (рис. 1). Будем также считать, что пространственное распределение генерируемого перед землетрясением литосферного тока имеет гауссоподобный вид

$$\begin{aligned} J_{x, y, z}(x, y, z) = \\ = \operatorname{ch}^2[(x - l_x)/L_x] \operatorname{ch}^2[(y - l_y)/L_y] \operatorname{ch}^2[(z - l_z)/L_z]. \quad (1) \end{aligned}$$

Используя постоянство диэлектрической проницаемости в плоскости xy , мы можем представить ЭМ-поле пропорциональным $\exp(-i\omega t + ik_x x + ik_y y)$. Для этого в горизонтальной плоскости размещаем фиктивные стенки (периодически граничные условия) на таком расстоянии друг от друга, чтобы возмущение при распространении вверх не доходило до них и чтобы кривизна поверхности Земли оставалась малой поправкой.

Диэлектрическая проницаемость $\hat{\epsilon}_1$ литосферы,

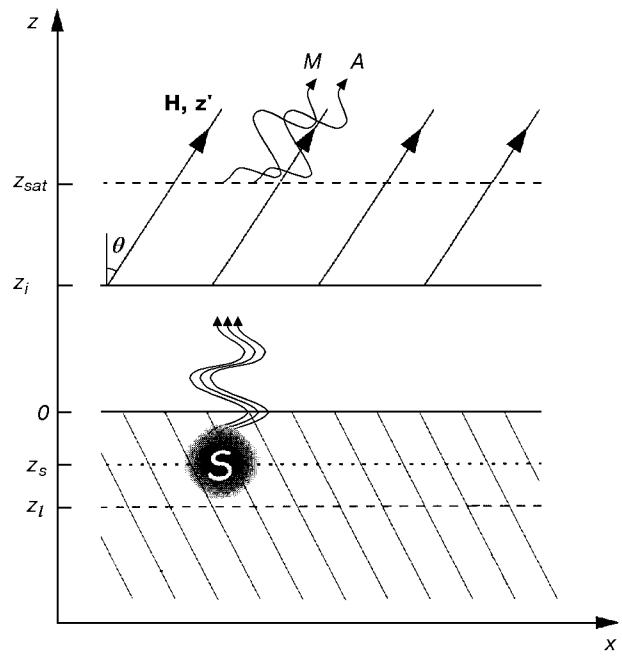


Рис. 1. Схема модели. $H \parallel z'$ — геомагнитное поле, S — источник ЭМИ, z_s — глубина локации источника излучения, M — магнитозвуковые волны, A — альвеновские волны

которую считаем изотропной, связана с ее проводимостью σ_1 обычным соотношением

$$\hat{\epsilon}_1 = \begin{vmatrix} 1 - i \frac{4\pi}{\omega} \sigma_1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 - i \frac{4\pi}{\omega} \sigma_1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 - i \frac{4\pi}{\omega} \sigma_1 \end{vmatrix}.$$

Атмосфера в нашей модели рассматривается как изолирующая среда, в которой ЭМ-волну распространяется со скоростью света. Поэтому тензор диэлектрической проницаемости для атмосферы $\hat{\epsilon}_a$ имеет очень простой вид

$$\hat{\epsilon}_a = \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix}.$$

В ионосфере необходимо учитывать анизотропию и гиротропию среды, обусловленных наличием геомагнитного поля в ионизированном газе. Для корректного описания указанных свойств учтем угол наклона геомагнитного поля $z, H = \theta$. Используя стандартный электродинамический подход для описания волн в плазме с магнитным полем, получим следующее выражение для тензора диэлектрической проницаемости ионосферы:

$$\hat{\varepsilon}_i = \begin{vmatrix} \varepsilon \cos^2\theta + \eta \sin^2\theta & ig \cos\theta & \sin\theta \cos\theta (\eta - \varepsilon) \\ -ig \cos\theta & \varepsilon & ig \sin\theta \\ \sin\theta \cos\theta (\eta - \varepsilon) & ig \sin\theta & \varepsilon \sin^2\theta + \eta \cos^2\theta \end{vmatrix}, \quad (2)$$

где

$$\begin{aligned} \varepsilon &= 1 - \sum_{\alpha} \frac{\omega_{pe}\omega'_{\alpha}}{\omega} \frac{1}{(\omega'_{\alpha})^2 - \omega_{H\alpha}^2}, \\ \eta &= 1 - \sum_{\alpha} \frac{(\omega'_{pe})^2}{\omega\omega'_{\alpha}}, \\ g &= \frac{\omega_{pe}^2\omega_{He}}{\omega[(\omega'_e)^2 - \omega_{He}^2]} - \frac{\omega_x^2\omega_{Hi}}{\omega[(\omega'_i)^2 - \omega_{Hi}^2]}. \end{aligned}$$

Здесь использованы обозначения

$$\omega'_{\alpha} = \omega - i\nu_{\alpha}, \quad \nu_i = \nu_{in} + \nu_{ie}, \quad \nu_e = \nu_{en} + \nu_{ei},$$

ν_i , ν_e — полные частоты столкновений ионов и электронов, $\omega_{pe} = \sqrt{4\pi n_{\alpha} e_{\alpha}^2 / m_{\alpha}}$ — плазменная частота для частиц сорта α , $\omega_{H\alpha}$ — циклотронная частота. Считаем, что на границе атмосферы и ионосфера $\varepsilon = \eta = 1$ и $g = 0$.

Таким образом, функция диэлектрической проницаемости системы «литосфера—атмосфера—ионосфера» является комплексной функцией и имеет вид

$$\hat{\varepsilon} = \begin{cases} \hat{\varepsilon}_i, & z \leq 0, \\ \hat{\varepsilon}_{\text{ex}}, & h_i \geq z > 0, \\ \hat{\varepsilon}_i, & z > h_i. \end{cases}$$

Здесь z — высота, отсчитываемая от поверхности Земли, h_i — высота нижней границы ионосферы.

Зависимость тензора диэлектрической проницаемости от высоты можно рассчитать по известным экспериментальным данным [6] (рис. 2).

3. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Чтобы определить ЭМ-поле на интересующих нас ионосферных высотах, воспользуемся следующим достаточно простым подходом. Из уравнений Максвелла

$$\begin{aligned} \text{rot E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \\ \text{rot H} &= \frac{1}{c} \frac{\partial (\hat{\varepsilon} \mathbf{H})}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{J}, \end{aligned} \quad (3)$$

где \mathbf{J} — плотность тока, $\hat{\varepsilon}$ — тензор диэлектрической проницаемости среды, $k_0 = \omega/c$ — волновое число в вакууме, следует стандартное уравнение для распространения электромагнитных волн в произвольной среде:

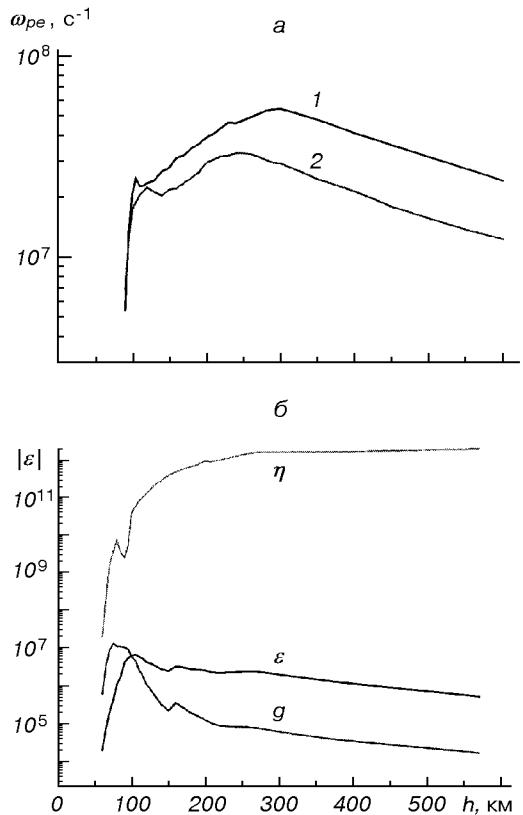


Рис. 2. Зависимость плазменной электронной частоты от высоты в условиях спокойной летней (1) и зимней (2) ионосферы в ночное время суток (а) и зависимости модуля элементов тензора диэлектрической проницаемости от высоты для спокойной летней ионосферы в ночное время суток (б)

$$\Delta \mathbf{E} - \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) = \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{c} \frac{\partial(\hat{\varepsilon} \mathbf{E})}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{J} \right). \quad (4)$$

Использую зависимость \mathbf{E} и \mathbf{J} от $\exp(i\omega t + ik_x x + ik_y y)$, из (4) получаем

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - k_x^2 - k_y^2 \right) E_{x,y} - ik_{x,y} \left(ik_x E_x + ik_y E_y + \frac{\partial E_x}{\partial z} \right) = \\ = i \frac{4\pi k_0}{c} J_{x,y} - k_0^2 (\hat{\varepsilon} E_z) \Big|_{x,y}. \end{aligned} \quad (5)$$

С помощью z -проекции (4) выражаем E_z через E_x , E_y :

$$\begin{aligned} E_z = & \left[\frac{i4\pi}{\omega} J_z + \frac{i}{k_0^2} \left(k_x \frac{\partial E_x}{\partial z} + k_y \frac{\partial E_y}{\partial z} \right) - \right. \\ & \left. - (\varepsilon_{31} E_x + \varepsilon_{32} E_y) \right] / D_0, \\ D_0 = & \varepsilon_{33} - \frac{k_x^2 + k_y^2}{k_0^2}. \end{aligned} \quad (6)$$

Подставив (6) в (5), получаем систему уравнений, которая описывает изменение амплитуды тангенциальных компонент электрического поля по высоте:

$$\begin{aligned} & \frac{d}{dz} \left[\frac{\epsilon_{33} - k_y^2/k_0^2}{D_0} \frac{dE_x}{dz} + \frac{k_x k_y}{k_0^2 D_0} \frac{dE_y}{dz} + \right. \\ & + i \frac{k_x}{D_0} (\epsilon_{31} E_x + \epsilon_{32} E_y) + \frac{4\pi k_x}{\omega D_0} J_z \left. \right] + i \frac{\epsilon_{13}}{D_0} \frac{d}{dz} (k_x E_x + k_y E_y) + \\ & + \left[k_y^2 + k_0^2 \left(\epsilon_{11} - \frac{\epsilon_{13} \epsilon_{31}}{D_0} \right) \right] E_x + \\ & + \left[k_x k_y + k_0^2 \left(\epsilon_{12} - \frac{\epsilon_{13} \epsilon_{32}}{D_0} \right) \right] E_y + i \frac{4\pi \omega}{c^2} \left(\frac{\epsilon_{13}}{D_0} J_z - J_x \right) = 0, \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} & \frac{d}{dz} \left[\frac{\epsilon_{33} - k_x^2/k_0^2}{D_0} \frac{dE_y}{dz} + \frac{k_x k_y}{k_0^2 D_0} \frac{dE_x}{dz} + \right. \\ & + i \frac{k_y}{D_0} (\epsilon_{31} E_x + \epsilon_{32} E_y) + \frac{4\pi k_y}{\omega D_0} J_z \left. \right] + i \frac{\epsilon_{13}}{D_0} \frac{d}{dz} (k_x E_x + k_y E_y) + \\ & + \left[k_y k_x + k_0^2 \left(\epsilon_{21} - \frac{\epsilon_{13} \epsilon_{31}}{D_0} \right) \right] E_x + \\ & + \left[k_x^2 + k_0^2 \left(\epsilon_{22} - \frac{\epsilon_{13} \epsilon_{32}}{D_0} \right) \right] E_y + i \frac{4\pi \omega}{c^2} \left(\frac{\epsilon_{13}}{D_0} J_z - J_y \right) = 0. \end{aligned} \quad (8)$$

Отметим, что полученные уравнения описывают распространение переменного ЭМ-поля в произвольной среде, свойства которой учитываются тензором $\hat{\epsilon}$. Однако эти уравнения не описывают переход к магнито- и электростатике, который можно получить непосредственно из уравнений (3). Такая задача выходит за рамки нашей работы.

4. ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ

Для решения системы (7), (8) необходимы условия на границах. Нижнюю граничную плоскость размещаем под источником излучения — в литосфере. Считаем, что за граничными плоскостями расположены однородные полупространства. Поскольку величина проводимости литосферы значительная, то электрическое поле на нижней границе будет исчезать вследствие скинирования ЭМИ в проводящей среде. Поэтому мы полагаем, что тангенциальное электрическое поле E_τ на нижней границе равно нулю: $E_{x,y}|_{z_1} = 0$. Верхнюю граничную плоскость размещаем на высоте пролета спутника — в верхней ионосфере, где справедливо условие

$$\eta \gg \epsilon \gg g. \quad (9)$$

Хорошо известно, что в среде, где выполняется условие (9), распространяются УНЧ-волны альвеновского (k_{z1}) и магнитозвукового (k_{z2}) типов, волновые числа которых записываются в выбранной системе координат xuz в виде

$$k_{z1} = -k_x \operatorname{tg}\theta + k_0 \frac{\sqrt{\epsilon}}{\cos\theta}, \quad (10)$$

$$k_{z2} = \sqrt{k_0^2 \epsilon - k_x^2 - k_y^2}. \quad (11)$$

Тангенциальные компоненты ЭМ-поля (E_τ , H_τ) этих волн в верхнем полупространстве можно представить в виде

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ H_x \\ H_y \end{pmatrix} = \begin{vmatrix} \gamma_{11} & \gamma_{12} \\ \gamma_{21} & \gamma_{22} \\ \rho_{11} & \rho_{12} \\ \rho_{21} & \rho_{22} \end{vmatrix} \begin{pmatrix} C_1 e^{-ik_{z1}(z - z_{sat})} \\ C_2 e^{-ik_{z2}(z - z_{sat})} \end{pmatrix}.$$

Вид коэффициентов $\gamma_{\alpha\beta}$ можно определить, заменяя в уравнении (8) d/dz на ik_{z1} и ik_{z2} . Причем необходимо учесть, что вследствие выполнения неравенства (9) электрическое поле вдоль геомагнитного поля равно нулю, и поэтому $E_z = -E_x \operatorname{tg}\theta$. Тогда электрическое поле над границей можно записать следующим образом:

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{vmatrix} \frac{k_x - k_0 \sqrt{\epsilon} \sin\theta}{k_0 \sqrt{\epsilon}} & -\frac{k_y}{k_0 \sqrt{\epsilon}} \\ \frac{k_y}{k_0 \sqrt{\epsilon}} & \frac{k_x - k_{z2} \operatorname{tg}\theta}{k_0 \sqrt{\epsilon}} \end{vmatrix} \begin{pmatrix} C_1 \\ C_2 \end{pmatrix}. \quad (12)$$

Коэффициенты $\rho_{\alpha\beta}$ найдем, подставляя в уравнения

$$H_x = \frac{k_y}{k_0} E_x \operatorname{tg}\theta - \frac{i}{k_0} \frac{\partial E_y}{\partial z}, \quad (13)$$

$$H_y = -\frac{k_x}{k_0} E_x \operatorname{tg}\theta + \frac{i}{k_0} \frac{\partial E_x}{\partial z}, \quad (14)$$

выражения (12). Тогда получаем

$$\begin{pmatrix} H_x \\ H_y \end{pmatrix} = \frac{1}{k_0 \sqrt{\epsilon}} \times \begin{vmatrix} k_y \gamma_{11} \operatorname{tg}\theta + k_{z1} \gamma_{21} & k_y \gamma_{12} \operatorname{tg}\theta + k_{z2} \gamma_{22} \\ -(k_x \gamma_{21} \operatorname{tg}\theta + k_{z1} \gamma_{11}) & -(k_x \gamma_{22} \operatorname{tg}\theta + k_{z2} \gamma_{12}) \end{vmatrix} \begin{pmatrix} C_1 \\ C_2 \end{pmatrix}. \quad (15)$$

Используя последнее равенство, можно найти связь H_τ с E_τ :

$$H_\tau = \hat{\rho} C = \hat{\rho} \hat{\gamma}^{-1} E_\tau \equiv \hat{\mu} E_\tau. \quad (16)$$

Для ЭМ-поля под верхней границей также справедливы уравнения (13), (14), поэтому приравни-

вия тангенциальные компоненты магнитного поля сверху и снизу границы (подставляя (16) в левую часть (13), (14)), получаем искомую систему уравнений для E_z на границе ионосферы:

$$i \frac{dE_y}{dz} + (\mu_{11} - k_y \operatorname{tg}\theta) E_x + \mu_{12} E_y = 0, \quad (17)$$

$$i \frac{dE_x}{dz} - \mu_{21} E_x + (\mu_{22} + k_x \operatorname{tg}\theta) E_y = 0. \quad (18)$$

5. ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЕТЫ И ИХ АНАЛИЗ

Систему уравнений (7), (8) с граничными условиями (17), (18) будем решать численно. Применив метод конечных разностей $E \rightarrow X$, $(dX/dz)_{j-1/2} = (X_j - X_{j-1})/h$, h — шаг сетки, представим (7), (8) в виде

$$\hat{\Lambda}_{j-1} X_{j-1} + \hat{\Lambda}_j X_j + \hat{\Lambda}_{j+1} X_{j+1} = f_j, \quad (19)$$

Систему (19) будем решать методом прогонки. Выбрав X_j в стандартном виде $X_j = \beta_j X_{j+1} + r_j$ и подставив его в уравнение (19) найдем

$$\begin{aligned} \hat{\beta}_j &= -(\hat{\Lambda}_{j-1} \hat{\beta}_{j-1} + \hat{\Lambda}_0)^{-1} \hat{\Lambda}_{j+1}, \\ r_j &= (\hat{\Lambda}_{j-1} \hat{\beta}_{j-1} + \hat{\Lambda}_0)^{-1} (f_j - \hat{\Lambda}_{j-1} r_{j-1}). \end{aligned} \quad (20)$$

Границные условия (17), (18) после дискретизации приобретают простой вид: $X_{N-1} = \hat{\kappa}_N X_N$ на верхней границе и $X_0 = 0$ на нижней. Выражения для Λ_{j-1} , Λ_j , Λ_{j+1} и $\hat{\kappa}_N$ приведены в Приложении.

Для сходимости необходимо потребовать выполнения соотношения между дискретным преобразованием и величиной шага сетки

$$h \cdot \frac{2\pi k_m}{L} \leq 1,$$

где k_m — количество гармоник в разложении по плоскости x , y . Используя в разложении 50 гармоник, и полагая, что расстояния между фиктивными стенками равно 1000 км, получаем оценку на величину шага сетки $h \leq 3$ км.

Основной целью нашей работы является выявление свойственных системе «литосфера—атмосфера—ионосфера» изменений структуры и формы области с ЭМИ, распространяющегося через нее. Такие изменения мы будем обозначать как пространственную фильтрацию. Математически ее можно ввести с помощью коэффициента, равного отношению площади области возмущения с полуширины амплитуды ЭМИ на некоторой высоте к площади области полуширины амплитуды тока,

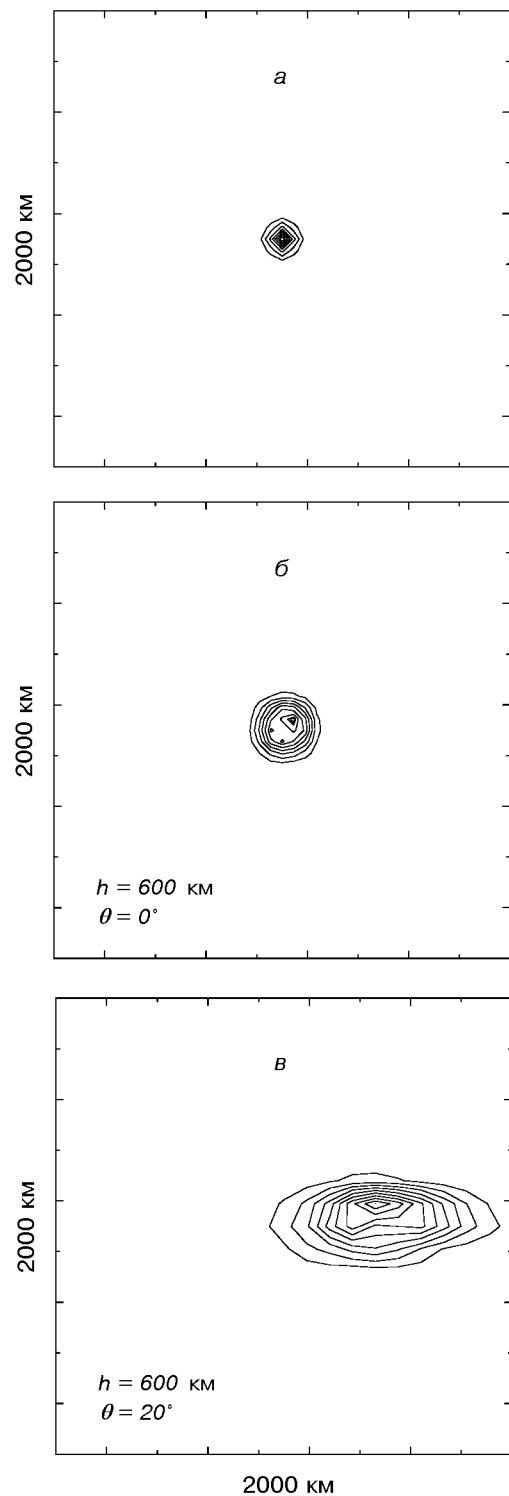


Рис. 3. *a* — пространственное распределение амплитуды литосферного источника. Максимальная амплитуда равна 1 (темный участок в середине). Параметры системы ЛАИ: $z_s = 10$ км, $z_t = 20$ км, горизонтальные размеры источника — 100×100 км, проводимость литосферы — 10^3 С^{-1} . *б* — форма ЭМИ на высоте $z_{\text{sat}} = 600$ км, $\theta = 0^\circ$. *в* — форма ЭМИ на высоте $z_{\text{sat}} = 600$ км, $\theta = 20^\circ$

вызывавшего это излучение. Кроме того, мы исследуем частотные фильтрационные свойства системы «литосфера—атмосфера—ионосфера» с помощью амплитудно-частотных характеристик (АЧХ) на разных высотах.

При вертикальном геомагнитном поле форма области с ЭМИ в ионосфере (рис. 3, б) повторяет форму вызвавшего его тока (1) (рис. 3, а). Однако размер области с ЭМИ в ионосфере больше характерного размера источника. Если геомагнитное поле наклонно, то «пятно» вытягивается по направлению геомагнитного поля (рис. 3, в). Кроме того, в зависимости от величины угла θ наклона геомагнитного поля расстояние, на которое смещается центр области с ЭМИ в ионосфере по отношению к центру области с током в литосфере, изменяется пропорционально θ . Можно сказать, что «диаграмма направленности» литосферной «антенны» при отсутствии наклона геомагнитного поля достаточно узкая. Такая пространственная фильтрация обусловлена особенностями распространения волн в ионосфере.

Если геомагнитное поле вертикально, то суперпозиция четырех неперекрывающихся источников с одинаковыми параметрами (рис. 4, а) генерирует в ионосфере подобную по форме и структуре область с ЭМИ (рис. 4, б). При наклонном геомагнитном поле (рис. 4, в) имеет место эффект деформации области ЭМИ, однако центр области изучения можно определить по углу наклона геомагнитного поля (т. е. по геомагнитной широте). Следует отметить, что область с ЭМИ в ионосфере сильно вытянута вдоль геомагнитного поля и довольно узка поперек него.

Если источники ЭМИ перекрываются по полуширине максимума амплитуды (рис. 5, а), то даже при вертикальном геомагнитном поле пространственная структура ЭМИ в ионосфере мало похожа на структуру источников (рис. 5, б), поэтому структура источников не может быть идентифицирована по наблюдаемому в ионосфере ЭМИ. Если геомагнитное поле наклонно, то структура распределения источников в литосфере полностью «размыта» в области с ЭМИ в ионосфере. Из изложенного следует, что для большой плотности, возникающей в литосфере источников, идентифицировать их структуру по ЭМИ в ионосфере невозможно. В тоже время можно ожидать, что центр « пятна» ЭМИ в ионосфере сместится относительно центра суперпозиции источников в литосфере примерно на величину $(h - h_E) \operatorname{tg} \theta$, h — высота полета спутника, h_E — высота E-слоя ионосферы.

Интересными особенностями пространственной фильтрации обладает источник излучения с одной

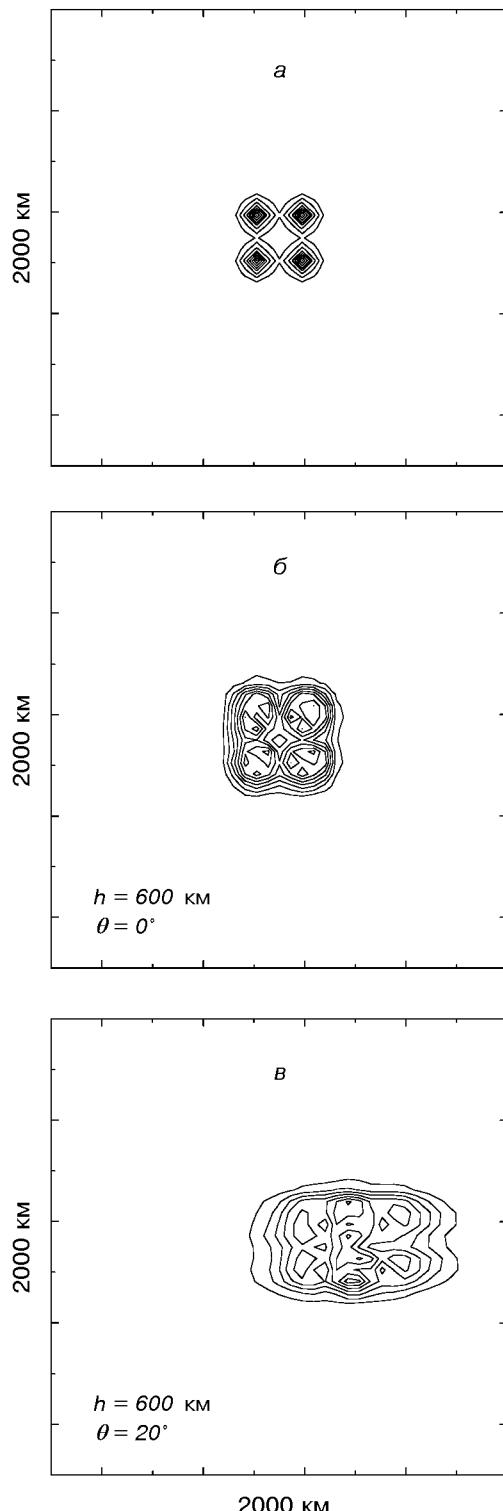


Рис. 4. а — форма ЭМИ в литосфере от четырех токовых источников; б — форма ЭМИ на высоте 600 км, $\theta = 0^\circ$; в — форма ЭМИ на высоте 600 км, $\theta = 20^\circ$. Параметры каждого источника и литосфера те же, что и на рис. 3, а

преобладающей составляющей тока: $J_z \gg J_\tau$ или $J_\tau \gg J_z$, где J_τ — тангенциальный относительно поверхности Земли ток. В случае $J_z \gg J_\tau$ (рис. 6, а) области с максимальным значением амплитуды излучения в литосфере соответствует область пониженного значения амплитуды излучения в ионосфере. Такую форму излучения можно объяснить резким вертикальным профилем плотности тока J в литосфере, поскольку наиболее эффективно излучают те участки литосферного тока, на которых производная dJ_z/dz имеет максимальное значение. Если реализуется случай $J_\tau \gg J_z$, то «ямы» в центре области с ЭМИ в ионосфере нет, а область с доступным для измерения спутниками ЭМИ (об-

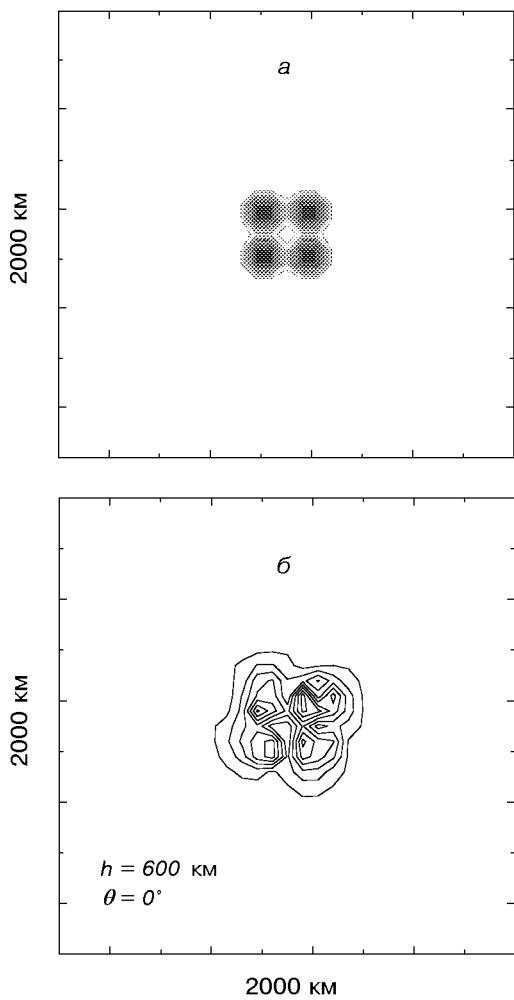


Рис. 5. а — форма ЭМИ в литосфере от четырех перекрывающихся на полуамплитуде источников. б — форма ЭМИ на высоте 600 км, $\theta = 0^\circ$. Параметры каждого источника и литосфера те же, что и на рис. 3, а

ласть с максимальным значением амплитуды ЭМИ) очень ограничена (рис. 6, б). Подобный результат реализуется и в случае $J_z \gg J_\tau$, когда $J_z = \text{const}$. Из приведенных результатов следует, что конфигурация объемного тока влияет как на пространственное распределение амплитуды ЭМИ в ионосфере, так и на ее значение. Такие результаты нельзя получить, используя плоский поверхностный ток.

Форма области с ЭМИ на спутниковых высотах от вытянутого источника (рис. 7, а) представлена на рис. 7, б.

Из рис. 8 видно, что при распространении ЭМИ через литосферу его амплитуда существенно уменьшается. Если предположить, что в литосфере перед землетрясением генерируются токи порядка

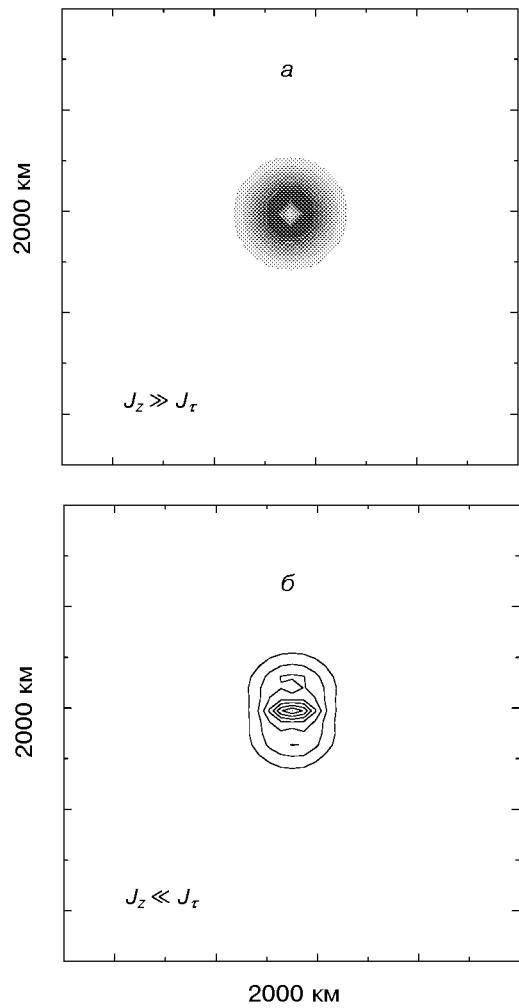


Рис. 6. а — форма ЭМИ на высоте 600 км, $\theta = 0^\circ$. Параметры токового источника с $J_z \gg J_\tau$ и литосфера те же, что и на рис. 3, а. б — форма ЭМИ на высоте 600 км, $\theta = 0^\circ$. Параметры токового источника с $J_z \ll J_\tau$ и литосфера те же, что и на рис. 3, а

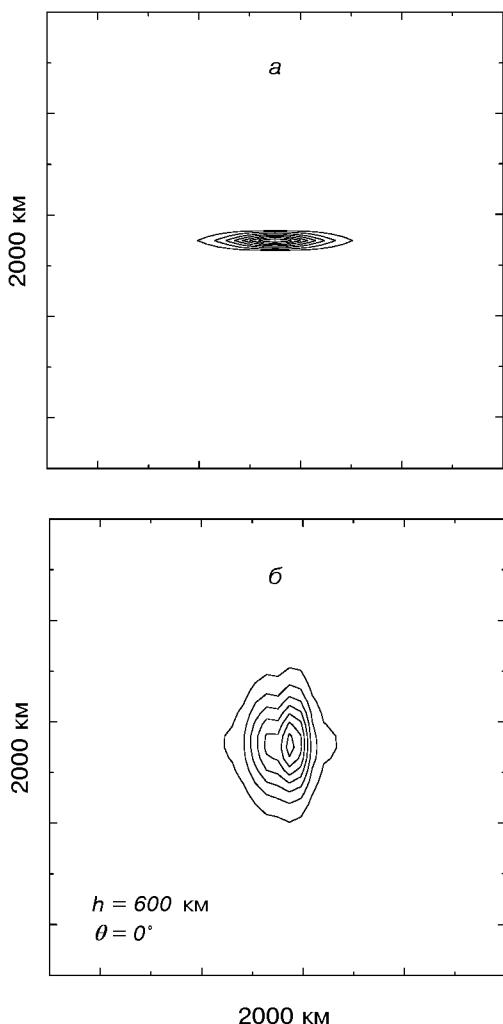


Рис. 7. *a* — форма ЭМИ в литосфере от источника вытянутой формы длиной 250 км и шириной 25 км. Остальные параметры источника и литосферы те же, что и на рис. 3, *a*. *б* — форма ЭМИ на высоте 600 км, $\theta = 0^\circ$. Параметры каждого источника и литосферы те же, что и на рис. 7, *a*

10^{-6} А/м² [12], то амплитуда этого излучения в ионосфере будет меньше амплитуды естественных шумов, генерируемых геомагнитной активностью в магнитосфере. Основное уменьшение амплитуды ЭМИ в нашей модели связано с резким скачком ε на границах сред литосфера—атмосфера и атмосфера—ионосфера, что может привести к существенному снижению амплитуды реального излучения. Для устранения этого эффекта, повидимому, необходимо учесть плавное изменение профиля проводимости на границах сред. Кроме того, можно также предположить, что величина реальных лито-

сферных токов перед землетрясением намного больше, чем это предполагалось в работе [12], а именно, порядка 0.1 А/м², если на спутниковых высотах регистрируется излучение с амплитудой около 1 нТл [2].

На рис. 9 и 10 представлены АЧХ для разных глубин залегания источника излучения. Видно, что для приповерхностного источника (глубина залегания 10 км) АЧХ определяется в основном фильтрационными свойствами ионосферы (см. также рис. 8). Для глубоко залегающих источников излучения (глубже 40 км) их АЧХ в ионосфере определяются в основном фильтрационными свойствами литосферы, а именно сканирование ЭМИ в проводящей среде.

На рис. 10—12 представлены АЧХ ЭМИ на спутниковых высотах в разных геофизических условиях. Максимальная амплитуда проходящего через систему «литосфера—атмосфера—ионосфера» составляет несколько с⁻¹. Видно, что ЭМИ наиболее эффективно проникает на спутниковые высоты в период спокойной ионосферы ночью, а хуже всего — в возмущенной ионосфере или днем. Этот эффект можно объяснить потерями на отражение от профиля электронной концентрации. Если профиль электронной концентрации достаточно резкий, что реализуется в возмущенной ионосфере или в дневное время суток, то указанные потери будут большими.

Вышеизложенный механизм затухания ЭМИ в ионосфере также подтверждается кривыми, приведенными на рис. 8. С увеличением высоты темп уменьшения амплитуды замедляется и выше максимума F2-слоя становится незначительным. Последнее обусловлено тем, что за F2-слоем профиль концентрации электронов является спадающим. Необходимо также отметить, что уменьшение амплитуды ЭМИ на профиле электронной концентрации преобладает над диссипацией из-за столкновений, поскольку в ионосфере ЭМИ распространяется в виде альвеновских волн, которые, как известно, являются слабозатухающими. Из рис. 8 следует еще один интересный результат. Амплитуда ЭМИ на поверхности Земли на порядок больше амплитуды ЭМИ на спутниковых высотах, что реализуется в «хороших» для проникновения ЭМИ геомагнитных условиях.

Очевидно, что реальное ЭМИ, возбужденное в литосфере, должно быть широкополосным, а не монохроматическим, как мы предполагали, выводя уравнения (7), (8). Поэтому можно сделать еще один вывод, интересный с точки зрения идентификации ЭМИ литосферного происхождения с помощью спутников. Например, полагая, что мощ-

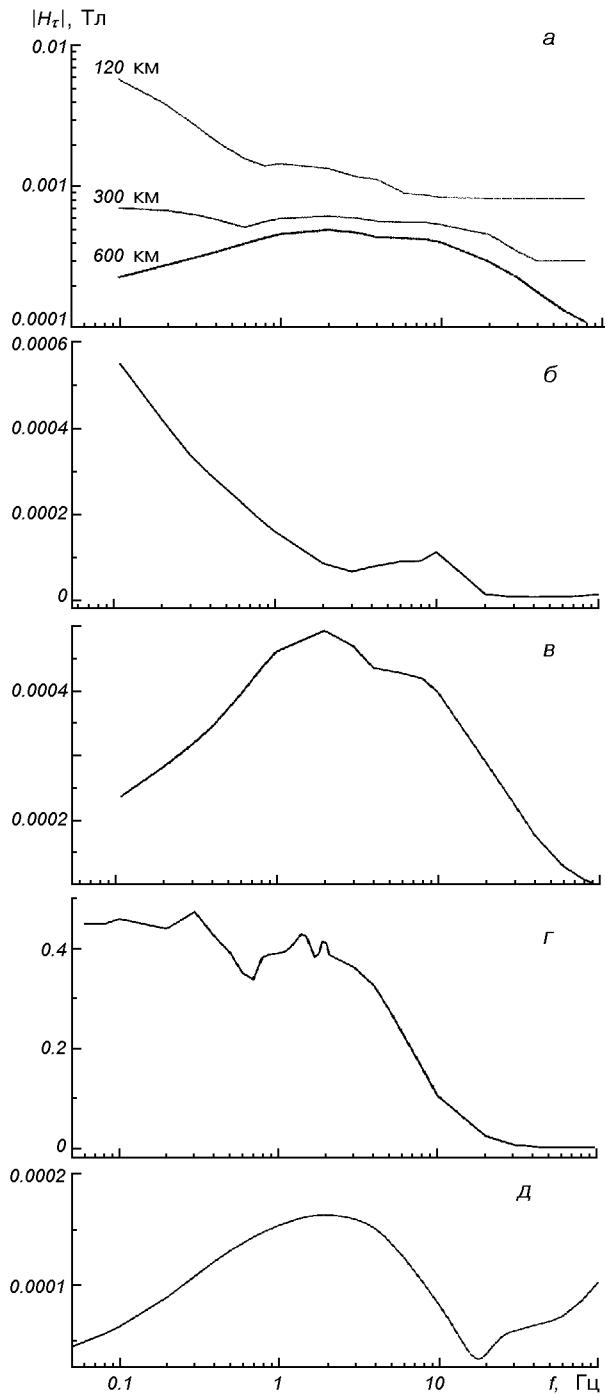


Рис. 8. *а* — амплитудно-частотная характеристика ЭМИ на разных высотах в условиях спокойной летней ионосферы в ночное время суток. Параметры источника: $z_s = 10$ км, $z_l = 20$ км, $l_x = l_y = 50$ км, проводимость литосфера — 10^3 с⁻¹. *б* — амплитудно-частотная характеристика ЭМИ от глубинного источника на высоте 600 км в условиях спокойной летней ионосферы в дневное время суток. Глубина локализации источника $z_s = 30$ км, $z_l = 60$ км; остальные параметры те же, что и на рис. 8, *а*. *в* — амплитудно-частотная характеристика ЭМИ на высоте 600 км в условиях спокойной летней ионосферы в дневное время суток. Параметры источника те же, что и на рис. 8, *а*. *г* — амплитудно-частотная характеристика ЭМИ на высоте 600 км в условиях спокойной зимней ионосферы в ночное время суток. Параметры источника те же, что и на рис. 8, *а*. *д* — амплитудно-частотная характеристика ЭМИ на разных высотах в условиях возбужденной солнечной активностью летней ионосферы в утреннее время суток. Параметры источника те же, что и на рис. 8, *а*.

Полученные нами результаты довольно близки к результатам, полученным в рамках плоско-слоистой модели [8]. В обеих моделях ЭМИ в ионосфере имеет максимальную амплитуду на частотах 0.3—1 Гц, область с ЭМИ в ионосфере смещается относительно литосферного источника с увеличением угла наклона геомагнитного поля; излучение в ионосфере реализуется в виде волн альвеновского типа; повторяется темп уменьшения амплитуды в ионосфере в зависимости от высоты; основные потери ЭМИ в ионосфере определяются профилем F2-слоя ионосферы. Поэтому плоско-слоистая модель является достаточно хорошей для определения частотных фильтрационных свойств ионосферы, однако является неприемлемой для исследования свойств пространственной фильтрации системы «литосфера—атмосфера—ионосфера», т. к. источник в ней имеет плоскую геометрию.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Проведен расчет проникновения в ионосферу ЭМ-поля литосферного сейсмического происхождения для случая гауссоподобного распределения тока в эпицентральной области назревающего землетрясения. Установлено, что эффективность проникновения поля ночью гораздо выше, чем днем, и сильно зависит от глубины локализации источника ЭМИ в литосфере. Амплитуда возмущения магнитного поля на ионосферных высотах около 600 км имеет заметное значение порядка 0.1 нТл [2] только для среднеглубинных сейсмических источников (глубина локализации менее 30 км) при условии, что максимальная величина возмущения магнитного поля в области эпицентра составляет 10—100 нТл.

нность источника излучения не зависит от частоты, можно было бы ожидать, что амплитуды ЭМИ в полосе частот 0.1—30 с⁻¹ будут распределены как на рис. 10—12. Или, если знать зависимость мощности источника излучения от частоты, то зависимость амплитуды ЭМИ на спутниковых высотах от частоты можно найти как суперпозицию кривых прохождения и мощности источника.

2. Исследованы частотные и пространственные фильтрационные свойства системы «литосфера—атмосфера—ионосфера» для УНЧ-ЭМИ, распространяющегося из литосферы. Проанализировано изменение формы области с ЭМИ и спектра ЭМИ в различных геофизических условиях. Показано, что наибольшую амплитуду ЭМИ литосферного происхождения на спутниковых высотах следует ожидать в условиях зимней спокойной ионосферы в ночное время суток. Форма ионосферного возмущения определяется в основном углом наклона геомагнитного поля. В случае наклонного геомагнитного поля область с ЭМИ-возмущением в ионосфере имеет большую протяженность вдоль геомагнитного поля и довольно малую — в поперечном направлении. При этом величина ионосферного возмущения определяется величиной возмущения магнитного поля в эпицентре землетрясения.

3. Показано, что пространственная структура литосферного источника излучения может достаточно точно воспроизводиться на высотах, представляющих интерес для спутниковых наблюдений. Поэтому, используя спутниковый мониторинг, можно достаточно точно идентифицировать на Земле эпицентр и пространственный масштаб очага назревающего землетрясения.

4. Необходимо отметить, что если источником наблюдавшихся в ионосфере электромагнитных полей являются литосферные токи, то амплитуды этих

токов должны быть достаточно большими ($\sim 0.1 \text{ A/m}^2$), а частоты — достаточно низкими ($\sim 1 \text{ Гц}$).

5. Установлено, что затухание электромагнитных полей при прохождении атмосферы и ионосферы малоизвестно по сравнению с затуханием в литосфере. Поэтому, наши результаты хорошо согласуются с полученными ранее в модели плоских слоев при тех же значениях ЭМ-поля на поверхности Земли как по форме амплитудно-частотной характеристики, так и по коэффициенту происхождения.

6. Показано, что, несмотря на затухание в литосфере, электромагнитный канал связи литосферных явлений с ионосферными является достаточно эффективным и в случае реализации источников ЭМ-излучения в литосфере, а также хорошим с точки зрения идентификации очага назревающего землетрясения.

7. Показано, что для детальных расчетов распространения ЭМ-волн от литосферного источника не всегда можно использовать модель плоского поверхностного тока.

8. Проведенные расчеты указывают на принципиальную возможность регистрации с помощью спутников в верхней ионосфере ЭМИ, сгенерированного в эпицентре землетрясения за несколько часов или суток до основного толчка.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Заменив в уравнениях (7), (8) производные разностным выражением, мы приходим к системе линей-

ных уравнений (19), матрицы в которой имеют вид

$$\hat{\Lambda}_{j+1} = \begin{vmatrix} (a)_{j+\frac{1}{2}}^x + \frac{ik_x}{2} \left[\left(\frac{\varepsilon_{31}}{D} \right)_{j+\frac{1}{2}} + \left(\frac{\varepsilon_{13}}{D} \right)_j \right] & (b)_{j+\frac{1}{2}} + \frac{i}{2} \left[\left(\frac{k_x \varepsilon_{32}}{D} \right)_{j+\frac{1}{2}} + \left(\frac{k_y \varepsilon_{13}}{D} \right)_j \right] \\ (b)_{j+\frac{1}{2}} + \frac{i}{2} \left[\left(\frac{k_y \varepsilon_{31}}{D} \right)_{j+\frac{1}{2}} + \left(\frac{k_x \varepsilon_{23}}{D} \right)_j \right] & (a)_{j+\frac{1}{2}}^y + \frac{ik_y}{2} \left[\left(\frac{\varepsilon_{32}}{D} \right)_{j+\frac{1}{2}} + \left(\frac{\varepsilon_{23}}{D} \right)_j \right] \end{vmatrix},$$

$$\hat{\Lambda}_j = \begin{vmatrix} \frac{ik_x}{2} (c)_{1,+} + h [k_0^2 (\tilde{\varepsilon}_{11})_j - k_y^2] - (a)_{2,+}^x & \frac{ik_x}{2} (c)_{2,+} + h [k_0^2 (\tilde{\varepsilon}_{12})_j - k_x k_y] - (b)_{2,+} \\ \frac{ik_y}{2} (c)_{1,+} + h [k_0^2 (\tilde{\varepsilon}_{21})_j - k_x k_y] - (b)_{2,+} & \frac{ik_y}{2} (c)_{2,+} + h [k_0^2 (\tilde{\varepsilon}_{22})_j - k_x^2] - (a)_{2,+}^y \end{vmatrix},$$

$$\hat{\Lambda}_{j-1} = \begin{vmatrix} (a)_{j-\frac{1}{2}}^x - \frac{ik_x}{2} \left[\left(\frac{\varepsilon_{31}}{D} \right)_{j-\frac{1}{2}} + \left(\frac{\varepsilon_{13}}{D} \right)_j \right] & (b)_{j-\frac{1}{2}} - \frac{i}{2} \left[\left(\frac{k_x \varepsilon_{32}}{D} \right)_{j-\frac{1}{2}} + \left(\frac{k_y \varepsilon_{23}}{D} \right)_j \right] \\ (b)_{j-\frac{1}{2}} - \frac{i}{2} \left[\left(\frac{k_y \varepsilon_{32}}{D} \right)_{j-\frac{1}{2}} + \left(\frac{k_x \varepsilon_{23}}{D} \right)_j \right] & (a)_{j-\frac{1}{2}}^y - \frac{ik_y}{2} \left[\left(\frac{\varepsilon_{32}}{D} \right)_{j-\frac{1}{2}} + \left(\frac{\varepsilon_{23}}{D} \right)_j \right] \end{vmatrix}.$$

Здесь использованы обозначения

$$\begin{aligned}
 (a)_{j\pm 1/2}^{x,y} &= \frac{1}{h} \left(1 + \frac{k_x^2}{k_0^2} \frac{1}{D_{j\pm 1/2}} \right), \quad (b)_{j\pm 1/2} = \frac{1}{h} \frac{k_x k_y}{k_0^2} \frac{1}{D_{j\pm 1/2}}, \\
 (a)_{2,+}^{x,y} &= (a)_{j+1/2}^{x,y} + (a)_{j-1/2}^{x,y}, \quad (b)_{2,+} = (b)_{j+1/2} + (b)_{j-1/2}, \\
 (c)_{m,+} &= \left(\frac{\varepsilon_{3m}}{D} \right)_{j+1/2} - \left(\frac{\varepsilon_{3m}}{D} \right)_{j-1/2}, \\
 \frac{1}{D_{j\pm 1/2}} &= 0.5 \left(\pm \frac{1}{D_{j\pm 1}} - \frac{1}{D_j} \right), \\
 \tilde{\varepsilon}_{ij} &= \varepsilon_{ij} - \frac{\varepsilon_{13}\varepsilon_{3j}}{D_0}, \quad i, j = 1, 2,
 \end{aligned}$$

ε_{ij} — элементы тензора диэлектрической проницаемости плазменной среды (2).

При наличии стороннего тока в правую часть (19) необходимо добавить источник тока f_j в виде

$$\hat{f}_j = \left| \begin{array}{l} \frac{4\pi k_x}{\omega D} (J_{z,j+\frac{1}{2}} - J_{z,j-\frac{1}{2}}) - \frac{i4\pi\omega h}{c^2 D} \left(\frac{\varepsilon_{13}}{D} J_z - J_x \right)_j \\ \frac{4\pi k_y}{\omega D} (J_{z,j+\frac{1}{2}} - J_{z,j-\frac{1}{2}}) - \frac{i4\pi\omega h}{c^2 D} \left(\frac{\varepsilon_{13}}{D} J_z - J_y \right)_j \end{array} \right|.$$

Матрица для граничного условия на ионосфере имеет вид

$$\hat{\kappa}_N = \left| \begin{array}{cc} 1 + ih\mu_{21} & ih(k_x \operatorname{tg}\theta + \mu_{22}) \\ ih(k_y \operatorname{tg}\theta - \mu_{11}) & 1 - ih\mu_{12} \end{array} \right|.$$

1. Апсен А. Г., Канониди Х. Д., Чернышева С. П., Четаев Д. Н. Магнитосферные эффекты в атмосферном электричестве. — М.: Наука, 1988.—152 с.
2. Биличенко С. В., Ингин А. С., Ким Э. Ф. и др. УНЧ-отклик ионосферы на процессы подготовки землетрясений // Докл. АН СССР.—1990.—311, № 5.—С. 1077—1080.
3. Бугаченко А. Л., Ораевский В. Н., Похотов О. А. и др. Ионосферные предвестники землетрясений // Успехи физ. наук.—1996.—166, № 9.—1023 с.
4. Гохберг М. В. и др. Источники электромагнитных предвестников землетрясений // Докл. АН СССР.—1990.—№ 250.—323 с.
5. Самарский А. А. Теория разностных схем. — М.: Наука, 1983.
6. Фаткулин М. Н., Зеленов Т. И., Козлов В. И. и др. Модели среднеширотной ионосферы. — М.: Наука, 1984.—255 с.

7. Grshenzen N. I., Gokhberg M. B., and Yungs S. L. On the Electromagnetic Field of an Earthquake Focus. // Phys, Earth and planet. Inter.—1993.—77.—13 p.
8. Grimalsky V. V., Kremenetsky L. A., Rapoport Yu. G. Excitation of electromagnetic waves in the lithosphere and their penetration into ionosphere and magnetosphere // J. Atmospheric Electricity.—1999.—19, N 2.—P. 101—117.
9. Korepanov V., Kotsarenko N. Ukrainian Earthquake Prediction Space Project "Warning" // Electrodynamics Phenomena Related to Earthquake Prediction. — Tokyo, TERRAPUB, 1994.—483 c.
10. Molchanov O. A. Penetration of electromagnetic fields from seismic source into the upper ionosphere of the Earth // Geomagnetism i Aeronomiya.—1991.—31, N 1.—111 p.
11. Molchanov O. A., Hayakawa M., Rafalsky V. A. Generation of ULF seismogenic electromagnetic emission: a natural consequence of microfracturing process // Electromagnetic Phenomena related to Earthquake Prediction. — Tokyo, TERRAPUB, 1994.—565 c.
12. Molchanov O. A., Hayakawa M., and Rafalsky V. A. Penetration characteristic of electromagnetic emission from an underground seismic source into the atmosphere, the ionosphere, and magnetosphere // J. Geophys. Res.—1995.—100A.—P. 1691.
13. Parrot M. Statistical studies with satellite observations of seismogenic effects // Atmospheric and Ionospheric Electromagnetic Phenomena Associated with Earthquake. — Tokyo, TERRAPUB, 1999.—C. 685—695.

PROPERTIES OF SPATIAL AND FREQUENCY FILTRATION OF ELECTROMAGNETIC ULF RADIATION IN THE LITHOSPHERE—AMOSPHERE—IONOSPHERE SYSTEM

V. V. Grymalsky, I. A. Kremenetsky, and O. K. Cheremnykh

The propagation of electromagnetic ULF radiation from a lithospheric current source which may occur before an earthquake into satellite altitudes was calculated using the model of continuous medium with an oblique geomagnetic field and a smooth variation of ionospheric parameters. Changes in the shape of the electromagnetic radiation region during its propagation from the lithosphere into the ionosphere (the spatial filtration property) are studied. The spatial filtration is considered for different configurations of volumetric current in the lithosphere. The amplitude-frequency characteristics defining the properties of frequency filtration of the electromagnetic ULF radiation in the lithosphere-atmosphere-ionosphere system are obtained for some altitudes, for the basic geophysical ionospheric conditions, and for different stratification depths of the source. The main losses of the electromagnetic ULF radiation are analysed for its propagation through the lithosphere-atmosphere-ionosphere system, and the type of the waves which can be recorded with satellites is specified. The conclusion about the possibility of recording the electromagnetic ULF radiation from a lithospheric source with satellites is made.

УДК 629.786, 539.21

Ю. А. Клименко, О. К. Черемных,
В. А. Яценко, Н. В. Маслова

Інститут космічних досліджень НАНУ та НКАУ, Київ

Состояние и перспективы создания микроспутников новых поколений: новые материалы, нанотехнология и архитектура

Надійшла до редакції 04.05.00

Обговорюються можливості використання мікросистемних технологій в космічній галузі. Розглянуті окремі питання концепції побудови мікросупутників, використання нових матеріалів для них (провідні полімери, фулерени, нанотрубки, молекулярні шари та ін.), інформаційного забезпечення і можливих перспектив впровадження нанотехнологій в космічне приладобудування.

1. ВВЕДЕНИЕ

С момента зарождения космонавтики высокая стоимость космических полетов и длительное время подготовки к ним остаются основными препятствиями для эффективного освоения космического пространства. Так, средняя стоимость одной космической миссии в начале 1990-х гг. составляла 553 млн долларов и равняется 165 млн долларов сейчас. По прогнозам на 2004 г. она составит 50 млн долларов, и хотя имеет тенденцию к понижению, все же остается довольно высокой. Время на подготовку к космическому полету занимало 8.1 г. в 1990—1994 гг. и приблизительно равняется 4 г. сейчас. Это ограничивает число ежегодных космических миссий. Например, в 1994 г. NASA осуществило 11 запусков, а в 1999 — 28 [25].

По признанию NASA такие темпы завоевания космоса являются недостаточными и не соответствуют реальному уровню научно-технического развития общества. В подтверждение этих слов приведем высказывания руководителя NASA Д. Голдина: «Нам нужно уже сейчас научиться делать космические корабли таким же способом, каким мы сейчас делаем компьютеры» и аналитика по космическим стратегиям при конгрессе США М. Смита: «Нам нельзя терять специалистов, которые не хотят ждать 10 лет, пока корабль будет задуман и пост-

роен, а затем еще 6 лет, пока космическая миссия будет завершена» [25].

Один из путей уменьшения стоимости космической миссии связан с использованием дешевых систем многократного использования пусковой установки, разработкой которых занимается ряд фирм. Данный подход, хотя активно и пропагандируется сейчас, не решает проблемы в целом, поскольку вывод массивных космических аппаратов за пределы земной атмосферы требует огромных энергетических затрат.

Иной путь удешевления миссии состоит в радикальном уменьшении массы беспилотных космических кораблей — вплоть до нескольких килограммов и даже сотен граммов (для сравнения, вес космических кораблей в начале 1990-х гг. составлял несколько тонн и в настоящее время уменьшен до сотен килограммов). Это предполагает активное использование современных технологических достижений и в перспективе позволит объединить микромеханизмы, микросенсоры, микроприводы и встроенную электронику космических аппаратов в единую систему сверхмалых размеров и массы. Именно этот подход считается в данный момент наиболее многообещающим и перспективным, хотя он и не сулит решение проблемы уже сегодня.

В новом стратегическом плане NASA «Быстрее, лучше, дешевле» утвержденном в декабре 1997 г.,

предполагается осуществить плавный, но глобальный переход от классической эры больших космических кораблей, непосредственно построенных человеком, к новой эре самособирающихся космических аппаратов. Этот план не имеет четко ограниченных временных рамок и направлен на активное внедрение современных достижений нанотехнологии, микромехатроники и молекулярной электроники в создание миниатюрных, сверхлегких и дешевых узлов космической техники как для больших космических кораблей (масса 500—10000 кг), миниспутников (100—500 кг), микроспутников (10—100 кг) и наноспутников (1—10 кг), так и для сверхмалых космических аппаратов новых поколений — пикоспутников (0.1—1 кг) и фемтоспутников (менее 0.1 кг). На базовые исследования в этом стратегическом направлении уже выделяются 160 млн долларов в год, и с каждым годом объем финансирования будет увеличиваться [25]. Примечательно, что из 2000 грантов, ежегодно финансируемых NASA в рамках программы «Меньше, быстрее, лучше, дешевле», 1500 грантов не являются проектами ученых из подразделений NASA, что свидетельствует о высокой интегрирующей роли данного плана для развития передовых технологий мировой науки в целом.

К настоящему времени идея внедрения достижений нанотехнологии в космическую отрасль уже не является просто фантастикой. Об этом свидетельствует ряд последних симпозиумов и конференций, проводимых под руководством NASA и европейских космических агентств. В первую очередь отметим симпозиумы и конференции, полностью посвященные данному вопросу: «From Microsystems to Nanotechnology for Space Systems» (март 1998, Великобритания) и ежегодные «The International Conference on Integrated Nano/Microtechnology for Space Applications» (ноябрь 1998 и январь 2000, США). Тематика докладов данных конференций, а также многочисленные материалы из научных журналов и сети Интернет позволяют непосредственно судить об уровне развития передовых научных технологий, об этапах и перспективах их внедрения в космическое материаловедение и приборостроение. К этому вполне уместно добавить слова Бредли Файлса, руководителя проекта по углеродным нанотрубкам Джонсоновского космического центра (Хьюстон, США): «Если мы хотим полететь на Марс через 10 или 15 лет, то нам уже сейчас необходимо сфокусироваться на новых научных направлениях, охватывающих сверхлегкие и сверхпрочные композиты, химические сенсоры, проводящие полимеры, наноэлектронные приборы, накопители водорода, и на других потенциальных

приложениях с использованием углеродных нанотрубок» [17].

2. СОВРЕМЕННЫЙ УРОВЕНЬ РАЗВИТИЯ МИКРОСПУТНИКОВ

Как отмечалось выше, разработка микроспутников осуществляется в целях создания космических средств, позволяющих существенно снизить время и затраты на создание космического аппарата, а также для активизации деятельности научно-исследовательских организаций в области космических исследований и для развития международного сотрудничества.

Микроспутники необходимы для решения многих хозяйственных задач. Их используют для дистанционного зондирования Земли (в интересах природопользования, сельского хозяйства, экологии, навигации, метеорологии и картографии), для поиска и идентификации очагов возгорания на Земле, для наблюдения за миграцией косяков рыб, за движением океанских льдин и нефтяных пятен, в качестве спутников погоды и связи, военных спутников и пр. Микроспутники необходимы для проведения различных физических и технических экспериментов по отработке перспективного бортового оборудования КА и для специальных научных исследований. Область применения микроспутников не исчерпывается перечисленными задачами, их принципы унификации и техническая реализация должны обеспечивать возможности выполнения и других, более специфических, задач.

С момента зарождения космонавтики в конце 1950-х гг. спутники претерпели ряд изменений, связанных с различными техническими, политическими и экономическими факторами. Вплоть до начала 1990-х гг. политическое противостояние СССР и США давало жизнь многим амбициозным проектам, требующим вывода массивных и крупногабаритных приборов (интерферометров, космических телескопов и пр.) на околоземную орбиту. Это повлекло за собой увеличение массы и размеров спутников и потребовало использования более мощных и дорогих средств выведения космических аппаратов на орбиту. Все это не могло не сказаться на стремительном росте стоимости космической миссии (вплоть до нескольких десятков миллиардов долларов), однако на тот момент данный фактор не имел решающего значения в силу единичных космических запусков и политического противостояния.

Статистика некоммерческих запусков NASA за период 1955—2000 гг. отражает четкую тенденцию

увеличения массы спутника (вплоть до 1992 гг.) и последующее ее резкое снижение. Помимо очевидных политических причин, такое падение объясняется следующим. При ограниченном государственном финансировании космических агентств рост стоимости космических миссий неизбежно уменьшил бы количество ежегодных запусков. В этом случае неудача какой-либо миссии (поломка дорогостоящих приборов либо потеря контроля над космическим аппаратом) приводила бы к большим финансовым потерям, к невозможности повторного запуска и удару по престижу агентства. Единственная возможность уменьшить степень такого риска — сокращение стоимости космических миссий, что и влечет за собой уменьшение взлетной массы.

В настоящий момент времени одновременно существуют три различных стратегии проектирования космических аппаратов.

Первая стратегия (Conventional Subsystem by Subsystem Design) — это традиционный и хорошо зарекомендовавший себя ранее метод, предполагающий изготовление спутника под конкретное техническое задание. Здесь каждый структурный компонент спутника изготавливается отдельно и проектируется таким образом, чтобы в максимальной степени обеспечить выполнение данной космической миссии. Преимуществом такого подхода является оптимальная способность спутника к выполнению данной миссии, а его недостатки следуют из его уникальности — это высокая стоимость космического аппарата и невозможность использования спутниковых разработок для иных космических миссий без существенной переделки.

Поскольку в настоящее время осознана невозможность выполнения некоммерческих космических миссий стоимостью в миллиарды долларов, в рамках данного подхода удалось существенно снизить массу космических кораблей от нескольких тонн до сотен килограммов, и как следствие, уменьшить стоимость КА до уровня в несколько десятков миллионов долларов.

Однако в сфере коммерческих космических запусков ситуация несколько иная. Многие коммерческие компании США («Hughes», «Aerospatiale», «Lockheed Martin» и др.) и поныне осуществляют запуск космических аппаратов, которые именно за счет увеличения размеров КА и роста энергопотребления способны обеспечивать все более высокий уровень качества связи. В первую очередь это относится к спутникам на высокой геостационарной орбите, поскольку сильное поглощение сигнала по пути его следования на спутник и обратно требует большой мощности передающего сигнала и увеличения диаметра спутниковой антенны.

Вторая стратегия является модульной (Modular Design). В рамках этой стратегии все спутниковые компоненты изготавливаются традиционным способом, однако они проектируются не только под конкретную космическую миссию, но и для серии ее подобных. В результате стоимость космического аппарата существенно снижается, однако снижается и степень готовности спутника к выполнению данной космической миссии. Модульная стратегия изначально ориентируется на задачи, допускающие использование серии идентичных спутников (военные и погодные спутники, спутники радиационного и электромагнитного наблюдения Земли и пр.). Американские спутники серии «SMEX» (Small Explorer) и «MightySat» являются примерами такого модульного подхода. Используемая в них платформа, включающая подсистемы энергетики, обработки данных, ориентации и управления, является стандартной в пределах серии.

Третья стратегия ориентирована на изготовление унифицированных космических аппаратов с предельно низкой стоимостью, влекущей за собой высокую степень их незащищенности (Low Cost/High Risk Design). Предложенная в середине 1980-х гг., стратегия была основана на осознании того факта, что для успешного выполнения миссии более предпочтительным является запуск не одного большого и дорогого КА, а серии малых и дешевых космических сателлитов (распределенных спутниковых систем), пусть даже и с высокой вероятностью фатальной поломки каждого. В самом деле, если r — надежность индивидуального КА, то надежность R серии из n спутников определяется формулой $R = 1 - (1 - r)^n$. Принимая для примера $r = 0.1$ и $n = 32$, получим $R = 0.97$, т. е. достаточно высокую степень успешного завершения миссии, с трудом доступную традиционным космическим кораблям. Итак, появление к жизни микроспутников является следствием решения дилеммы: «высокая стоимость и высокая надежность» либо «низкая стоимость и низкая надежность» в пользу второго пути.

Преимуществом третьей, революционной, стратегии является тот факт, что унифицированные микроспутники гораздо дешевле традиционных сателлитов и возможен их серийный запуск. Ее основные недостатки на сегодняшний день — это недостаточная надежность КА, сравнительно малое время жизни на орбите и невозможность оснащения спутников крупногабаритными приборами.

Распределенные системы из унифицированных спутников могут быть использованы в задачах глобальной навигации и космической связи, глобального зондирования Земли и непосредственно для

нужд космической науки. За счет использования коммерческих и дешевых технологий производства портативных и карманных компьютеров здесь становится возможным бортовое хранение и обработка данных. Однако из-за ограниченных энергетических ресурсов микроспутников такая обработка информации может производиться с очень низкой скоростью.

В течение 1990—1998 гг. космическими агентствами многих стран были осуществлены запускиnano- и пикоспутников, которые по тем или иным причинам уже прекратили свое существование. Это шары-зонды QQW-1 и QQW-2 (1990 г., масса по 4 кг), сантиметровые сферы для калибровки радиолокаторов ODERACS A-F, ODERACS 2A-2F (1994 г., масса 1.5—5 кг, запускались из «Шаттла»), радиопередатчик «Спутник-40» (1997 г., масса 3 кг), радиомаяк «Спутник-41» (1998 г., масса 4 кг), радиопередатчик «Спутник-Юниор-3» (1999 г., масса 3 кг); последние три спутника запускались с орбитальной станции «Мир» и др.

За 1998—1999 гг. были выведены на орбиту и ныне функционируют многие nano- и пикоспутники. Спутники TUBSAT-N и TUBSAT-N1 (Германия, предназначены для наблюдения за средними и крупными млекопитающими в Северном Ледовитом океане, поиска украденных автомобилей, сбора данных с автономных станций контроля окружающей среды (масса 8 кг и 3 кг, были одновременно запущены 1998 г. из находящейся в Баренцевом море российской подводной лодки), ASUSAT-1 (США, радиоретранслятор, масса 5 кг), BITSY (США, спутник связи, масса 1 кг), Munin (Швеция, электронные и ионные измерения в зоне северного сияния, масса 5.5 кг), пикоспутники DARPA, ARTEMIS, MASAT и STENSAT (США, спутники связи, запускались с микроспутника OPAL, масса по 0.25—0.5 кг), SNAP-1 (Великобритания, дистанционное зондирование Земли и радиосвязь, масса 2.5 кг) ANISAT (Мексика, телекоммуникации и исследование верхних слоев атмосферы, масса 0.5 кг) и др. Учеными NASA разработан проект запуска серии фемтоспутников — 25-мм дисков, содержащих по 12 транзисторов. Предполагается, что серия из таких микроспутников будет выведена на орбиту и развернута в пространстве для экспериментов, требующих одновременных измерений в различных пространственных точках (получение трехмерных изображений в реальном времени и пр.).

Разрабатываемые модификации унифицированных микроспутников в Украине ориентированы в первую очередь на проведение съемки подстилающей поверхности Земли и на наблюдение за движе-

нием океанских льдов. Поэтому в составе их бортового оборудования должны быть предусмотрены малогабаритные телекамеры видимого диапазона и специальная радиоаппаратура для передачи информации на наземные приемные средства.

Известно два способа потенциального увеличения надежности микроспутников при сохранении или даже существенном снижении их стоимости. Первый способ ориентируется на оптимизацию архитектуры спутника: все электронные части, системы контроля и элементы питания изготавливаются непосредственно в одном месте, на одном чипе. Специалисты прогнозируют, что за счет использования СБИС-технологии, а также за счет сокращения числа спутниковых компонентов, длин соединительных кабелей и звеньев может быть существенно увеличена надежность спутника, снижены его размеры, масса и энергопотребление, что сильно удешевит стоимость космического аппарата. Второй способ предполагает использование микроэлектромеханических систем (MEMS) и современных достижений нанотехнологии для спутниковой сборки. Как инженерная дисциплина, молекулярная нанотехнология обещает революционные продвижения не только в производстве отдельных компонентов микроспутников, но и в организации самого процесса их производства. Внедрение нанотехнологических разработок дало бы реальную возможность значительных усовершенствований в широком спектре космических приложений (например, датчики и приводы космического аппарата могли быть значительно уменьшены в размере и массе), продлевая тем самым жизнь космического аппарата и увеличивая вероятность успешного завершения миссии.

Распределенные системы из наноспутников откроют принципиально новые возможности для пространственного зондирования Земли и планет Солнечной системы. Запуск таких «облаков» позволит подойти к решению целого класса задач, еще недоступных сегодня (наноспутниковые интерферометры со сверхдлинной базой и др.). В перспективе ожидается, что такие наноспутники будут собираться подобно современным компьютерным чипам, что в существенной мере уменьшит общую стоимость космической миссии. Перспективы и выгоды от внедрения нанотехнологии в космическую отрасль будут рассмотрены ниже.

3. НОВЫЕ МАТЕРИАЛЫ СПУТНИКОВЫХ ТЕХНОЛОГИЙ

Современная технология развивается в направлении постепенного уменьшения размеров отдельных

функциональных элементов. Уже сейчас достигнут уровень, когда размеры некоторых механических устройств, не говоря уже об электронных, составляют доли микрона. Однако по мере последующего продвижения в нанометровый диапазон физические принципы функционирования приборов существенно изменятся. Это наиболее ярко проявляется в электрических свойствах материалов, например, удельное сопротивление проводов нанометровой толщины может принимать лишь дискретные значения, кратные 12.9 кОм [18].

Создание и изучение новых материалов, размеры которых в одном, двух, либо в трех измерениях имеют порядок единиц нанометров, являются основой для разработки принципиально новых и сверхминиатюрных приборов новых поколений для наоспутников. Ниже мы останавливаемся на наиболее важных и перспективных космических материалах.

3.1. Проводящие полимеры. Еще 20 лет назад исследователи имели дело главным образом с полимерами, которые могут быть переведены в проводящее состояние лишь в результате коренного изменения их строения (например, путем резкого увеличения их температуры). Однако открытие в 1977 г. высокой металлической проводимости полиацетилена при введении небольших концентраций примесей (допантов) в полимерную матрицу стимулировало работы по синтезу и исследованию различных типов молекул, состоящих из повторяющихся звеньев — мономеров. В результате в настоящее время появился обширный класс многообещающих полимерных проводников [9].

Проводящие полимеры относятся к классу синтетических материалов. Эти материалы обладают электрическими, магнитными и оптическими свойствами металлов, но сохраняют при этом механические свойства обычных полимеров. Основой для получения таких проводящих материалов служат полисопряженные полимеры — плоские линейные молекулы с чередующимися двойными и одинарными связями. Они изначально обладают слабой электронной проводимостью порядка 10^{-10} См/см, которая резко увеличивается при дипировании полимера — на 5—10 порядков для небольших концентраций примесей и вплоть до 10^5 См/см для сильно дипированных полимеров. Таким образом, варьирование концентраций примесей позволяет получать материалы с проводимостью различных типов.

Разнообразие необычных физико-химических свойств проводящих полимеров и многообещающие перспективы их применений привлекают постоянно растущий интерес исследователей космоса. К достоинствам таких материалов, в первую очередь, сле-

дует отнести их легкость, гибкость, долговечность, стабильность, малые габариты и энергопотребление, электронную совместимость с ныне существующими приборами обработки информации, а также их низкую трудоемкость изготовления и цену.

Электропроводность полимеров весьма чувствительна к внешним химическим реагентам, что позволяет конструировать на их основе разнообразные датчики контроля неорганических (NO , CO_2 , CO , NH_3 , H_2S) и органических (ацетон, метanol, этанол) веществ [1].

Гибкие пленки из проводящих полимеров можно использовать в качестве электромагнитных экранов для различных спутниковых подсистем. Например, пленка из полипарафенилена толщиной в 50 мкм обеспечивает коэффициент затухания электромагнитной волны 30 дБ [1].

Свойство проводящих полимеров обратимо изменять свой объем в пределах от 1 до 100 % при электрохимическом дипировании можно использовать для создания «электрохимических мускулов». Эти механизмы создаются на основе бислойных полосок, состоящих из слоя какого-либо проводящего полимера и непроводящего полиэтиленового слоя. При дипировании незакрепленный конец полоски сильно отклоняется от исходного положения за счет разности изменения объемов в каждой из полосок и возвращается обратно при дедипировании [1].

Пленки из проводящих полимеров используют в качестве катодов полевой эмиссии с очень низким энергопотреблением. Так, тонкие пленки из поликвилтиофена, депозированные на *n*-дипированный кремний, эмиттируют электроны в вакуум при ультранизком электрическом поле (0.03—0.3 В/мкм) [33].

Сопряженные полимеры — новый класс химических веществ, которые изменяют цвет под влиянием электрического поля — это нечто новое, что не может делать полупроводниковый кремний. На таких электролюминесцентных полимерах уже создают принципиально новый вариант матричного дисплея, более дешевый, чем жидкокристаллический и не уступающий ему по качеству. Дисплей состоит из одного или нескольких полимерных слоев, расположенных между двумя электродами, один из которых прозрачен для света. Прикладываемая к электродам малая разность потенциалов приводит к излучению света полимером. Цвет излучения определяется структурой полимера каждого слоя и может быть проварирован в широких пределах.

Большие применения в космической технике найдет новый класс электролюминесцентных пленок на основе полипарафениленов. Такие пленки,

облучаемые УФ-лучами, испускают зелено-голубой свет $\lambda = 490$ нм, обеспечивая при этом очень высокую квантовую эффективность переизлучения — 65 % [16].

3.2. Фуллерены и углеродные нанотрубки. Открытие фуллеренов в 1985 г. (Нобелевская премия по химии за 1996 г.) и последовавшая за этим разработка технологии их получения в макроскопических количествах [6], дали начало систематическим исследованиям свойств углеродных слоев, состоящих из периодически повторяющихся правильных шестиугольников. В молекуле фуллерена атомы углерода расположены в вершинах правильных шестиугольников и пятиугольников, регулярным образом покрывающих поверхность сферы или сфераоида. Наиболее распространенной и детально изученной из молекул, из семейства фуллеренов является молекула C_{60} , структура которой соответствует правильному усеченному икосаэдру (рис. 1). Ее поверхность выложена 20 правильными шестиугольниками и 12 правильными пятиугольниками, так что каждый шестиугольник граничит с тремя пятиугольниками и тремя шестиугольниками. Наряду с C_{60} , к классу фуллеренов относятся и другие замкнутые молекулы, например, C_{70} , C_{76} , C_{78} , C_{84} , C_{240} и др., отличающиеся более низкой симметрией и большим числом шестиугольников [19].

Фуллерены представляют собой единственную растворимую форму углерода из трех ныне известных его модификаций (алмаз, графит, фуллерен). Они проявляют ярко выраженные акцепторные свойства (т. е. обладают способностью принимать электроны). Например, молекула C_{60} может принимать до 12 электронов и отдавать один электрон (т. е. заряд на молекуле может изменяться от +1 до -12). Поэтому фуллерены — это акцепторы нового поколения ибо, в отличие от других ранее известных акцепторов-молекул, обладают большими раз-

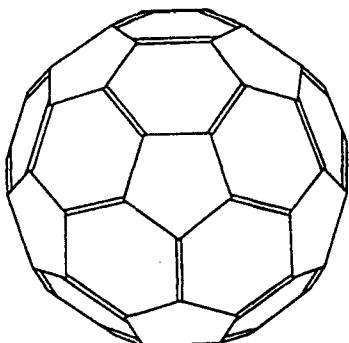


Рис. 1. Наиболее распространенная форма фуллерена — молекула C_{60}

мерами, высокой симметрией и поляризуемостью. Комбинации проводящих полимеров с фуллеренами C_{60} дают возможность осуществить эффективный фотоперенос и разделение зарядов на большие расстояния и с большим временем жизни [6]. Это значительно увеличивает фотопроводимость полимерных материалов и может быть использовано для создания высокоэффективных фотопреобразователей солнечной энергии.

Материалы, основанные на фуллерене C_{60} и додированные калием (тонкая пленка K_3C_{60} , точная геометрическая структура пока неизвестна), очень чувствительны к влажности и изменяют проводимость на три порядка при увеличении относительной влажности от 0,1 до 100 %. Следует отметить также быстроту реагирования пленки на изменение влажности. Например, может быть отслежено дыхание человека, удаленного на 30 см от пленки [35].

Наряду со сфероидальными структурами, графитовый слой может также образовывать и протяженные структуры в виде однослойных либо многослойных трубок. Длина таких образований, получивших название «нанотрубок» (рис. 2), достигает нескольких десятков микрон, что на несколько порядков превышает их диаметр, обычно составляющий 5—20 нм.

Нанотрубки фактически представляют собой новую квазидномерную (1D) форму углерода, занимающую вакантное место в ряду других известных форм углерода различной размерности 3D (алмаз),

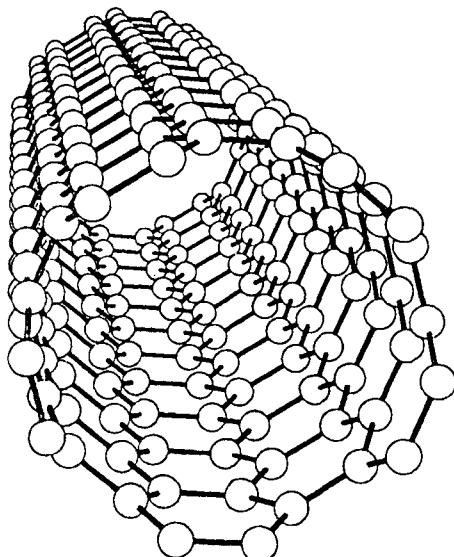


Рис. 2. Схема однослойной углеродной нанотрубки с открытыми концами

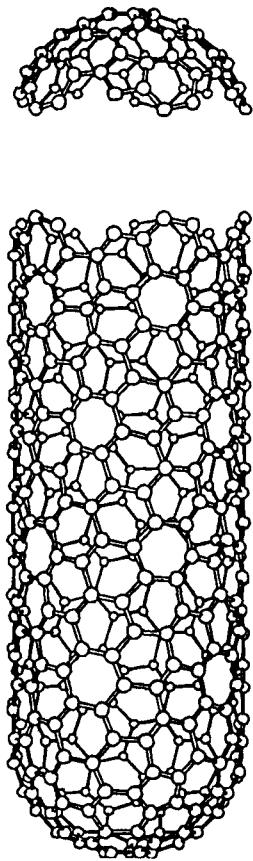


Рис. 3. Однослойная углеродная нанотрубка, заканчивающаяся двумя полусферическими головками

2D (графит), 0D (фуллерен). С обоих концов нанотрубки обычно заканчиваются полусферическими головками, напоминающими половину молекулы фуллерена (рис. 3). Различие в химической активности цилиндрической стенки нанотрубки и ее сферической головки позволило создать «химические» методы управления параметрами нанотрубки. Использование этих методов, например, позволяет синтезировать нанотрубки с открытыми концами, а также семейство однослойных нанотрубок одинакового радиуса.

Интерес к нанотрубкам, в первую очередь, вызван тем, что они сочетают в себе свойства молекул и твердого тела, и могут быть как проводниками, так и полупроводниками даже без допирования и при одном и том же диаметре трубы. Это происходит потому, что в цилиндрическом графитовом слое энергетический интервал между заполненными и вакантными электронными состояниями (запрещенная зона) зависит от хиральности нанотрубки (угла между образующей нанотрубки и направле-

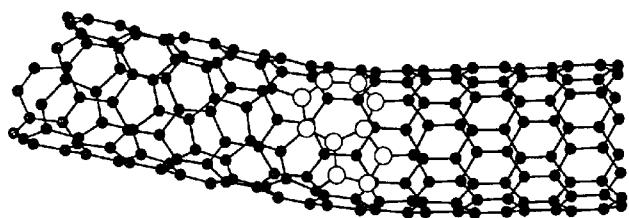


Рис. 4. Гетеропереход на основе однослоевой нанотрубки с различной хиральностью по разные стороны от дефекта пятиугольник—семиугольник, показанного светлыми кружками

нием, в котором соседние шестиугольники имеют общую сторону). В зависимости от своей хиральности нанотрубка может быть либо полуметаллом, не имеющим запрещенной зоны как графит, либо полупроводником с шириной запрещенной зоны в диапазоне 0.01—0.7 эВ, либо обладать металлической проводимостью.

Соединение двух (или нескольких) нанотрубок, имеющих одинаковый диаметр, но разную хиральность, представляет собой многообещающий вариант нанометровых *p-n*-переходов в электронных устройствах нового поколения. Например, внедрение в идеальную нанотрубку смежной пары пятиугольник—семиугольник (рис. 4), может изменить ее хиральность по разные стороны от данного дефекта. Результат внедрения двух таких пар в разных местах нанотрубки можно рассматривать как гетеропереходы типа металл—полупроводник—металл либо как гетеропереходы полупроводников с различными ширинами запрещенной зоны [13, 40].

Сфера применения нанотрубок не ограничивается областью наноэлектроники. Нанотрубки могут служить основой тончайшего измерительного инструмента, используемого для контроля неоднородности каких-либо поверхностей на нанометровом уровне. Они могут быть использованы в качестве электропроводящего зонда для сканирующего тунNELьного микроскопа (СТМ) с многообещающими перспективами. Уникальность таких зондов состоит в том, что нанотрубка испытывает изгиб лишь при превышении некоторого порогового усилия, а благодаря своим малым поперечным размерам (5—20 нм) нанометровый зонд позволяет проникать в углубления шириной 0.4 мкм и глубиной 0.8 мкм, недоступные для современных зондов.

При воздействии ультразвука на жидкую среду растворенные в ней углеродные нанотрубки обладают удивительной способностью сворачиваться в 400–600-нанометровые спирали, при этом доля выхода спиралевидных нанотрубок близка к 50 %. Это открывает возможность использования нанот-

рубок такого типа для магнитных измерений [30].

Нанотрубки обладают рядом интересных свойств, которые трудно ожидать от обычных объектов нанометровых размеров. Например, нанотрубки с открытым концом проявляют капиллярный эффект и способны втягивать в себя расплавленные металлы и другие жидкые вещества. При этом нанотрубку, заполненную проводником, полупроводником, либо сверхпроводником, можно рассматривать не только как самый миниатюрный из всех ныне существующих элементов микроэлектроники, но и в качестве основного элемента для гироскопов навигационных приборов. Наилучшими металлами для нанопроволок служат хром и гадолиний, которые образуют наиболее длинные и совершенные проволоки.

Необходимо также отметить чрезвычайно высокую механическую прочность нанотрубок, их модуль Юнга в поперечном направлении составляет порядка 7000 ГПа, в то время как для стали и иридия значение этого параметра соответственно составляет 200 и 520 ГПа [3].

В основе многих технологических применений многослойных (т. е. вложенных друг в друга) нанотрубок лежит их высокая удельная поверхность ($600 \text{ м}^2/\text{г}$). Углеродные материалы из случайнным образом расположенных нанотрубок обладают значительным количеством полостей нанометрового размера, доступных для проникающих извне жидкостей и газов. Это открывает возможность применения таких структур в качестве пористых материалов для фильтров и накопителей—анализаторов. Высокая удельная поверхность нанотрубок используется в роли электродов для высокочемких и легких электрохимических конденсаторов большой удельной мощности. К достоинствам таких электродов, недостижимых при использовании традиционных материалов, следует отнести их высокоразвитую пористую структуру, доступную для электролита, большую удельную поверхность, а также высокую химическую и термическую стабильность. Так, полный объем пор для структур из многослойных нанотрубок составляет $0.79 \text{ см}^3/\text{г}$, а средний диаметр пор — 9.2 нм, и хотя величина удельной поверхности материала ($450 \text{ м}^2/\text{г}$) ниже соответствующего значения для активированного угля ($1000 \text{ м}^2/\text{г}$), отсутствие микропор делает эту поверхность значительно более доступной для электролитов [5]. Более того, практически вся запасенная в таком конденсаторе энергия может быть извлечена без потерь при частотах ниже 100 Гц. Это оставляет далеко позади другие аналогичные устройства, не содержащие нанотрубок, типичное значение предельной частоты для которых не превышает 6 Гц. Следует также отметить и высокие

энергетические параметры нанотрубочных конденсаторов (8 кВт/кг при удельном энергосодержании 1.5 кДж/кг), что заставляет относиться к последним как к высокоэффективным устройствам, пре-восходящим лучшие современные коммерческие образцы [3].

Особые «экологические» ожидания связаны с развитием и реализацией методов заполнения нанотрубок различными опасными материалами. При этом сама трубка может использоваться как в качестве носителя заполняющего материала, так и в роли изолирующей оболочки, предохраняющей данный материал от взаимодействия с окружающими объектами. В частности, широко обсуждается вопрос о применении углеродных нанотрубок для изоляции и хранения радиоактивных веществ либо химических отходов. Преимущества такого подхода связаны с тем, что радиоактивный материал или опасный для человека химический реагент, инкапсулированный внутрь нанотрубки, инертен в химическом отношении. Тем самым можно рассчитывать на повышенную безопасность этого способа хранения материала по сравнению с традиционными методами.

Большие перспективы возлагают и на создание технологии хранения газообразного водорода внутри углеродных нанотрубок и фуллеренов. Практическая реализация этой разработки может способствовать созданию высокоэффективных экологически безопасных космических полетов, ибо открывает возможность решения практически важной задачи безопасного хранения водорода, используемого в качестве топлива.

Материалы, основанные на нанотрубках, могут быть использованы в качестве хранилища газообразного водорода. Правда, в настоящее время для его эффективной адсорбции необходимы высокое давление его паров и высокие температуры. Так, многослойные нанотрубки, додированные литием, поглощают водород вплоть до 20 % своего веса в течение 3 ч при температуре 380°C , а калий-додированные многослойные нанотрубки — до 14 % своего веса при комнатной температуре. Правда, до сих пор остается непонятным, как водород может быть хемисорбирован в таком отношении, что на три водорода приходится только один углерод [15]. Интенсивность десорбции (выделения) водорода из материала, содержащего нанотрубки, примерно в 10 раз (при тех же температуре и давлении) превышает соответствующее значение для ныне используемого материала — активированного угля [12].

Ввиду того, что углеродная нанотрубка является атомно совершенной и имеет высокое отношение

длина—толщина (порядка 1000 и больше), она является идеальным укрепляющим волокном для композитных материалов. Так, обычные углеродные волокна рвутся при очень низком напряжении, не превышающем 1 % деформации, а полимерная матрица со внедренными в нее нанотрубками выдерживает деформацию 15 %. При исследовании же волокон с нанотрубками (5 % от общего веса) на предмет эластичности, модуля упругости и электропроводности обнаружено увеличение на 90 % по первому параметру, на 150 % — по второму и на 340 % — по третьему [17].

Исследователи также используют наполнители из нанотрубок для увеличения электропроводности полимеров, испускающих свет при пропускании электрического тока. Например, добавление 10 % нанотрубок в полипарафенилен (наиболее перспективный материал для светодиодов) приводит к увеличению его проводимости на 10 порядков и, к тому же, в два раза увеличивает интенсивность люминесценции [17].

Заполнение нанотрубок полупроводниками наночастицами открывает новые возможности в создании материалов с длительным послесвечением. Интересно отметить, что спектр флуоресцирующих наночастиц сильно зависит от их размеров, например, частицы диаметром 2 нм излучают зеленый свет, а частицы диаметром 4 нм — красный. Сигнал от обычных красителей быстро становится тусклым даже после продолжительного освещения, полупроводниковые же наночастицы, инкапсулированные в нанотрубки, дают более узкий и яркий спектр, и в некоторых случаях сохраняют свое свечение в 100 раз дольше обычных красителей [10].

Промышленное изготовление нанотрубок с использованием лазерной печи уже осуществлено в нанотехнологическом центре университета г. Хьюстона, США. Используемая технология позволяет получить до 60 г нанотрубок в неделю, при этом более 90 % конечного продукта составляют однослойные нанотрубки диаметром 12 нм. Стоимость самого материала приблизительно равна 2000 долларов за 1 г чистых нанотрубок и 100 долларам для нанотрубок с примесями. Пока это слишком дорого для многих перспективных приложений.

3.3. Самоассемблированные слои молекул. Самоассемблированные молекулярные слои (САМ) представляют собой совокупность плотно упакованных молекул одного типа, удерживаемых на поверхности металла своими концевыми группами (рис. 5). Они представляют собой многообещающий класс новых диэлектрических и мембранных материалов, полимерных покрытий и будут играть до-

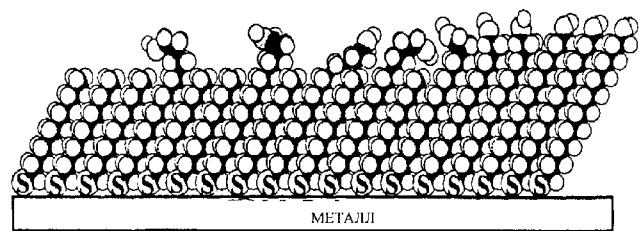


Рис. 5. Самоассемблированный слой молекул на поверхности металла

минирующую роль в компьютерных технологиях будущего, поскольку САМ являются прообразом электронных материалов с дефектно- и радиационно-защищенной архитектурой и распараллеливанием алгоритмов. В условиях микрографитации путем самоассемблирования молекулярных слоев могут быть получены структуры, которые не могут быть получены непосредственно на Земле.

Самоассемблированная смесь из различных полимеров является прекрасным образцом диэлектрического зеркала, способного избирательно отражать свет в определенных участках видимого диапазона. Такие зеркала обладают способностью менять свою форму и направлять отраженный свет в различных направлениях [38].

Самоассемблированные слои сопряженных молекул бензенотиола не пропускают электрический ток до определенного порога, после превышения которого наблюдается резкий рост тока, его насыщение и еще более резкое падение [15, 40]. При этом отношение максимума тока к его допороговому значению составляет три порядка. Такое необычное поведение тока, известное как отрицательное дифференциальное сопротивление, наблюдается при 150 К и весьма чувствительно к изменению температуры, например, при комнатной температуре это отношение составляет 1.5 : 1 [11]. Для сравнения отметим, что в известных на сегодняшний день полупроводниковых устройствах отношение максимума тока к его минимуму составляет 100 : 1.

О создании первых компонентов будущих молекулярных компьютеров на основе САМ уже сообщалось [26]. Например, на базе самосопряженных молекул ротаксана, заключенных в микронном зазоре между двумя электродами, созданы первый молекулярный транзистор и логические элементы «И», «ИЛИ».

Действие прибора основано на том, что молекула ротаксана имеет две конформации, различающиеся по длине молекулы, а сама молекула может легко переключаться из одной конформации в другую

под действием электрического сигнала, подаваемого на базу прибора. Поэтому сопротивление току, оказываемое самой молекулой и промежутком молекула—электрод, будет зависеть от конформации молекулы, и, как установлено на практике, различаться более чем в 15 раз [14].

4. ОСОБЕННОСТИ АРХИТЕКТУРЫ «НАНОСПУТНИКОВ»

Будущие наноспутники будут в основном сохранять архитектуру современных микроспутников, но строиться на несколько иных технологиях сборки, позволяющих существенно снизить размер, массу и стоимость будущих наносателлитов.

В настоящее время для минимизации стоимости микроспутника и его массы часто отказываются от использования механических систем активной ориентации спутника. Однако, поскольку выведение будущих наноспутников на орбиту будет осуществляться методом группового запуска, их положение относительно орбиты в общем случае может оказаться произвольным. Поэтому в состав наноспутников (формирующих, например, интерферометры со сверхдлинной базой) предусматривается ввести двигательную установку для поддержания заданных параметров орбиты.

Чрезвычайно легкий наноспутник мог бы продвигаться и маневрировать на орбите, используя импульсные толчки от своей силовой установки. В настоящее время активно дискутируется вопрос использования солнечного паруса в качестве двигателя для наноспутника. Однако это имеет как преимущества, так и недостатки. Плюсом является то, что перемещение спутника можно осуществлять без использования движущихся механических частей, например, путем смещения центра масс при растяжении или сжатии опорных металлических нитей, нагреваемых от слабого электротока. Минус связан с геометрическими размерами будущего наноспутника. По оценкам [7] спутник массой в 250 г должен иметь солнечный парус площадью в 4 м².

В этой связи достаточно перспективным средством передвижения наноспутника является лазерный луч, посыпаемый с Земли на миниатюрный спутниковый парус. Целесообразным представляется использование терагерцового лазера с частотами, принадлежащими окнам прозрачности земной атмосферы. Энергия такого лазерного луча, посыпаемого на наноспутник, была бы идеальным средством для коррекции орбиты спутника, однако проблема точного наведения луча на спутник пока остается нерешенной.

В качестве миниатюрных навигационных гироскопов наиболее перспективными являются свернутые в спираль углеродные нанотрубки. Как показало моделирование, нанотрубка может вращаться в электрическом поле, создаваемом лазером [32]. И хотя до сих пор не решена задача устойчивости спиральных нанотрубок вне жидких сред, данные образования являются наиболее достойными преемниками микронных металлических гироскопов, разработанных в начале 1990-х гг.

Выход на орбиту микроспутников ракетами-носителями различных типов обуславливает необходимость защиты наиболее уязвимых частей наноспутника от теплового нагрева при запуске. В этой связи становится актуальным использование алмазо-титановых композитов для изготовления спутниковых корпусов. Существенное повышение удельной прочности новых материалов по сравнению с используемыми ныне материалами (по теоретическим оценкам до 75 раз) ожидается за счет использования бездефектных технологий [21]. Корпус перспективных наноспутников должен не только предохранять от холода, тепла и вакуума, но и функционировать как многосенсорная платформа и антenna, а при необходимости — изменять и свою форму.

Отдельные механические компоненты наноспутников будут изготавливаться из монокристаллов, приобретая особую прочность именно за счет уменьшения размеров. Например, нанокристаллы меди в пять раз тверже, чем медь микроразмерная.

Бортовой компьютер наноспутника должен быть дешевым, экономичным, жизнеспособным и будет собираться методами, пригодными для массового производства. В силу экстремальных космических условий (радиация, термический нагрев при запуске, вибрация и пр.) нынешние компьютерные узлы массового потребления не могут быть использованы для спутниковых приложений. Однако сейчас наблюдается четкая тенденция в сближении целей космической науки и сферы коммерческих продаж. Например, появление коммерческих портативных и карманных компьютеров и попытки их последующего удешевления стимулировали поиск дефектно защищенных вычислительных сред, обладающих низким энергопотреблением и малой массой. Все эти требования необходимы и для разработки наноспутников.

В настоящее время некоторые фирмы (UCLA, «Hewlett-Packard» и др.) разрабатывают распределенную дефектно-защищенную вычислительную среду с распараллеливанием алгоритмов. Данный компьютер содержит 220 тысяч дефектов (приблизительно 3 % от общего числа элементов), и тем

не менее, работает в 100 раз быстрее современных однопроцессорных компьютеров. Его дефектно-защищенная архитектура снабжена бесчисленным множеством возможных путей следования информационных потоков, что позволяет информации «огибать» дефекты. Использование принципов дефектно-защищенной архитектуры также позволит легко запрограммировать компьютер наноспутника для решения задач, недоступных современным вычислительным машинам [26].

Однако существуют практические ограничения на размеры наноспутников, связанные с накоплением солнечной энергии (нельзя беспредельно уменьшать площадь солнечных батарей), с ее хранением (существует предел для объемов конденсаторов и аккумуляторов), с радиационной безопасностью (нельзя существенно уменьшать толщину защитного слоя для радиационно-чувствительных элементов), с требованиями к разрешающей способности оптических элементов у выносимого оборудования либо к диаметру приемно-передающей антенны.

5. ПЕРСПЕКТИВЫ ВНЕДРЕНИЯ НАНОТЕХНОЛОГИИ В КОСМИЧЕСКУЮ ОТРАСЛЬ

Внедрение достижений нанотехнологии в космическую индустрию является комплексной и долговременной задачей. На начальном этапе предполагается активное использование новых материалов и молекулярных структур (нанотрубок и молекулярных слоев). Важно также подчеркнуть, что первые поколения наноэлектронных устройств могут быть созданы только в современных лабораториях в единичных экземплярах. Поэтому они будут иметь высокую цену и недостаточную космическую надежность. Понижение цены и повышение надежности возможно лишь после соответствующей коммерциализации изделия и через определенное время.

Важной задачей текущего десятилетия является также сбор, обработка и анализ данных по созданию новых сверхтвердых материалов с высокорегулярной структурой, сверхбыстрых электронных приборов с низким энергопотреблением, экзотических химических веществ с уникальными свойствами и пр. Огромное внимание уделяется возможностям сканирующего тунNELьного микроскопа (СТМ) и открывающимися при этом перспективам создания атомно-молекулярных структур с наперед заданными свойствами.

Основой такой СТМ-сборки является возможность размещать атомы в определенном порядке и

манипулировать ими, как это уже было эффективно продемонстрировано фирмой IBM [24]. Ожидается, что использование возможностей других технологий, особенно биохимии, биотехнологии и микролитографии, позволит стремительно уменьшить стоимость материалов, создаваемых с помощью тунNELьных микроскопов, вплоть до 1 долл./кг. При этом будет достигнута высокая степень совершенства молекулярных структур, особенно объемных молекул (типа нанотрубок), что откроет доступ к изучению сложных и тонких физических эффектов на геометрически совершенных материалах.

Интерес к сканирующим тунNELьным микроскопам вызван и долгосрочными выгодами от молекулярной нанотехнологии, в частности возможным использованием СТМ для создания «молекулярного ассемблера» Дrexслера [20—22]. Молекулярный ассемблер (сборщик) состоит из двух основных компонент — микрокомпьютера и управляемого манипулятора. Он представляет собой наноробот с памятью, где хранится управляющая программа, и с исполнительным механизмом, который непосредственно располагает атомы в соответствии с этой программой. По своей сути ассемблер является молекулярной модификацией способного к воспроизведству клеточного автомата фон Неймана. Ожидается, что первый молекулярный ассемблер будет создан с помощью тунNELьного микроскопа, а впоследствии каждая копия будет создавать свою копию, так что число ассемблеров увеличится экспоненциально. Специалистами прогнозируется [4], что к 2025 г., или даже ранее, ассемблеры дадут возможность получать молекулярные последовательности и структуры с наперед заданными свойствами, что может быть использовано для создания протяженных объектов, наподобие космических антенн, для сооружения научно-исследовательских станций вне пределов Земли и для прочих целей.

Однако концепция молекулярного ассемблера не является совершенной для получения новых макроскопических материалов с высокорегулярной периодической структурой (например, для создания сверхпрочных и сверхлегких микроспутниковых корпусов), поскольку это требует одновременного синхронного управления огромным количеством ассемблеров. Эти соображения привели к необходимости поиска и создания конфигураций молекул, способных образовывать «самоорганизующиеся» структуры без непосредственного участия молекулярных сборщиков (например, за счет теплового движения молекул, химической адсорбции и пр.). Впоследствии это понятие «самосборки» было расширено до так называемой «конвергентной сборки». Последняя, в отличие от традиционных технологи-

ческих процессов, предусматривает удвоение размера создаваемого изделия на каждом технологическом этапе сборки путем соединения идентичных блоков меньших размеров. При операциях на атомно-молекулярном уровне время выполнения одной технологической операции чрезвычайно мало — примерно 100 нс, и допустима высокая степень конвейеризации операций на последующих этапах. Поэтому, несмотря на малый (атомарный) объем исходного блока, полная сборка, например, габаритного изделия размером 1 м составит несколько десятков минут, что весьма мало для современных роботизированных производств [4].

За счет конвергентной сборки предполагается создавать изделия из бездефектных высокорегулярных структур, и это позволило обосновать перспективность нанотехнологий в промышленном производстве дешевых космических материалов с необычными свойствами. Именно по этой причине активные нанотехнологические исследования ведутся сейчас во многих подразделениях NASA. После успешного освоения углеродных нанотрубок и самоассемблированных молекулярных слоев аэрокосмическая промышленность крайне заинтересована в сверхпрочных и сверхлегких материалах новых поколений.

В силу каких-либо, до сих пор неизвестных, закономерностей микромира, существует, конечно, определенная вероятность того, что универсальные ассемблеры Дрекслера, либо какой-либо этап конвергентной сборки, не смогут быть осуществлены в принципе. Однако в течение десятилетия с момента принятия основных принципов молекулярной технологии никто не выдвинул весомых аргументов в пользу нереальности этих концепций. Отсутствие достойных аргументов может быть объяснено и тем, что все окружающие нас органические существа были созданы эволюцией подобным образом (от меньшего к большему, от простого к сложному), и что долгосрочные тенденции в развитии нанотехнологии показывают стремительное увеличение глубины проникновения в микромир и степени его управления.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ состояния и перспектив внедрения нанотехнологии в космическую индустрию показывает, что нанотехнология может существенно продвинуть изучение и темпы освоения космического пространства. Существующие технологии, по существу, ограничивают возможности производства малогабаритных, надежных и доступных по средствам кос-

мических систем. В то же время молекулярная нанотехнология имеет неограниченные возможности для создания новых космических архитектур с улучшенными характеристиками и надежностью при сравнительно небольшой стоимости.

Сверхмалые и недорогие навигационные системы на основе углеродных нанотрубок, сети из распределенных встроенных датчиков на основе проводящих полимеров, миниатюрные компьютеры с распараллеливанием алгоритмов на базе самоассемблированных слоев молекул являются многообещающими приборами для контроля механических напряжений, температурных градиентов они могут быть анализаторами давления и падающего излучения, гарантировать безопасность миссии и оптимальность управления космическим аппаратом.

1. Верницкая Т. В., Ефимов О. Н. Полипиррол как представитель класса проводящих полимеров // Успехи химии.—1997.—66, № 5.—С. 489—505.
2. Грицик В. В. Інформаційні технології і системи в космічних дослідженнях: стан і перспективи // Космічна наука і технологія.—1998.—4, № 4.—С. 3—20.
3. Езерский А. В. Углеродные нанотрубки // Успехи физ. наук.—1997.—167, № 9. —С. 945—972.
4. Зубинский А. Нанотехнология — овеществление вычислений, программируемая материя // Компьютерное обозрение.—1999.—№ 42.—С. 38—42.
5. Ивановский А. Л. Моделирование нанотубулярных форм вещества // Успехи химии.—1999.—68, № 2.—С. 119—135.
6. Конарев Д. В., Любовская Р. Н. Донорно-акцепторные комплексы и ион-радикальные соли на основе фуллеренов // Успехи химии.—1999.—68, № 1.—С. 23—44.
7. Помазанов М. В., Егоров В. А. Солнечный парус: принципы конструкции, управление и перелеты к астероидам // Космические исследования.—1999.—37, № 4.—С. 397—404.
8. Солдатов Е. С., Ханин В. В., Трифонов А. С. Молекулярный одноэлектронный транзистор, работающий при комнатной температуре // Успехи физ. наук.—1998.—168, № 2.—С. 217—219.
9. Bredas J. L., Silbey R. Conjugated Polymers. — Dordrecht: Kluwer, 1991.—522 p.
10. Bruchez M. (Jr.), Moronne M., Gin P., et al, Semiconductor Nanocrystals as Fluorescent Biological Labels // Science.—1998.—281.—P. 2013—2016.
11. Chen J., Reed M. A., Rawlett A. M., et al. Large On-Off Ratios and Negative Differential Resistance in a Molecular Electronic Device // Science.—1999.—286.—P. 1550—1552.
12. Chen P., Wu X., Lin J. High H₂ Uptake by Alkali-Doped Carbon Nanotubes Under Ambient Pressure and Moderate Temperatures // Science.—1999.—285.—P. 91—93.
13. Chiko L., Benedict L. X., Louie S. G., et al. Quantum Conductance of Carbon Nanotubes with Defects // Phys. Rev. B.—1996.—54, N 4.—P. 2600—2606.
14. Collier C. P., Wong E. W., Belohradsky M., et al. Electronically Configurable Molecular-Based Logic Gates // Science.—1999.—285.—P. 391—394.
15. Dagani R. Carbon-Based Electronics // Chemical & Engineering News.—1999. —November 22.—P. 11—12.
16. Dagani R. Light-Emitting Polymer Synthesis // Chemical &

- Engineering News.—1998.—January 19.—P. 9—10.
17. Dagani R. Putting the «Nano» into Composites // Chemical & Engineering News.—1999.—June 7.—P. 25—37.
 18. Datta S. Electronic Transport in mesoscopic systems. — Cambridge: Univ. press, 1992.—377 p.
 19. Dresselhaus M. S., Dresselhaus G., Eklund P. C. Science of Fullerenes and Carbon Nanotubes. — San-Diego: Academic press, 1996.—520 p.
 20. Drexler K. E. Molecular engineering: an approach to the development of general capabilities for molecular manipulations // Proc. National Academy of Sciences USA.—1988.—78.—P. 5275—5278.
 21. Drexler K. E. Molecular manufacturing for space systems: An overview // J. Brit. Interplanet. Soc.—1992.—45.—P. 401—405.
 22. Drexler K. E. Nanosystems: Molecular Machinery // Manufacturing, and Computation: John Wiley and Sons, 1992.—452 p.
 23. Ebbesen T. W. Carbon Nanotubes. Preparation and Properties. — Finland, Boca Raton: CRC Press.—1997.—225 p.
 24. Eigler D., Schweizer E. Positioning Single Atoms with a Scanning Tunneling Microscope // Nature.—1990.—344.—P. 524—526.
 25. Hanson D. J. NASA at 40: Science Looks Up // Chemical & Engineering News.—1998.—March 16.—P. 21—23.
 26. Heath J. R., Kuekes P. J., Snider G. S., et al. A Defect-Tolerant Computer Architecture: Opportunities for Nanotechnology // Science.—1998.—280.—P. 1716—1721.
 27. Hsieh B. R., Yu Y., Forsythe E. W., et al. A New Family of Highly Emissive Soluble Poly(p-phenylene vinylene) Derivatives. A Step toward Fully Conjugated Blue-Emitting Poly(p-phenylene vinylenes) // J. Amer. Chem. Soc.—1998.—120, N 1.—P. 231—232.
 28. Kohler A., dos Santos D. A., Beljonne D., et al. Charge Separation in Localized and Delocalized Electronic States in Polymeric Semiconductors // Nature.—1998.—392.—P. 903—906.
 29. Kong J., Franklin N. R., Zhou C., et al. Nanotube Molecular Wires as Chemical Sensors // Science.—2000.—287.—P. 622—625.
 30. Martel R., Shea H. R., Avouris P. Ring Formation in Single-Wall Carbon Nanotubes // J. Phys. Chem. B.—1999.—36, N 103.—P. 7551—7556.
 31. Merkle R. Computational Nanotechnology // Nanotechnology.—1991.—2, N 3.—P. 134—141.
 32. Merkle R. Self Replicating Systems and Molecular Manufactur-ing // J. Brit. Interplanet. Soc.—1992.—45, N 10.—P. 407—413.
 33. Musa I., Munindrasdasa D. A. I., Amaratunga G. A. J., et al. Eccleston Ultra-low-threshold field emission from conjugated polymers // Nature.—1998.—395.—P. 362—365.
 34. Robinson E. Y., Helvajian H., Janson S. W. Big Benefits from Tiny Technologies // Aerospace Amer.—October 1996.—P. 38—43.
 35. Saab A. P., Laub M., Srđanov V. I., et al. Oxidized Thin Films of C60: A New Humidity-Sensing Material // Adv. Mater.—1998.—10, N 6.—P. 462—465.
 36. Sariciftchi N. S. Role of Buckminsterfullerene C60. in Organic Photoelectric Devices // Prog. Quant. Electr.—1995.—19.—P. 131—159.
 37. Tans J. S., Verschueren A. R. M., Dekker C. Room-Temperature Transistor Based on a Single Carbon Nanotube // Nature.—1998.—393.—P. 49—51.
 38. Urbas A., Fink Y., Thomas E. L. One-Dimensionally Periodic Dielectric Reflectors from Self-Assembled Block Copolymer-Homopolymer Blends // Macromolecules.—1999.—32, N 14.—P. 4748—4750.
 39. Wong S.S., Joselevich E., Woolley, et al. Covalently Functionalized Nanotubes as Nanometer-Sized Probes in Chemistry and Biolog // Nature.—1998.—394.—P. 52—55.
 40. Yao Z., Postma H. W. C., Leon B., et al. Carbon nanotube intramolecular junctions // Nature.—1999.—402.—P. 273—276.

STATE AND PROSPECTS OF CREATING NEW GENERATION MICROSATELLITES: NEW MATERIALS, NANOTECHNOLOGY AND ARCHITECTURE

Yu. A. Klymenko, O. K. Cheremnykh,
V. A. Yatsenko, and N. V. Maslova

Recent advances in the micro- and nanotechnologies for innovative space missions are reviewed. Capabilities, limitations and applications of the micro system technology are discussed. The following aspects are considered: concepts of microsatellites, new nanomaterials (fullerene, tubules, molecular devices, conducting polymers), and information hardware. The prospects for the development of molecular manufacturing for space industry are analysed.

УДК 621.396.677:621.357.6

В. С. Гудрамович, А. П. Гайдученко, А. И. Коваленко

Інститут технічної механіки НАНУ—НКАУ, Дніпропетровськ

**Технологии изготавления устройств
антенно-волноводной техники
и солнечной энергетики, основанные
на методе электролитического формования**

Надійшла до редакції 30.01.01

Наведено результати розробок технологій виготовлення різноманітних пристрій антенно-хвилепровідної техніки і сонячної енергетики. Технологічні процеси засновано на методі електролітичного формування. На підставі запропонованих технологій розроблені відповідні технологічні процеси і виготовлені антени, хвилепроводи, концентруючі системи електромагнітної і сонячної енергії, які використовуються в ракетно-космічній техніці і зв'язку.

ВВЕДЕНИЕ

К конструкциям антенно-волноводной техники (АВТ) и солнечной энергетики (СЭ) предъявляются высокие требования. Они обусловлены необходимостью высокой точности изготовления, требованиями к однородности структуры материала, высокому качеству, отражающих токопроводящих поверхностей, что должно обеспечивать повышенные электромагнитные и оптические свойства. Необходимо обеспечение оптимальных массогабаритных характеристик в сочетании с требуемыми прочностными и жесткостными свойствами. При изготовлении устройств АВТ и СЭ возникают многие сложные технологические проблемы: изготовление элементов переменной толщины, изготовление металлических концентраторов различных размеров со значительной жесткостью и малой (переменной) толщиной, изготовление волноводов в виде неразборных блоков с изменяющимися по длине каналов поперечными сечениями, создание криволинейных волноводов с тонким каналом, в том числе переменного сечения, создание конструкций антенн (пара-

лических, рупорных, щелевых), волноводов и концентраторов солнечной энергии сложной конфигурации (в частности, с вращенными ребрами в рупорных антенах, формирующими диаграмму направленности), изготовление концентрирующих систем с подкрепляющим тонкую металлическую отражающую поверхность полимерными слоями (в частности, коллимационных зеркал), увеличивающими жесткость системы и др.

Для изготовления многих изделий АВТ и СЭ могут быть с успехом использованы технологические процессы, основанные на методе электролитического формования. Другие технологии (литье, штамповка, различные виды механической обработки — фрезерование и др., электрохимическая обработка, прессование) по ряду причин менее эффективны. К таким причинам относятся высокая энергоемкость и трудоемкость технологических процессов, значительный расход материала, трудности достижения высокой чистоты отражательных поверхностей, возникновение при использовании таких технологий неоднородностей структуры, остаточных напряжений, которые отрицательно ска-

зываются при дальнейшей эксплуатации, и др.

Конструкции АВТ и СЭ, изготовленные на основе технологий, использующих метод электролитического формования, отличаются высокой точностью изготовления, малой массой, идентичностью воспроизведения поверхностей сложной формы и регулируемой равномерностью распределения осадков при электроформовании, что обеспечивает степень однородности структуры. Поверхность гальванического осадка является точной копией поверхности катода-матрицы, при этом на одной матрице может быть изготовлено большое количество одинаковых изделий. В качестве материалов для изготовления изделий может быть использован никель, алюминий, медь, серебро, инвар (сплав железа и никеля). Метод электролитического формования позволяет изготавливать тонкостенные конструкции АВТ и СЭ при использовании минимального количества материалов.

Соответствующие технологии относятся к безотходным и энергосберегающим.

Разнообразные устройства АВТ (антенны, волноводы различного назначения) относятся к основным в ракетно-космической технике, технике связи [2, 11, 17]. Концентраторы солнечной энергии могут использоваться в бортовых системах электропитания космических аппаратов [17, 20, 23].

Отметим, что солнечная энергия относится к наиболее перспективным экологически чистым видам энергии. Освоение ее с целью получения электроэнергии идет по двум основным направлениям: фотоэнергетика, когда улавливается электромагнитное излучение оптического диапазона Солнца и с помощью фотоэлементов превращается в электрический ток (сюда относятся и упомянутые выше системы электропитания), термодинамическое, когда энергия Солнца используется для получения пара, применяемого в турбинах с генератором [22]. Перспективно использование концентраторов как элементов солнечных печей для производства материалов с особыми свойствами [3].

Существуют проекты получения электрической энергии из энергии Солнца в космосе с помощью орбитальных станций [4, 18, 25, 29]. Используемые здесь передающие и приемные антенны — ректены для передачи и приема СВЧ-излучения также являются концентраторами лучистой энергии. Несмотря на дороговизну таких проектов, считается, что они перспективны.

Для всех вышеуказанных систем АВТ и СЭ с успехом может быть применен метод электролитического формования. Нами разработаны эффективные технологические процессы для изготовления ряда изделий техники [8, 10, 11, 17, 19, 27, 28].

Некоторые изделия АВТ и СЭ, изготовленные в Институте технической механики НАНУ—НКАУ, использованы в ракетно-космической технике Украины и России в 1978—2000 гг. (ГКБ «Южное» им. М. К. Янгеля, «Южмаш» им. А. М. Макарова; НИИ космического приборостроения (Москва), НПО им. С. А. Лавочкина, НПО измерительной техники (Московская область), НПО прикладной механики (Красноярск), КБ «Полет» (Омск) и др.).

Ниже изложены результаты работ по созданию технологий изготовления различных устройств АВТ и СЭ на основе метода электролитического формования.

ОСНОВЫ МЕТОДА ЭЛЕКТРОЛИТИЧЕСКОГО ФОРМОВАНИЯ. ТИПОВОЙ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЙ ПРОЦЕСС ДЛЯ ИЗДЕЛИЙ АНТЕННО-ВОЛНОВОДНОЙ ТЕХНИКИ И СОЛНЕЧНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ

Основой метода электролитического формования является открытие Б. С. Якоби (1838 г.) явления гальванопластического копирования [24]. Промышленное применение метода вначале было незначительно (известно использование его для производства бесшовных труб, печатных стереотипов, фольги, сеток и др.). Только начиная с 1918 г., когда в США на основе метода были изготовлены антенные рефлекторы, началось использование его в различных отраслях техники. Развитие ракетно-космической техники, где было необходимо создание тонкостенных конструкций антенн и волноводов сложной формы, к которым предъявлялись высокие требования, в основном стимулировало развитие метода.

Метод электролитического формования основан на кристаллизации металла из перенасыщенного прикатодного слоя электролита, созданного действием электрического поля. Поверхность осадка при этом является точной копией поверхности катода-матрицы [5, 6, 11].

Метод постоянно совершенствуется (применение электролитов с различными добавками, улучшающими свойства осадков, применение различных материалов для матриц, развитие технологий их изготовления, усложненные технологии, связанные со сложностью формы изделий и повышенными требованиями к прочности и жесткости, технологии изготовления конструкций с подкрепляющими слоями и др.) [6, 8, 10, 11, 27, 28].

Особые требования предъявляются к материалам, используемым для изготовления элементов конструкций АВТ и СЭ. Необходимо использовать материалы с малым коэффициентом линейного расши-

рения и высокими прочностными свойствами, которые могут обеспечивать работоспособность при воздействии специальных факторов (гравитация, вибрация, температура, коррозия, микрометеориты, космические лучи и др.). Для изготовления конструкций АВТ и СЭ могут быть использованы никель, инвар (сплав железа с никелем), медь, алюминий, серебро и др.

Инвар обладает минимальным коэффициентом линейного расширения. Однако применение его для электролитического формования связано с рядом трудностей. Никель обладает высокими прочностными характеристиками, долговечностью, стойкостью к агрессивным средам, допускает высокую чистоту отражательных токопроводящих поверхностей. Среди основных недостатков других материалов, наряду с отдельными положительными свойствами, отмечаются пониженные механические характеристики, высокая стоимость и др. К материалам с повышенными свойствами, используемым для АВТ, относятся углепластики (композиция волокон карбида бора, кевлара, графита со специальными смолами). Технология изготовления изделий из них — специальная тема. Среди недостатков изделий из этих материалов отметим возможность искажения формы, связанную со структурными изменениями в процессе длительной эксплуатации (релаксация, старение), что недопустимо для ряда элементов АВТ.

Кратко опишем типовой технологический процесс для изделий АВТ на основе метода электролитического формования на примере параболического рефлектора, используемого как зеркало антенн или концентраторов для устройств СЭ.

Типовой технологический процесс включает следующие операции: конструирование и изготовление матрицы; подготовка матрицы (механическая полировка, обезжиривание, промывка, монтаж матрицы в электролитической ванне); наращивание металла на матрице (электролитическое осаждение); подготовка к отделению изделий от матрицы; отделение изделия от матрицы (специальные температурные режимы или вытравливание матрицы с помощью химикатов); контроль качества поверхности изделия и состояния матрицы (для последующего изготовления изделий).

ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ ИЗГОТОВЛЕНИЯ УСТРОЙСТВ АВТ И СЭ НА ОСНОВЕ МЕТОДА ЭЛЕКТРОЛИТИЧЕСКОГО ФОРМОВАНИЯ

Разработаны технологические процессы изготовления различного вида устройств АВТ и СЭ: парабо-

лические рефлекторы, рупорные пирамидальные антенны, волноводы сложной формы различного назначения, щелевые антенны и антенные решетки, концентраторы солнечной энергии (фоконы, фоклины), рупорные антенны с вращенными ребрами, формирующими диаграмму направленности, коллимационные зеркала, и др.

Технологические процессы изготовления каждого типа вышеупомянутых изделий имеют свои отличительные особенности. Для каждого изделия изготавливается специальная матрица, часто весьма сложной формы, и профилированный анод. Форма анода должна обеспечивать заданное распределение плотности тока на поверхности катода-матрицы. Положение анодов в реакционной зоне подбирается экспериментально или по результатам решения задачи о распределении потенциала в замкнутом токопроводящем пространстве между анодом и катодом. В зависимости от сложности конфигурации изделия и способа отделения его от матрицы, подбирается материал матрицы. Основной материал, из которого изготавливались изделия — никель. При этом использовался никельсульфаминовокислый электролит. Типовой режим осаждения выбирался из условия, что 1 мкм гальванического осадка наращивается за 1.75 мин при плотности тока 3 А/дм². Для других электролитов режим осаждения может быть иным.

Параболический рефlector. Параболические рефлекторы используются в качестве больших и малых зеркал антенн, концентраторов солнечной энергии.

Выше кратко описан технологический процесс изготовления параболического рефлектора. Он состоит из таких последовательных операций: конструирование и изготовление матрицы (в дальнейшем оп1); подготовка поверхности матрицы к осаждению (оп2); электролитическое осаждение металла на поверхность матрицы (оп3); отделение осажденной оболочки рефлектора от матрицы.

Конструкция матрицы рефлектора является телом вращения (параболоид). Рабочая поверхность матрицы представляет точную копию отражающей поверхности рефлектора. Опишем более подробно технологию изготовления рефлекторов. Матрица рефлектора изготавливается из нержавеющей стали 12Х18Н10Т. Подготовка поверхности осаждения включает механическую полировку, обезжиривание органическими растворителями, протирку известью и промывку водой. Процесс осаждения проводился на специально разработанной установке [1, 11]. Установка (применительно к рефлектору диаметром до 2 м) представляет гальваническую ванну объемом до 1.5 м³ с полупогруженной враща-

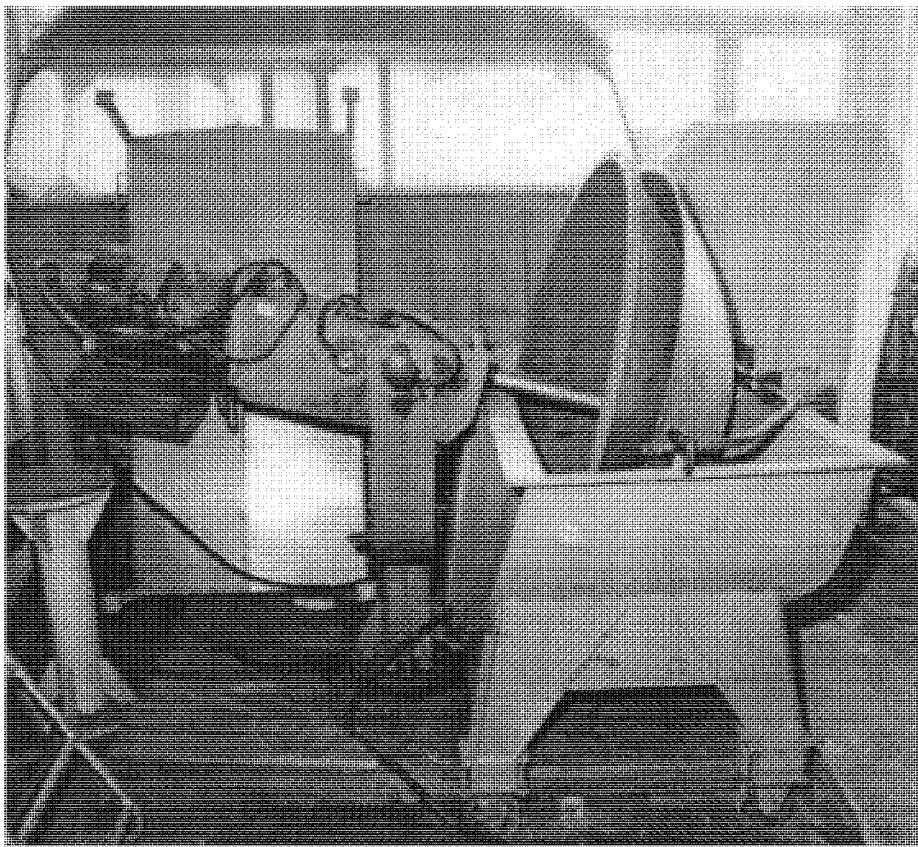


Рис. 1. Установка для изготовления рефлекторов

ющейся катодом-матрицей. Вид ее вместе с изготовленным рефлектором, параметры которого описаны ниже, показан на рис. 1.

Характерной особенностью технологического процесса с использованием этой установки является периодическое погружение матрицы в электролит, что обусловлено ее вращением вокруг оси симметрии и положением относительно уровня электролита в ванне. Скорость вращения матрицы определялась эмпирическим путем, критерием при этом является получение качественной структуры осадка (без питтинга и образования дендритов — технологических наростов). Величина угловой скорости вращения составляет 17 об/мин.

Объединение процессов вращения и погружения матрицы позволяет регулировать толщину основного слоя осажденного металла на поверхности матрицы по заданной программе и обеспечивает визуальный контроль качества осадка.

Основные факторы, которые влияют на структуру осадка: состав и концентрация электролита; анодная и катодная плотность тока; температура

электролита в ванне. Варьируя их, можно улучшать свойства получаемого изделия.

В технологическом процессе изготовления рефлектора использовался электролит следующего состава: сульфаминовокислый никель — 0.5 кг/л, хлористый никель — 6 г/л; борная кислота — 30 г/л; лаурилсульфат натрия — 0.5 г/л. Для предотвращения образования дендритов по краю оболочки рефлектора используется специальный экран-кольцо из материала, не проводящего ток. В процессе электролитического осаждения использовались никелевые аноды.

Процесс осаждения металла на матрицу разделен на два этапа:

I этап — нанесение первичного слоя толщиной 10–15 мкм (затяжка) при плотности тока $q = 1\ldots2 \text{ А/дм}^2$ и температуре ванны $T_b = 40^\circ\text{C}$ длится $t_1 = 30 \text{ мин}$;

II этап — интенсивное наращивание основного слоя никеля (формирование изделия) проводится при $q = 5\ldots6 \text{ А/дм}^2$, $T_b = 50\ldots60^\circ\text{C}$ и длится $t_2 \approx 8 \text{ ч}$.

После окончания процесса осаждения и снятия защитного экрана проводится отделение нарошенной оболочки рефлектора от матрицы с использованием эффекта термоудара (резкая смена температуры матрицы).

Для изготовления рефлекторов из металлов (алюминиевые сплавы, медь, латунь и др.) может использоваться также штамповка прессованием, штамповка взрывом (гидроудар) и ротационное выдавливание. Горячая штамповка проводится при температуре пластического состояния металла. Штамповка взрывом проводится в герметичной камере, заполненной водой. Ротационное выдавливание заключается в обкатке роликом листовой заготовки по форме матрицы.

К недостаткам этих технологических процессов относятся: недостаточно высокая точность изготовления профиля; неоднородность структуры материала изделия, связанная с возникновением остаточных напряжений и деформаций по толщине и поверхности; высокая стоимость оборудования; наличие припусков на заготовке (для зажима заготовки) и связанные с этим большие отходы материала, особенно для изделий сложной формы — при штамповке; необходимость осуществления нескольких переходов при высокой стреле подъема профиля — для каждого перехода должна быть своя матрица (при ротационном выдавливании).

Рупорные пирамидальные антенны. Технологический процесс изготовления рупорных пирамидальных антенн имеет свои особенности. Так как рупорная антenna имеет сложную конфигурацию, для ее изготовления была использована разрушающаяся матрица из алюминиевого сплава Д16, который хорошо вытравливается в щелочном растворе. Процесс изготовления рупорной антены включает операции: оп1, оп2, оп3 и вытравливание матрицы раствором щелочи. После подготовки матрицы к осаждению она устанавливалась в электролитическую ванну вертикально и подсоединялась к валу вращения. Ванна заполнялась электролитом до полного погружения матрицы. Состав электролита и марка анодов приведены выше.

Процесс электролитического осаждения также состоит из двух этапов.

Первый (затяжка) проводится при тех же параметрах процесса, что и для рефлектора. Второй (формирование изделия) проводится при $q = 4...5 \text{ A/dm}^2$ и $T_b = 50...60^\circ\text{C}$. Для конкретных антенн, изготовленных нами, $t_1 = 30 \text{ мин}$, $t_2 \approx 6 \text{ ч}$. После окончания процесса осаждения матрицы с изделием вынимается из ванны, промывается водой. Снимаются технологические припуски и матрица в специальной ванне вытравливается растворо-

ром едкого натрия концентрации 0.1—0.15 кг/л при температуре $T = 95...100^\circ\text{C}$. После окончания этого процесса изготовленная антenna промывается в проточной воде и сушится горячим воздухом.

Щелевые антенны. Для изготовления щелевых антенн изготовлена матрица из алюминиевого сплава Д16. Длинная щелевая антenna с 40 прямоугольными отверстиями на излучающей поверхности, расположенными равномерно по ее длине, имеет коробчатое поперечное сечение волноводного канала.

Технологический процесс изготовления антены включает операции оп1, оп2, оп3, вытравливание матрицы раствором щелочи. После подготовки матрица устанавливается в ванне горизонтально, и ванна заполняется электролитом до полного погружения матрицы. Состав электролита и марка анодов приведены выше.

Электролитическое осаждение щелевой антены и травление матрицы после осаждения проводятся аналогично соответствующим процессам для рупорной антены.

Из отдельных щелевых антенн изготавливаются антенные решетки путем жесткого скрепления нескольких антенн (пайкой).

Волноводы. Одной из самых распространенных областей применения метода электролитического формования является изготовление разнообразных волноводов сложной структуры. Основными требованиями к ним является высокая точность изготовления и высокий класс обработки внутренних токопроводящих поверхностей.

Для осаждения волноводов использованы стальные матрицы, от которых легко отделить нарошенное изделие. В тех случаях, когда необходимо изготовить волноводный канал большой длины с малым поперечным сечением матрицы изготавливаются из титановых сплавов марки ВТ. Технологический процесс включает операции оп1, оп2, оп3 и отделение изделия от матрицы. После установки матрицы волновода и профилированных анодов ванну заполняют электролитом до полного погружения матрицы и накрывают крышкой. Состав электролита и марка анодов приведены выше. Процесс электролитического осаждения проводится в два этапа. Первый этап (затяжка) проводится при параметрах процесса приведенных выше; второй этап (формование изделия) при $q = 4...5 \text{ A/dm}^2$ и $T_b = 50...60^\circ\text{C}$. Для конкретного волновода $t_1 = 30 \text{ мин}$ и $t_2 \approx 5 \text{ ч}$.

Для снятия готового изделия также используется эффект термоудара.

Разработанные технологические процессы позволяют получить особенно точные параметры поверх-

хностей волноводов, обеспечивают несложную процедуру снятия изделия с матрицы и позволяют сохранить необходимое качество поверхности матрицы после многократного съема с них деталей.

Фоконы, фоклины (концентрирующие системы СЭ). Внутренняя поверхность для фокона является частью параболической поверхности, для фоклина — частью конуса. К малому основанию фокона или фоклина крепятся фотоэлементы для получения фотоэлектрического сигнала [20, 23, 25]. Технологический процесс изготовления фоконов включает следующие операции: оп1, оп2, сборка нескольких матриц (у нас 10 матриц) в общую оправку, электролитическое осаждение, снятие готовых изделий. После установки оправки ванна заполняется электролитом до полного погружения оправки. Состав электролита и марка анодов приведены выше.

Процесс электролитического осаждения также состоит из двух этапов.

Первый (затяжка) проводится при параметрах процесса, приведенных выше. Второй (формирование изделия) — при $q = 3\ldots4 \text{ А/дм}^2$ и $T_b = 50\ldots60^\circ\text{C}$. Для изготавливаемых фоконов $t_1 = 30 \text{ мин}$ и $t_2 \approx 4 \text{ ч}$. После окончания процесса осаждения оправка с нарощенными фоконами вынимается из ванны и промывается. Оправка разбирается на отдельные матрицы, каждая матрица подготавливается к снятию оболочки фокона. Для этого используется эффект термоудара.

Элемент коллимационного зеркала. Среди устройств АВТ особо следует выделить коллимационные зеркала, используемые для экспериментального измерения основных характеристик остронаправленных СВЧ-антенн. Для комплексного исследования космических аппаратов в наземных условиях используется универсальный компактный антенный полигон, основу которого составляет безэховая камера, стены которой покрыты поглощающим электромагнитные волны материалом, оснащенная прецизионным параболическим зеркалом. Требования к коллимационному зеркалу высокие — в частности, отклонения профиля поверхности отражения должны составлять $\varepsilon = (0.005\ldots0.007)\lambda$ (λ — длина волны).

Наиболее распространенная конструкция поверхности большого прецизионного параболического зеркала состоит из отдельных отражающих элементов, закрепленных на несущей ферменной конструкции специальными юстировочными винтами. Отражающий элемент представляет собой легкую многослойную панельную конструкцию, состоящую из тонкой лицевой параболической зеркальной поверхности и подкрепляющего слоя из несущей арматуры и вспененного эпоксидного компаунда.

Технологический процесс изготовления элемента разбит на три этапа. Первый этап — осаждение лицевой зеркальной оболочки; второй — подгонка несущей арматуры к матрице вместе с изготовленной лицевой зеркальной поверхностью и сборка формы для заливки эпоксидного компаунда. Третий этап — заливка формы смесью химических элементов, которые обеспечивают вспенивание эпоксидного компаунда.

Осаждение лицевой оболочки включает операции оп1, оп2, оп3. После подготовки матрицы она устанавливается на дно ванны осаждения. Над матрицей устанавливается на расстоянии 20—25 см профилированный анод, и ванна заполняется электролитом. Состав электролита и марка анодов приведены выше. Процесс электролитического осаждения также состоит из двух этапов, первый (затяжка) проводится при вышеупомянутых параметрах технологического процесса, второй при $q = 4\ldots5 \text{ А/дм}^2$ и $T_b = 50\ldots60^\circ\text{C}$. Для конкретного элемента зеркала $t_1 = 30 \text{ мин}$ и $t_2 \approx 8 \text{ ч}$.

После окончания осаждения матрицу с осажденной оболочкой отражательного элемента вынимают из ванны, промывают водой. Тыльная сторона оболочки (вместе с матрицей) является дном формы, в которой устанавливается арматура и проводится вспенивание эпоксидного компаунда и полимеризация смеси. Затем форма разбирается и проводится отделение готового изделия (оболочка с подкрепляющим слоем) от матрицы.

ИССЛЕДОВАНИЯ ДИНАМИКИ, ПРОЧНОСТИ, ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ И ОПТИКИ

В процессе эксплуатации устройства АВТ и СЭ подвергаются различным интенсивным воздействиям. Необходимо проведение специальных исследований, подтверждающих работоспособность и высокие оптико-механические характеристики таких устройств, изготовленных на основе метода электролитического формования. Значительное число разнообразных теоретико-экспериментальных исследований динамики, прочности и оптики устройств АВТ и СЭ проведено в Институте технической механики НАНУ—НКАУ. Они тесно взаимосвязаны с выбором конструкции и разработкой эффективных технологических процессов изготовления. Отметим основные из проведенных исследований.

Проведены исследования динамики изготовленных на основе разработанных технологий крупногабаритных зеркальных антенн (параболических, сферических) при вибрационных воздействиях. Та-

кие воздействия возникают при выводе на орбиту устройств АВТ ракетами-носителями. Исследования по специальным программам проводились на вибростендах, особенностью их являлось использование высокоскоростной видеокиносъемки [7, 11, 14].

Проведены теоретико-экспериментальные исследования напряженно-деформированного состояния, устойчивости и предельных нагрузок элементов конструкций АВТ и СЭ [11, 13, 16]. Проведение таких исследований особенно важно для тонкостенных оболочечных конструкций, к которым относятся эти элементы. В результате ряда исследований вводились изменения в конструкцию изделий с целью улучшения их прочностных и жесткостных свойств. Так для рефлектора большой зеркальной антенны, описанного выше, где весьма сложной является проблема обеспечения необходимой жест-

кости при малой толщине и большом диаметре, увеличение жесткости обеспечивалось путем загиба оболочки на краях, что давало подкрепление на краях некоторым аналогом кольца жесткости — шпангоута [8, 10, 11]. В работе [12] исследованы вопросы теплопроводности и прочности параболических рефлекторов, используемых как концентраторы солнечной энергии.

Зеркальные антенны и другие устройства АВТ и СЭ крепятся на борту космических аппаратов с помощью ферменных конструкций. В [15, 16, 26] приведены результаты теоретико-экспериментальных исследований ферменных конструкций как элементов антенной структуры.

Высокие требования предъявляются к отражающим и токопроводящим поверхностям АВТ и СЭ. В [9, 11, 13] приведены результаты исследования отражательной способности и оптических свойств

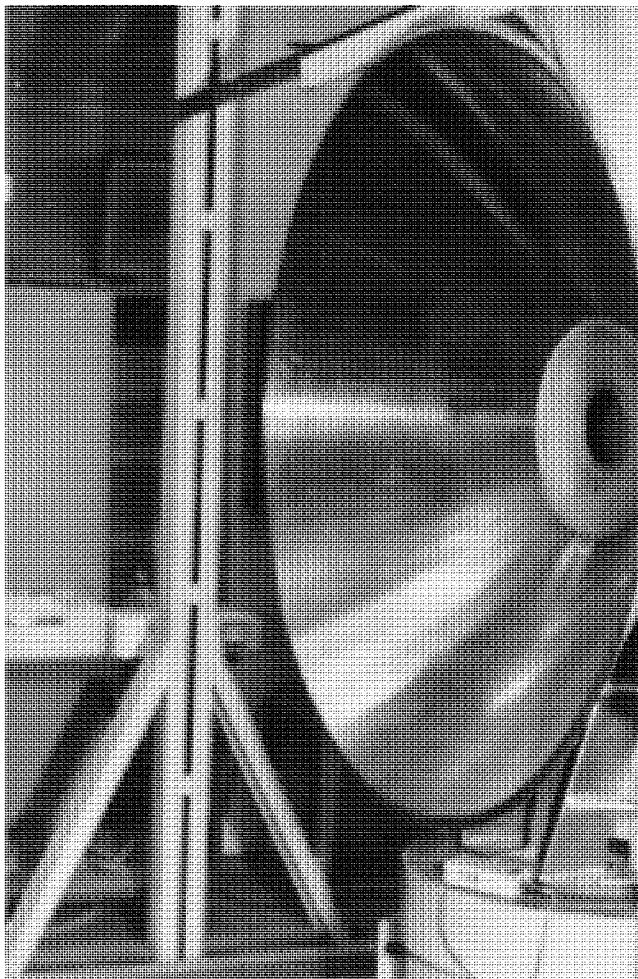


Рис. 2. Параболический рефлектор зеркальной антенны

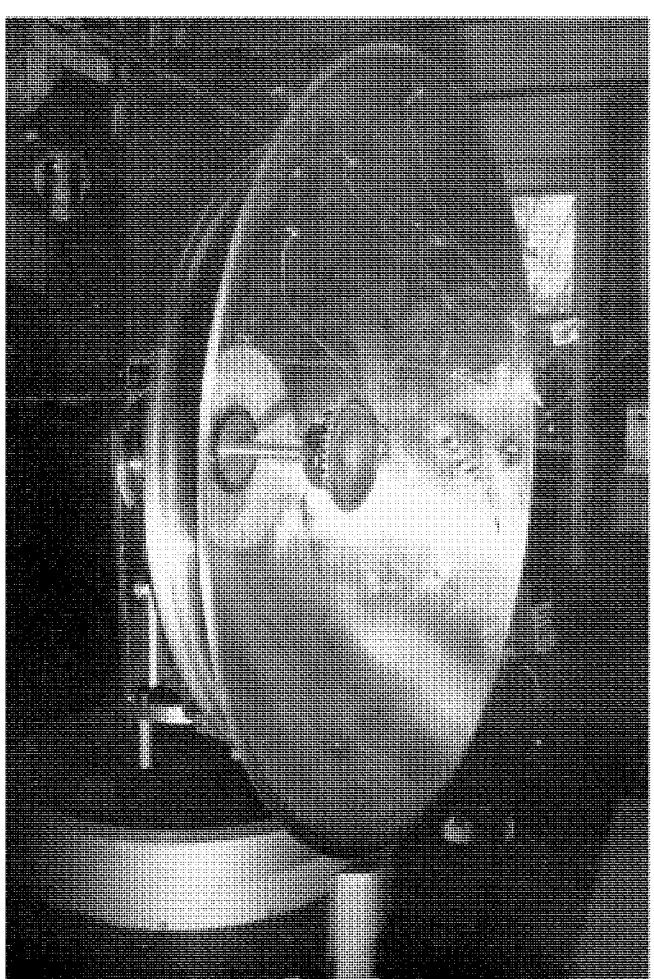


Рис. 3. Рефлектор, подготовленный к испытанию на вибростенде

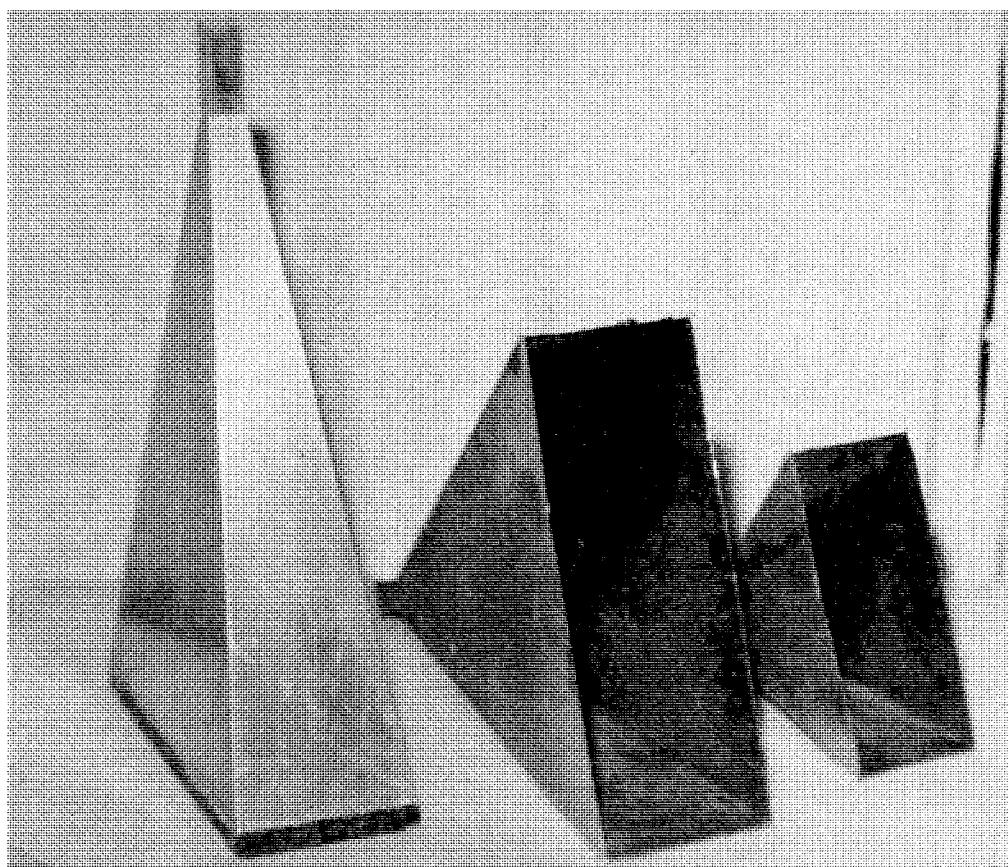


Рис. 4. Матрица для изготовления и изготовленные рупорные антенны

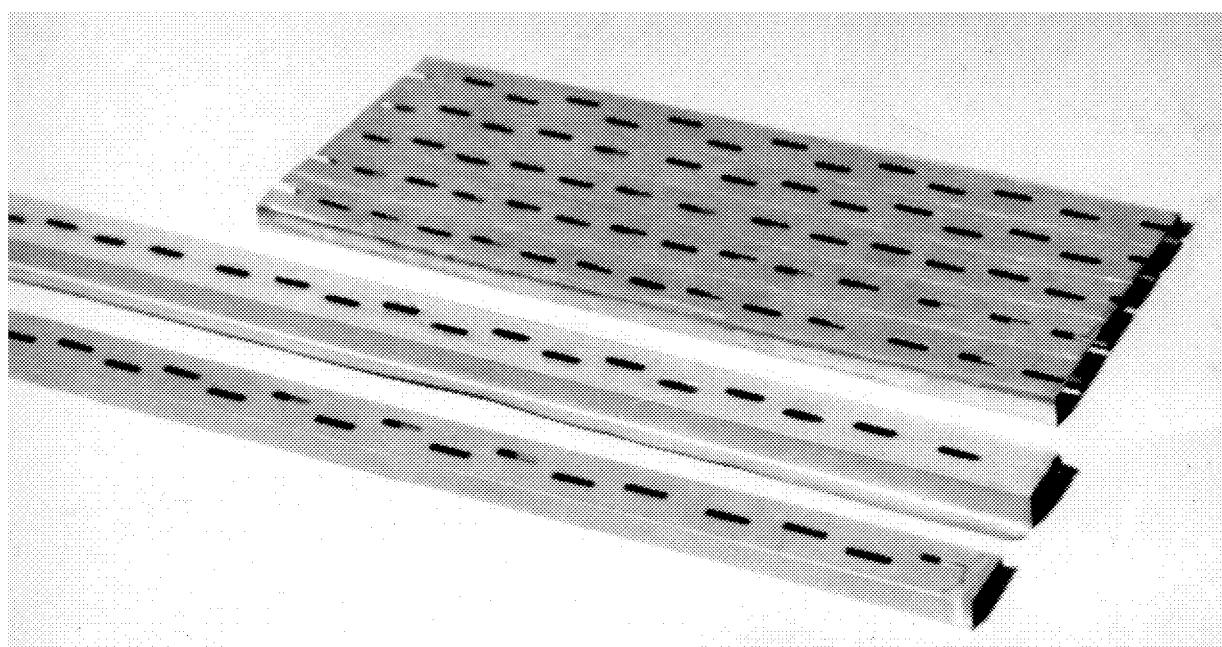


Рис. 5. Щелевая антenna и антеннная решетка

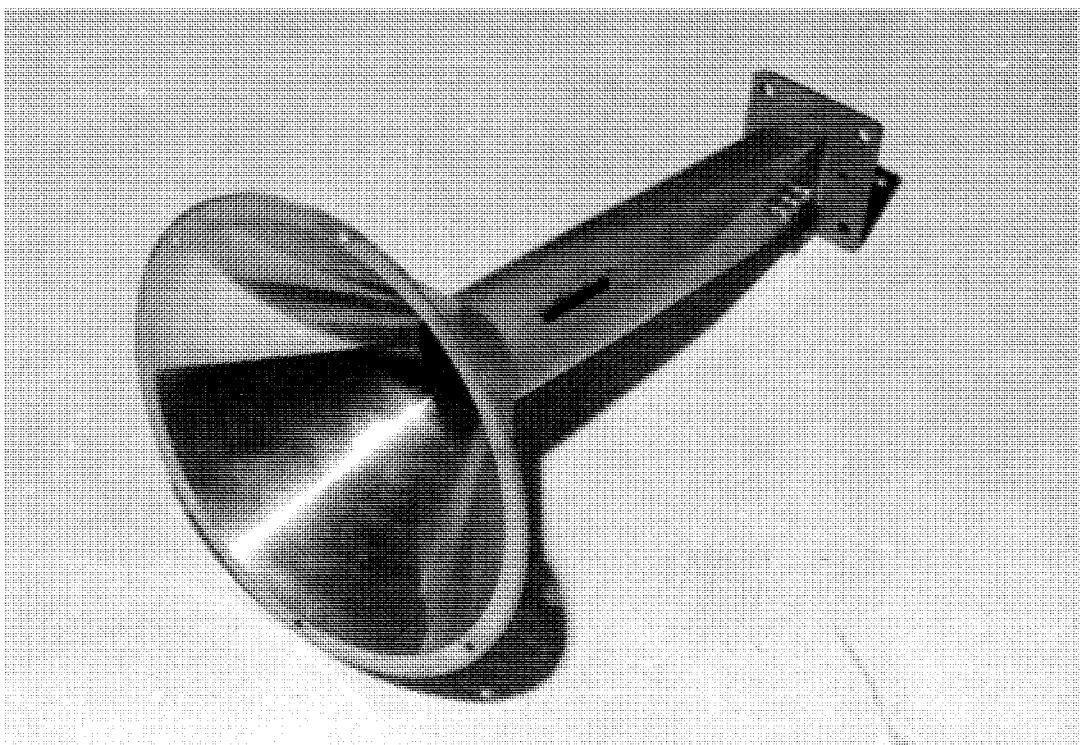


Рис. 6. Волновод

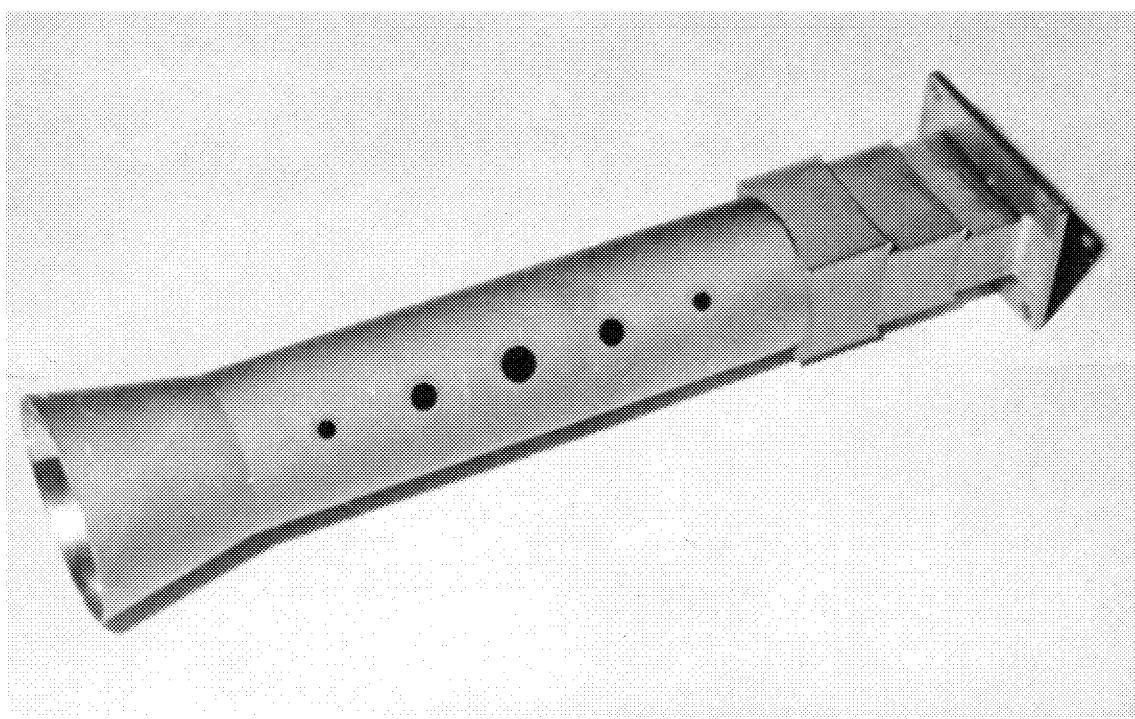


Рис. 7. Волновод

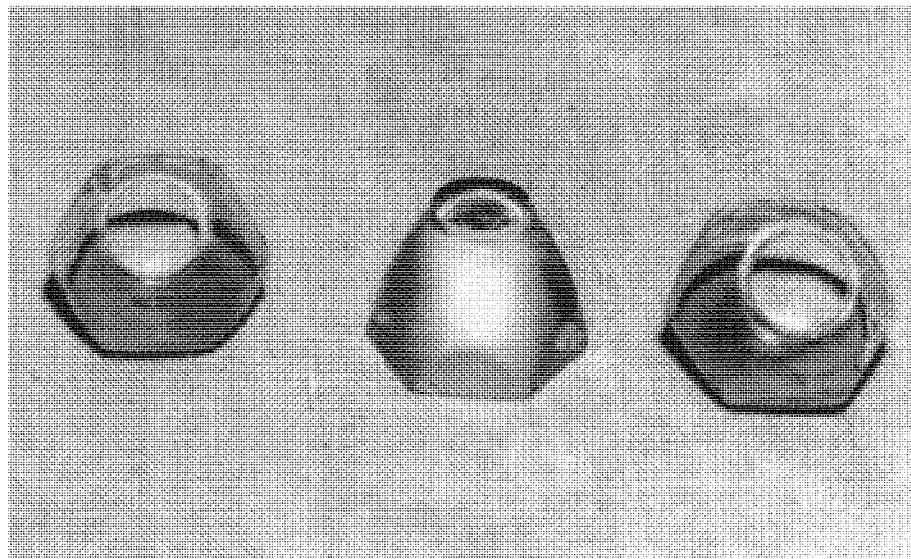


Рис. 8. Параболические концентраторы солнечной энергии — фоконы

поверхностей элементов АВТ и СЭ. Ряд этих систем (рефлекторы) могут быть использованы как концентраторы солнечной энергии. Спектральные характеристики различных материалов изучены в [21].

Проведенные исследования подтверждают высокое качество элементов устройств АВТ и СЭ, изготавливаемых на основе метода электролитического формования.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Метод электролитического формования относится к наиболее эффективным методам, на основе которых разрабатываются технологические процессы изготовления устройств АВТ и СЭ. Он является основой для разработки безотходных технологий с существенным (по сравнению с другими технологиями) уменьшением энергозатрат и трудозатрат.

Разработаны технологические процессы изготовления параболических рефлекторов зеркальных антенн, пирамидальных и рупорных антенн, щелевых антенн, волноводов различных типов, фоконов, фоклинов, элементов коллимационного зеркала и др. На основании этих процессов изготовлены соответствующие изделия АВТ и СЭ, используемые в ракетно-космической технике.

Проведены многочисленные теоретические и экспериментальные исследования по динамике, прочности, оптике, подтверждающие эффективность из-

делий АВТ и СЭ, изготовленных на основе разработанных технологий.

На рис. 2—8 показаны изготовленные из никеля в Институте технической механики НАНУ—НКАУ некоторые изделия АВТ и СЭ на основе технологий, использующих метод электролитического формования. Параметры этих изделий были определены в результате соответствующих исследований или на основании технических заданий заказчиков.

Параболический рефlector, используемый для зеркальных антенн и для концентраторов солнечной энергии: диаметр апертуры 1.6 м, переменная толщина стенки зеркальной поверхности от 0.25 до 0.4 мм; вес 8 кг (рис. 2). На рис. 3 показан рефлектор, подготовленный к испытанию на вибростенде.

Рупорная пирамидальная антenna, состоящая из конической части прямоугольного поперечного сечения: высота 415 мм, максимальный размер поперечного сечения 322 мм × 115 мм и коробчатой части квадратного поперечного сечения: высота 160 мм, поперечное сечение 23 мм × 23 мм, толщина стенки 0.5 мм, вес 0.595 кг. На рис. 4 приведены фото матрицы и изготовленных антенн (выше приведены размеры большой антенны, для малой — соответственно размеры: конической части высота 165 мм, максимальный размер поперечного сечения 200 мм × 90 мм и коробчатой части квадратного сечения 35 мм × 35 мм, высота 25 мм, толщина стенки 0.5 мм, вес 0.315 кг).

Щелевая антenna коробчатого поперечного сече-

ния, размеры: длина 960 мм, поперечное сечение волноводного канала 23 мм × 10 мм с 40 прямоугольными отверстиями размером 16 мм × 3 мм, толщина стенки 0.5 мм, вес 0.185 кг и антенная решетка весом 0.37 кг (рис. 5).

Волновод, состоящий из соединенных конической с диаметром большого основания 85 мм и высотой 50 мм, цилиндрической с диаметром 30 мм и высотой 145 мм, которая заканчивается прямоугольным отверстием размером 23 мм × 10 мм, частей, толщина стенки 0.3 мм, общая высота 200 мм, вес 0.196 кг (рис. 6).

Волновод, состоящий из соединенных конической с диаметром большого основания 50 мм и высотой 40 мм, толщиной стенки 0.4 мм, цилиндрической с диаметром 36 мм и высотой 135 мм, толщиной стенки 0.5 мм и с 5 круговыми отверстиями, имеющими диаметры 3, 5, 7 мм, частей и так называемого перехода Чебышева из трех ступеней прямоугольного поперечного сечения с размерами 32 мм × 28.6 мм, 33 мм × 21.5 мм, 34 мм × 16 мм, высотами соответственно 20.5 мм, 20 мм, 19 мм, толщиной стенки 0.5 мм, общая высота 245 мм, вес 0.21 кг (рис. 7).

Фоконы — малые параболические концентраторы солнечной энергии: высота фокона 30 мм, малое основание — круг диаметром 18 мм, большое основание — правильный шестиугольник со стороной 20 мм, толщина стенки 0.2 м, вес 4.5 г (рис. 8).

В Институте технической механики НАНУ—НКАУ изготовлены также разнообразные другие изделия АВТ и СЭ на основе технологических процессов, использующих метод электролитического формования.

1. А. с. 1611995 СССР МКИ⁴ 601. Установка для изготовления изделий методом гальванопластики / Гудрамович В. С., Гайдученко А. П., Коваленко А. И. Приорит. изобрет. 20.10.1988. Зарегистрир. 8.08.1990.
2. Антенны: Современное состояние и проблемы. — М.: Сов. радио, 1979.—Вып. 16.—624 с.
3. Беляков И. Т., Борисов Ю. Д. Технология в космосе. — М.: Машиностроение, 1974.—291 с.
4. Ванке В. А., Лопухин В. А., Саввин В. Л. Проблемы солнечных космических электростанций // Успехи физ. наук.—1977.—123. Вып. 4.—С. 633—657.
5. Вячеславов П. М., Волянук Г. А. Электролитическое формование. — Л.: Машиностроение, 1979.—197 с.
6. Гальванопластика. Справочник / Под ред. А. М. Гинберга, А. Ф. Иванова, Л. Л. Кравченко. — М.: Металлургия, 1987.—736 с.
7. Гудрамович В. С., Баранов Н. Г., Коновалов Н. А., Майтала И. М. Колебания оболочек рефлекторов зеркальных антенн при вибрационном возбуждении // Прикладная механика.—1991.—27, № 1.—С. 64—70.
8. Гудрамович В. С., Гайдученко А. П., Дисковский И. А. и др. Применение технологических процессов гальванопластики для производства рельефных поверхностей деталей

- // Перспективы применения полимерных композиций и технологических процессов гальванопластики в производстве формообразующих элементов оснастки. — Л.: Изд-во Ленингр. дом научно-техн. пропаганды, 1989.—С. 20—28.
9. Гудрамович В. С., Гайдученко А. П., Дисковский И. А., Стаценко И. Н. Экспериментальные исследования оптических свойств крупногабаритных рефлекторов как элементов космических телесуточников // Крупногабаритные космические конструкции: Тез. докл. Всесоюзн. конф. (Севастополь, 1990). — Севастополь: РДЭНТМ «Знание», 1990.—С. 41.
 10. Гудрамович В. С., Дисковский И. А., Коваленко А. И. Технология изготовления элементов крупногабаритных космических антенн на основе метода электролитического формования // Проблемы космической технологии металлов: Сб. научн. тр. / Под ред. Б. Е. Патона. — Киев: Изд-во ИЭС им. Е. О. Патона, 1986.—С. 77—82.
 11. Гудрамович В. С., Дисковский И. А., Макеев Е. М. Тонкостенные элементы зеркальных антенн. — Киев: Наук. думка, 1986.—152 с.
 12. Гудрамович В. С., Дисковский И. А., Сельский Ю. А. Параболические оболочки под действием солнечного излучения // Прикладная механика.—1987.—23, № 11.—С. 38—45.
 13. Гудрамович В. С., Дисковский И. А., Стаценко И. Н. Исследование массогабаритных и прочностных характеристик складных концентраторов световых и электромагнитных потоков // Матер. междунар. конф. по крупногабаритным космическим конструкциям (Новгород). — Новгород: Изд-во НГУ, 1993.—С. 16—17.
 14. Гудрамович В. С., Коновалов Н. А., Коваленко В. И. и др. Исследования динамики антенн с использованием высокоскоростной видеосъемки // Высокоскоростная фотография и фотоника: Тез. докл. 18 научно-технич. конф. (Москва, 1997). — М.: Изд-во ВИИФО, 1997.—С. 23.
 15. Гудрамович В. С., Макеев Е. М., Деменков А. Ф., Шацилло С. И. Деформирование многопролетной стержневой ферменной конструкции // Проблемы космической технологии металлов: Сб. научн. тр. / Под ред. Б. Е. Патона. — Киев: Изд-во ИЭС им. Е. О. Патона, 1986.—С. 71—76.
 16. Гудрамович В. С., Макеев Е. М., Семененко В. П. Вопросы прочности и жесткости элементов космических ферменных конструкций // Матер. I Всесоюзн. семинара «Проблемы космической технологии металлов» (Киев, 1985). — Киев: Наук. думка, 1985.—С. 31—39.
 17. Конюхов С. Н. Научно-технические направления разработок космических аппаратов КБ «Южное» им. М. К. Янгеля // Космічна наука наука і технологія.—1995.—1, № 1.—С. 12—34.
 18. Нариманов Е. А. Космические солнечные электростанции. — М.: Знание, 1991.—64 с.
 19. Пилипенко В. В. Техническая механика в ракетно-космических исследованиях: разработки ИТМ НАН и НКА Украины // Космічна наука і технологія.—1997.—3, № 5/6.—С. 65—83.
 20. Саймон В. Е., Норед Д. М. Системы электропитания пилотируемых космических аппаратов // ТИИЭП.—75, № 3.—С. 6—45.
 21. Стегний А. И., Гудрамович В. С., Карнажицкий А. А., Наумов В. В. Экспериментальные исследования спектральных характеристик элементов конструкционных материалов ракетной техники // Ракетно-космическая техника: Фундаментальные проблемы механики и теплообменов: Тез. докл. международной конф. (Москва, 1998). — М.: Изд-во МГТУ им. Н. Э. Баумана, 1998.—С. 146.
 22. Украина: Эффективность малой энергетики. — Киев: ЕС Energy Center (Tacis), 1996.—280 с.

-
23. Хамакава Й. Фотоэнергетика // В мире науки: Пер. с англ. — М.: Мир, 1987.—№ 6.—С. 53—59.
24. Якоби Б. С. Работы по электрохимии: Сб. статей и материалов / Под ред. А. Н. Фрумкина. — М., Л.: Изд-во АН СССР, 1957.—301 с.
25. Glaser P. E. Perspectives on Satellite Solar Power // J. Energy.—1977.—1, N 2.—P. 75—84.
26. Gudramovych V. S., Demenkov A. F. Influence of damage of rocket-space girder structures on their deformation and carrying capacity // 5 th China-Russian-Ukrainian Symposium on Space Science and Technology. 1th Intern. Forum on Astronautics and Aeronautics. China. Symp. proc. — Harbin: Publ. Institute of Technology, 2000.—P. 121—127.
27. Gudramovych V. S., Gaiduchenko A. P. Galvanoplastics-based technology for the production of antenna equipment and radiant-energy concentrators // Proc. 5 th European conf. on Advanced Materials and Processes and Applications. V. 4. Characterization and Production // Design. — Zwijndrecht: Publ. Netherlands Soc. Mater. Sci, 1997.—P. 475—478.
28. Gudramovych V. S., Gaiduchenko A. P., Kovalenko A. I. Electroforming-based technology for the production of radiant-energy concentrators and antenna-waveguide devices // Proc. 4 th Ukraine-Russia-China Symposium on Space Science and Technology. — Kiev, 1996.—Vol. 1.—P. 121—122.
29. Holloway P. F., Carret L. B. Concept for and Utility of, Future Space Central-Power Stations // J. Spacecraft and Rockets.—1982.—19, N 2.—P. 97—98.
-

ELECTROFORMING-BASED TECHNOLOGIES FOR MANUFACTURING ANTENNA-WAVEGUIDE AND SOLAR POWER DEVICES

V. S. Gudramovych, A. P. Gaiduchenko, and A. I. Kovalenko

Technologies based on the electroforming method for manufacturing antenna-waveguides and solar power devices of various types are developed. The technological processes for manufacturing optical-type antennas, pyramidal antennas, slot antennas, supported antenna mirror elements, concentrators for solar batteries are described. The results of the theoretical and experimental investigations of the dynamics, strength, heat conduction, and optics of the corresponding devices are summarized.

УДК 551.25:629.78

В. В. Малиновский, В. В. Пустовойтенко

Товариство з обмеженою відповідальністю ДВС ЛТД, Севастополь
Морський гідрофізичний інститут НАН України, Севастополь

Шумовые характеристики канала радиолокатора бокового обзора ИСЗ «Січ-1»

Надійшла до редакції 29.12.00

Приводяться результати досліджень параметрів шумів у інформації радіолокатора бокового огляду ІСЗ «Січ-1». Показано, що шуми каналу призводять до похибки визначення швидкості привідного вітру 10—20 %. В радіолокаційних зображеннях спостерігаються періодичні шумові структури з частотою 0.58 Гц. Отримано спектри шумів для різних режимів передавання даних.

За время функционирования радиолокатора бокового обзора (РЛСБО), установленного на борту первого украинского ИСЗ «Січ-1» предназначенно-го для дистанционного зондирования Земли, был накоплен большой объем информации по различным районам Мирового океана. Кроме систематических съемок Черного и Азовского морей, проводились регулярные съемки регионов северной и северо-западной Атлантики, юго-восточной и западной частей Тихого океана, Карибского моря, района Антарктиды.

Характеристики РЛСБО (большая полоса обзора 450 км, достаточно высокое пространственное разрешение $1.8 \times 2.5 \text{ км}^2$) позволили решать целый ряд фундаментальных и прикладных задач. Краткий обзор основных явлений на морской поверхности, идентифицируемых по изображениям РЛСБО ИСЗ «Січ-1», приведен в работе [5]. В работах [2, 7] проанализированы РЛ проявления океанических температурных фронтов, традиционно связываемых в промысловой океанографии с зонами повышенной биопродуктивности. Характеристики ветра в прибрежной зоне, мезомасштабные особенности ветрового поля над Черным морем и особенности ледового покрытия в Азовском море, полученные по радиолокационным данным, рассмотрены в [3, 4].

По своим возможностям РЛСБО ИСЗ «Січ-1» представляла уникальную систему, позволяющую проводить съемки больших акваторий Мирового океана протяженностью в несколько тысяч кило-

метров и, что наиболее важно, оперативно получать данные на наземных пунктах приема информации. РЛСБО необходимо рассматривать как элемент международной космической наблюдательной системы, в которой выгодно сочетаются глобальность обзора поверхности моря и суши, присущая украинским РЛСБО, и детальность просмотра, обеспечиваемая зарубежными спутниковыми радиолокаторами высокого разрешения.

Учитывая, что на ИСЗ «Січ-1М» предполагается установка радиолокационной станции, аналогичной РЛСБО «Січ-1», актуальным становится вопрос о точностных характеристиках физических параметров, восстанавливаемых по РЛ-изображениям морской поверхности, и возможности сопоставления информации, получаемой с различных спутников.

Целью данной работы является рассмотрение характеристик шумов РЛСБО и оценка их вклада в погрешность радиолокационных измерений.

В работах [2, 3, 7] анализ гидрологических и метеорологических характеристик проводился по рассчитанным значениям σ^0 удельной эффективной площади рассеяния (УЭПР) морской поверхности. Это позволило сопоставить результаты измерений, полученные по РЛ-изображениям с физическими моделями и интерпретировать дистанционные данные.

Точность расчета величины σ^0 определяется как минимум двумя факторами. С одной стороны, необходим учет характеристик шумов всего тракта от

приема отраженного сигнала на борту ИСЗ до наземного пункта приема и обработки космической информации. С другой стороны, при расчете σ^0 должны учитываться характеристики приемного тракта РЛС, в частности величина коэффициента усиления и закон его изменения, значения градаций калибровочного клина, приведенные в [1]. При обработке информации РЛСБО ИСЗ «Січ-1» наблюдалось некоторое несоответствие между исходными данными на комплекс аппаратуры [1] и реальными характеристиками РЛ-сигнала. В качестве примера можно привести результаты, полученные в [6]. Для режима работы записи/воспроизведения информации 2ви-м/2зи3 в исходных РЛ изображениях «уровень черного» a_0 в калибровочном клине был смещен относительно «электрического нуля». Для режима непосредственной передачи смещения a_0 не было. Отметим, что закон изменения коэффициента усиления приемного тракта по строкам кадра отличался от линейного [6].

Строго говоря, рассчитанное по РЛ-изображению значение σ^0 является смещенной оценкой УЭПР морской поверхности. Это связано с тем, что в РЛСБО ИСЗ «Січ-1» при формировании калибровочного клина не учитывалась часть волноводного тракта и влияние конструкции спутника на характеристики антенной системы. Ниже под σ^0 будем понимать именно эту смещенную оценку УЭПР.

Поскольку существуют особенности принимаемых РЛ-данных при различных режимах работы бортового радиотехнического комплекса [6], анализ шумовых характеристик проведем для двух режимов: нп-рпм5 и 2ви-м/2зи3. Для режима непосредственной передачи нами отобраны 28 РЛ-изображений, переданных с 13.01.96 по 31.10.96 и 28 РЛ-изображений для режима записи/воспроизведения информации, переданных с 03.02.96 по 30.11.96 г. Прием информации РЛСБО, передаваемой по радиолинии метрового диапазона радиоволн, осуществлялся непосредственно в МГИ НАН Украины с помощью приемной станции «Vaisala», имеющей уровень шумов существенно ниже младшего разряда квантования принимаемого сигнала. Оцифровка принимаемого сигнала осуществлялась 8-разрядным АЦП.

Рассмотрим характеристики шумов в РЛ изображениях, переданных с борта ИСЗ «Січ-1» с февраля по декабрь 1996 г. Предварительную оценку шумов удобно проводить по градациям калибровочного клина, в котором нет естественных флюктуаций принятого рассеянного обратно сигнала. На рис. 1 показано изменение уровня сигнала U в калибровочном клине по строкам n_j кадра РЛ-изо-

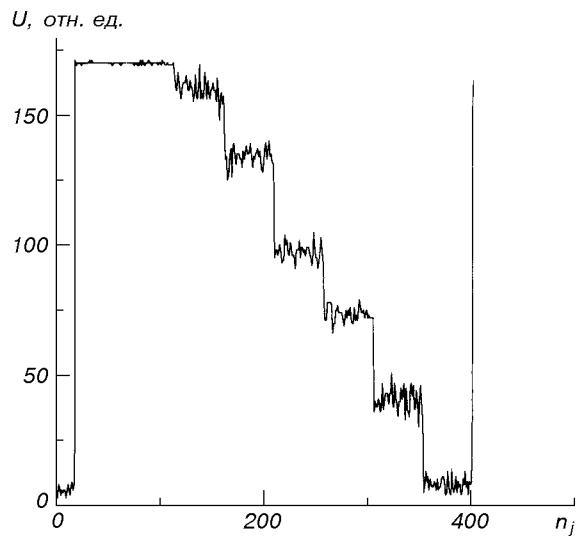


Рис. 1. Изменение уровня сигнала U в калибровочном клине по строкам n_j кадра РЛ-изображения, принятого на витке 5823. Первая градация соответствует «уровню белого», восьмая — «уровню черного» [1]

брахения, принятого на витке 5823 (режим нп-рпм5). Сигнал в 3-й—8-й градациях калибровочного клина имеет хорошо выраженную шумовую структуру. Обращает на себя внимание ограничение на 1-й и 2-й градациях, вызванное тем, что в период функционирования РЛСБО ИСЗ «Січ-1» с целью повышения «информационной» чувствительности коэффициент усиления приемника K , за редкими исключениями, имел максимальное значение $K = 7$. Практическое отсутствие шумов на «уровне белого» указывает на то, что после каскада усиления остальные функциональные узлы приемной части РЛСБО и передатчика РТВК шумов в информационный сигнал практически не вносили.

На рис. 2 представлены средние модули амплитуд шумов A_n и их средние квадратичные отклонения σA_n в 4-й—8-й градациях уровней калибровочного клина G_p ($p = 4...8$) для режимов нп-рпм5 (рис. 2, а и б) и 2ви-м/2зи3 (рис. 2, в и г). Амплитуды шумов для режима непосредственной передачи оказываются несколько ниже, чем для режима записи/воспроизведения информации. Для обоих случаев величины A_n максимальны на «уровне черного» и 7-й градации клина. Данный эффект связан с тем, что наклон кривой $U = f(G)$ максимален в диапазоне 8-й—7-й градаций клина и уменьшается к «уровню белого». При проведении нормализации РЛ-изображения это приводит к тому, что одни и те же значения амплитуды шумов в исходных данных имеют различные значения в децибелах в зависимости от уровня среднего сигнала.

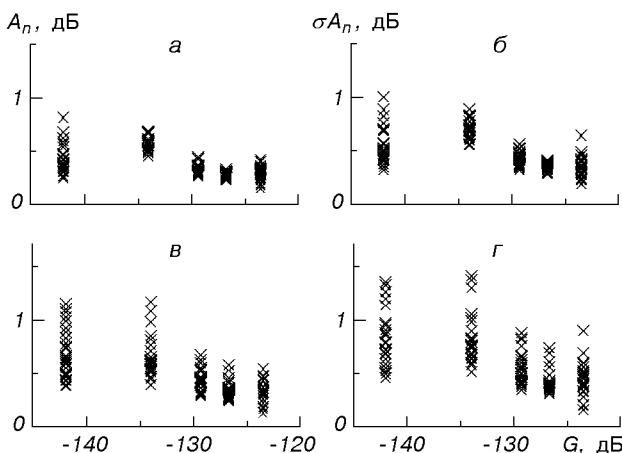


Рис. 2. Средние значения модулей амплитуд шумов A_n и их средние квадратичные отклонения σA_n в 4-й—8-й градациях уровней калибровочного клина: *а*, *б* — для режима нп-рпм5; *в*, *г* — для режима 2ви-м/2зи3

Как следует из рис. 2, средние квадратичные отклонения шумов в режиме непосредственной передачи (рис. 2, *б*) также меньше, чем в режиме 2ви-м/2зи3 (рис. 2, *г*) и в 4-й—7-й градациях калибровочного клина достигают соответственно 0.5—1 дБ и 0.5—1.5 дБ.

При расчете σ^0 по РЛ-изображениям морской поверхности наличие шумов сигнала A_n приводит к ошибке определения УЭПР $\Delta\sigma^0$. Оценим ее. Если рассеянная обратно (или отраженная) мощность на выходе приемника РЛСБО составляет P_0 , а пересчитанное с учетом клина и коэффициента усиления значение сигнала в РЛ-изображении при отсутствии шумов равно D_0 , то $P_0 = \exp[M \cdot D_0]$, где $M = 0.11n10$. Шумы A_n смещают рассчитываемые по РЛ-данным значения P :

$$P = \exp[M \cdot (G + A_n)] = P_0 \exp(M \cdot A_n).$$

Учитывая, что $P_0 \sim \sigma^0$, погрешность $\Delta\sigma^0$ можно записать в виде

$$\Delta\sigma^0 \approx P - P_0 = P_0 [\exp(M \cdot A_n) - 1]. \quad (1)$$

Из последнего выражения следует, что величина $\Delta\sigma^0$ зависит также и от уровня принимаемого радиолокационного сигнала.

Одной из основных задач, решаемых с помощью РЛСБО, является определение модуля скорости приводного ветра W . В рамках резонансной модели рассеяния при заданных параметрах наблюдения величина σ^0 зависит от уровня спектра брегговской ряби, зависящего в первую очередь от W . Следовательно, ошибка измерения УЭПР морской поверх-

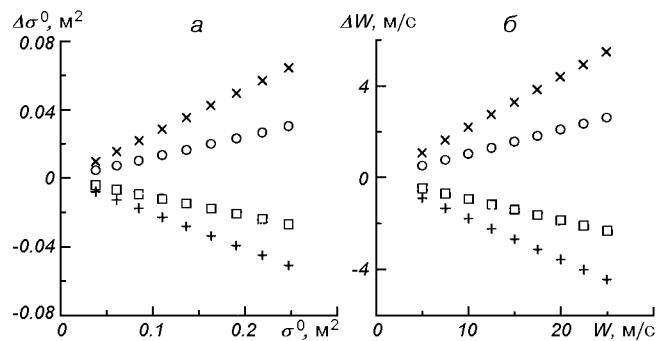


Рис. 3. Зависимости погрешностей УЭПР морской поверхности σ^0 и скорости ветра W , вызванных шумами канала РЛСБО, от рассчитанных по РЛ-данным значений физических величин для амплитуд шума: $A_n = 1$ дБ (косые крестики), 0.5 дБ (кружки), -0.5 дБ (квадратики), -1 дБ (прямые крестики)

ности $\Delta\sigma^0$ приводит к погрешности ΔW при расчете скорости ветра. Для оценки величины ΔW воспользуемся результатами работы [6], в которой по данным РЛСБО ИСЗ «Січ-1» получена экспериментальная ветровая зависимость УЭПР морской поверхности

$$\sigma^0 = 0.00578W^{1.167}. \quad (2)$$

Используя (2) и исходные данные на «Січ-1» [1], нетрудно показать, что при изменении W от 4 м/с до 25 м/с принимаемый уровень РЛ-сигнала будет изменяться от $G = -132$ до -125 дБ.

Таким образом, для наблюдаемых в реальных условиях ветров значения величины G соответствуют 4-й—7-й градациям калибровочного клина. Оценку величины ΔW запишем в виде

$$\Delta W = W(G) - W(G + A_n), \quad (3)$$

где $W(G)$ и $W(G + A_n)$ — рассчитанные по РЛ-данным скорости ветра без учета шумов и с учетом величины A_n соответственно. На рис. 3 показаны зависимости $\Delta\sigma^0$ от σ^0 и ΔW от скорости ветра для $A_n = \pm 0.5$ дБ и $A_n = \pm 1$ дБ. При вычислениях использовались соотношения (1)—(3), а расчет σ^0 проводился по методике, описанной в [6]. Как следует из рис. 3, наличие шумов бортовой аппаратуры приводит к ошибке расчета УЭПР морской поверхности и скорости ветра около 10 % при $|A_n| = 0.5$ дБ и 20 % при $|A_n| = 1$ дБ. Здесь важно подчеркнуть два момента. Во-первых, показанные на рис. 2 модули величин A_n относятся к калибровочному клину, и следовательно, при их определении нет коррекции на коэффициент усиления ($K = 1$). Учет K при нормализации РЛ-информации приводит к уменьшению значений шумов.

Таким образом, полученные оценки A_n являются максимальными для РЛ-данных и относятся к первым пикселям строк изображений. С другой стороны, анализ информации о структуре поля приводного ветра проводится на метеорологических мезо- и синоптических масштабах, составляющих 10—100 км. В этом случае целесообразно выполнение пространственного усреднения РЛ-данных, что дополнительно снижает вклад шумов бортовой аппаратуры в информационном сигнале.

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ШУМОВ

Для определения спектрального состава шумов РЛСБО воспользуемся кадрами, в которых полностью отсутствует информационный сигнал и представляющими собой, по сути, запись шумов всего тракта формирования, преобразования и передачи сигнала.

На рис. 4 в качестве примера показан фрагмент РЛ-кадра, принятого на витке 6358. Для лучшей наглядности из исходных данных вычен тренд среднего уровня сигнала по строке, обусловленный изменением коэффициента усиления K . Особенностю изображения являются полосы «волнообразных» структур. Отметим, что подобные эффекты наблюдались и на ряде изображений РЛСБО ИСЗ «Океан-1 № 7», принятых на пункте приема НПО «Планета» (г. Долгопрудный) по каналу 465 МГц в 1995—1996 гг.

Для расчета спектральных характеристик шумом РЛСБО нами были взяты фрагменты изображений, переданных на витках 6358 (режим нп-рпм5), 6343 и 6806 (режим 2ви-м/2зи3). Фрагмент изображения 6343 имел размер 512 строк \times 575 колонок, а изображения 6343, 6806 — 512 строк \times 190 колонок. Учитывая, что частота строк изображения составляет 0.25 Гц [1], временной интервал реализаций по колонкам изображений составил $T = 128$ с. Расчет спектров производился методом БПФ по реализациям данных вдоль каждой строки $S_i^c(f)$ и по колонкам кадров $S_j^r(f)$, где i, j — соответственно номера колонок и строк в выбранных фрагментах РЛ-кадров. Результирующие спектры представляли средние значения спектров $S_j^r(f)$ и $S_i^c(f)$, нормированные на дисперсии σ_j^2 , σ_i^2 для соответствующей реализации:

$$S^r(f) = \frac{1}{N_j} \sum_{j=1}^{N_j} S_j^r(f)(\sigma_j^2)^{-1},$$

$$S^c(f) = \frac{1}{N_i} \sum_{i=1}^{N_i} S_i^c(f)(\sigma_i^2)^{-1},$$

где N_j , N_i — количество осредняемых реализаций. Результат расчетов спектров шумов канала РЛСБО представлен на рис. 5. Как видно из рис. 5, *a*, для обоих режимов работы в спектрах $S^r(f)$ на частоте $f \approx 0.58$ Гц наблюдается пик, что соответствует периоду колебаний 1.73 с. Этот пик вызван наличием «волнообразных» шумовых структур. В ос-

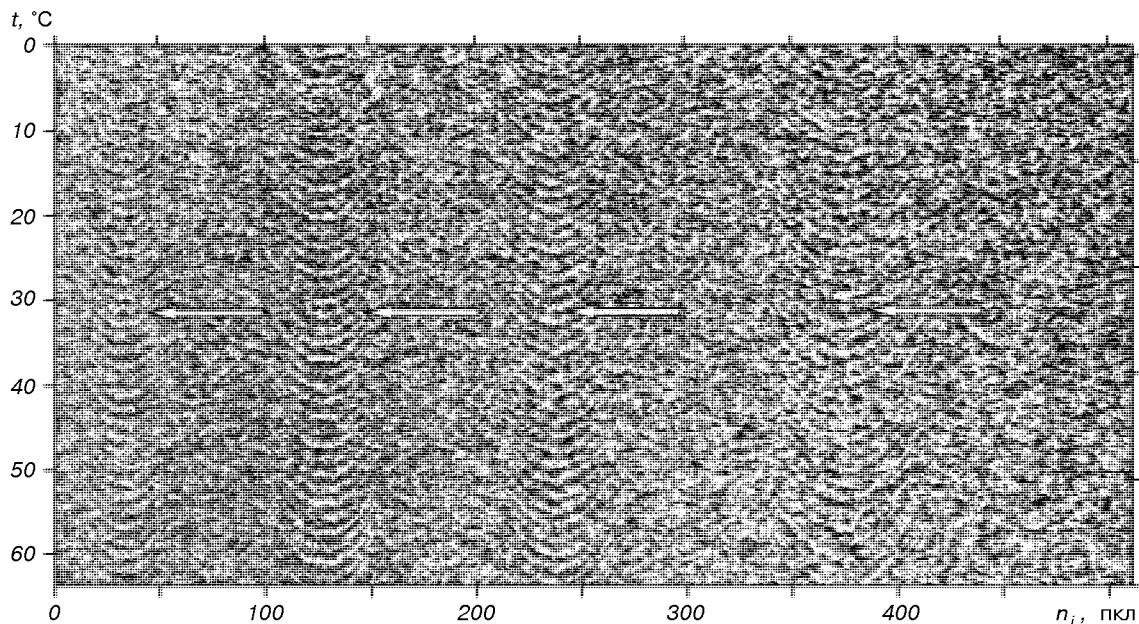


Рис. 4. Фрагмент РЛ-кадра, принятого на витке 6358. По оси абсцисс номер пикселя n по строкам кадра, по оси ординат — время. Стрелки указывают на волнообразные структуры в шумовом сигнале

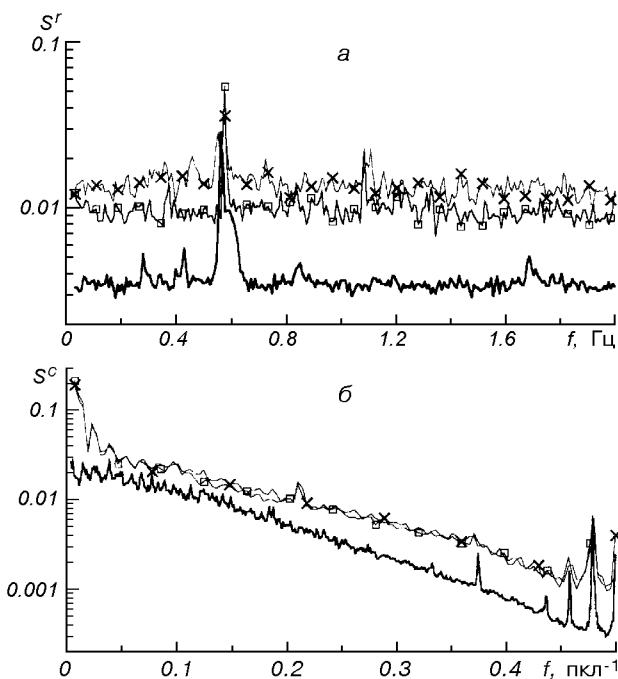


Рис. 5. Спектры шумов канала РЛСБО: а — по колонкам кадра, б — по строкам кадра. Сплошная линия — расчет по данным, принятым на витке 6358 (режим непосредственной передачи), крестики — 6343, кружки — на витке 6806 (режим 2ви-м/2зи3)

тальной частотной области спектры имеют практически постоянный уровень. Обратим внимание на тот факт, что для режима нп-рпм5 уровень $S^r(f)$ вне пика приблизительно в 3—4 раза ниже уровня спектра для режима 2ви-м/2зи3.

Иной характер имеют спектры РЛ-сигнала вдоль строк изображений, представленные на рис. 5, б. Для обоих режимов спектры имеют спадающий характер и близки к экспоненциальной функции $S^c(f) = a \exp(-bf)$. Наклон спектра шумов для режима непосредственной передачи несколько больше, чем для режима запись/воспроизведение информации. Коэффициенты a , b определялись методом минимального квадрата ошибки и с учетом их численных значений спектры $S^c(f)$ могут быть записаны в виде

$$S^c(f) = 0.03 \exp(-8.81f) \text{ для режима нп-рпм5}$$

$$S^c(f) = 0.06 \exp(-8.20f) \text{ для режима 2ви-м/2зи3}$$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Информация, получаемая с помощью РЛСБО ИСЗ «Сич-1», позволяет с достаточно высокой точностью

восстанавливать значения УЭПР морской поверхности. Шумы бортовой аппаратуры дают погрешность при определении σ^0 и модуля скорости приводного ветра 10—20 %. Эта оценка, относящаяся к началу строк РЛ-изображений, является максимальной и может быть уменьшена путем пространственного усреднения РЛ-данных при анализе мезомасштабных атмосферных и океанических процессов. Спектральный анализ шумового сигнала показал, что в кадре передаваемой с борта ИСЗ информации содержатся колебания с периодом 1.73 с. Полученные эмпирические спектры шумов вдоль строк и колонок изображений необходимо учитывать при интерпретации естественных пространственных вариаций УЭПР морской поверхности.

Работа выполнена при финансовой поддержке Национального космического агентства Украины (контракты № 2-15/00-МГИ и № 2-15/00-ДВС).

1. Исходные данные на прием и обработку информации дистанционного зондирования Земли от КА «Сич-1», передаваемой по радиоканалу 465 МГц. Сич II.3792.703 ИД. — Днепропетровск, КБ «Южное», 1994.
2. Кудрявцев В. Н., Малиновский В. В., Родин А. В. Проявление температурных фронтов в радиолокационных изображениях океана // Исслед. Земли из космоса.—1999.—№ 6.—С. 16—26.
3. Малиновский В. В., Пустовойтенко В. В. Радиолокационные наблюдения мезомасштабных особенностей приводного ветра // Системы контроля окружающей среды. — Севастополь: МГИ НАНУ, 1999.—С. 142—146.
4. Малиновский В. В., Пустовойтенко В. В., Кудрявцев В. Н. Использование информации РЛСБО ИСЗ «Сич-1» для наблюдения Черного и Азовского морей // Системы контроля окружающей среды. — Севастополь: МГИ НАНУ, 1998.—С. 162—173.
5. Нові методи в аерокосмічному землезнавстві. — Київ: ЦАКДЗ ІГН НАНУ, 1999.—262 с.
6. Пустовойтенко В. В., Малиновский В. В. Некоторые особенности обработки информации спутниковой радиолокационной станции бокового обзора ИСЗ «Сич-1» // Морской гидрофиз. журн.—1998.—№ 3.—С. 70—77.
7. Родин А. В., Кудрявцев В. Н., Малиновский В. В. Идентификация фронтальных разделов в океане по данным радиолокационного зондирования с ИСЗ серии «Океан»: Приложение к промысловый разведке рыб // Дистанционные методы мониторинга промысловых районов Мирового океана. — М.: ВНИРО, 1997.—С. 33—62.

NOISE PARAMETERS OF THE «SICH-1» SLR SYSTEM

V. V. Malinovsky and V. V. Pustovoytenko

We present the results of the study of noise parameters in the radar data from the «Sich-1» satellite. It is shown that the noise in the SLR system causes an error of about 10—20 % when calculating wind velocities. Noise wave structures with a frequency of 0.58 Hz are clearly visible in the radar images. The noise spectra for different operation modes were obtained.

УДК 629.78

А. В. Пироженко

Інститут технічної механіки НАН України і НКА України, Дніпропетровськ

Хаотические режимы движения в динамике космических тросовых систем. 1. Анализ проблемы

Надійшла до редакції 08.10.99

Аналізується стан проблеми детермінованого хаосу в динаміці космічних тросових систем. Сформульовано модельну задачу для дослідження сутності стохастичних режимів руху при коливаннях мас по внутрішніх степенях вільності. Розглянуто ряд підходів математичного аналізу явища і зроблено припущення про неможливість визначення сутності явища традиційними для механіків математичними методами.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Большая протяженность и низкая жесткость космических тросовых систем (КТС) является причиной того, что в большинстве случаев динамика КТС существенно нелинейна, и значительна роль колебаний масс по внутренним степеням свободы. Как известно, явление хаотического движения детерминированных систем характерно для большинства нелинейных систем. Выделение областей такого движения необходимо при исследовании задач динамики, поскольку, вообще говоря, обычные численные методы неприменимы в данных областях движения, и обычная интерпретация результатов расчетов не корректна. Таким образом, решение задач динамики КТС в большинстве случаев связано с решением фундаментальной проблемы нелинейной динамики — проблемы стохастизации и синхронизации движений.

Анализ состояния проблемы хаотических движений в детерминированных системах показал следующее. С одной стороны, на протяжении последних десятилетий ведутся интенсивные исследования проблемы, подтверждением чему служит огромное количество опубликованных работ. С другой стороны, эти исследования как бы застыли на этапе формирования проблемы. Нет достаточно четких

определений предметной области, критериев хаотических движений детерминированных систем и самого понятия. Большое внимание исследователей сосредоточено на уяснении сущности хаотических режимов движения. И здесь достигнут определенный прогресс. Однако довольно полные исследования выполнены на столь отвлеченных модельных задачах (в большинстве своем дискретных во времени, например ставшие уже классическим «преобразование пекаря»), а математические исследования в рамках теории динамических систем настолько глубоки, что соотнести полученные результаты с динамикой реальных механических систем представляется крайне затруднительно. Механических образов явления и понимания его механической сущности фактически нет.

Среди критериев хаотичности траектории движения такие критерии, как непрерывность спектра мощности и убывание корреляционной функции, следует признать неприемлемыми для механических систем. И не только в силу несоответствия этих инструментов исследования задачам аналитической динамики, но и в силу наличия механических систем, траектории которых удовлетворяют этим критериям, но не являются хаотическими. Также очевидно, что экспоненциальная неустойчивость траектории от начальных условий не является

ся достаточным условием хаотического движения (функция $x = x_0 e^t$, где x_0 — начальное значение x , не хаотична). Фактически единственным способом определения хаотичности траектории есть наблюдение за ней, и единственным приемлемым методом наблюдения за траекторией есть метод отображений Пуанкаре, основанный на численном интегрировании дифференциальных уравнений задачи. При этом желательно, чтобы фазовое пространство задачи имело размерность не более трех-четырех. Траекторию относят к хаотической, если на фазовом портрете наблюдается характерная полоса точек отображения Пуанкаре — «стохастический слой». Траекторию относят к регулярной, если ее характер соответствует представлению об квазипериодических или периодических траекториях.

По сравнению с вопросом «что это?» вопросам «что из этого может следовать?» и «как это можно использовать?» уделялось значительно меньше внимания.

Основываясь на таком видении проблемы, для исследования хаотических режимов движения в динамике КТС естественно рассмотреть простейшую модельную задачу их динамики.

Определение модельной задачи. Рассмотрим движение двух точечных масс, соединенных невесомой линейной пружиной. Такая модель является частью расчетных моделей динамики троса [2, 6] и позволяет учитывать колебания масс по внутренним степеням свободы. Рассмотрим движение системы в плоскости круговой орбиты центра масс. Тогда уравнения движения можно записать в виде [1, 4]

$$\begin{aligned}\dot{G} &= -1.5 \omega_0^2 r_1^2 \sin 2\psi, & \dot{\psi} &= \frac{G}{r_1^2} - \omega_0, \\ \dot{b} &= \frac{\omega_0^2}{k} F_b(G, r), & \dot{\omega} &= k + \frac{\omega_0^2}{k} F_\omega(G, r),\end{aligned}\quad (1)$$

где $r_1 = a + b \cos \omega$ — расстояние между материальными точками, ω_0 — угловая скорость орбитального движения центра масс, G — величина приведенного кинетического момента движения относительно центра масс системы, ψ — угол между местной вертикалью и линией, соединяющей материальные точки, F_b , F_ω — некоторые функции.

Анализ нерезонансных режимов движения системы [1, 4, 5] показывает, что в случае, когда $(\omega_0/k)^2 = \varepsilon \ll 1$, в первом приближении по ε амплитуда колебаний постоянна: $\dot{b} = 0$. Этот факт, а также цели исследований позволяют упростить задачу и считать, что $r = a + b \cos \omega$, где $\dot{\omega} = k$ (a , b , k — постоянные).

Таким образом, в качестве модельной задачи

будем рассматривать движение на круговой орбите маятника с периодически изменяющейся длиной штанги — движение орбитального маятника

$$\begin{aligned}\dot{G} &= -1.5 \omega_0^2 r_1^2 \sin 2\psi, & \dot{\psi} &= \frac{G}{r_1^2} - \omega_0, \\ \dot{\omega} &= k, & r_1 &= a + b \cos \omega.\end{aligned}\quad (2)$$

Проведя замену переменных $L = G/a^2$, получим

$$\dot{L} = -\frac{3}{2} \omega_0^2 r^2 \sin 2\psi, \quad \dot{\psi} = \frac{L}{r^2} - \omega_0, \quad (3)$$

где $r = 1 + z \cos \omega$, $z = b/a$. Отсюда видно, что в отличие от математического маятника угловое движение орбитального маятника не зависит от длины штанги.

Предварительный анализ. Цели исследований. Движение орбитального маятника можно разделить на два режима движений — быстрых ($\psi \gg \omega_0$) и медленных ($\dot{\psi} \sim \omega_0$) угловых движений. При $k \gg \omega_0$ и в том, и другом режиме движения в области значений $z \ll 1$ влияние продольных колебаний на угловое движение пренебрежимо мало. Другими словами, согласно КАМ-теории траектории движения системы разделены инвариантными торами и «вечно» близки к невозмущенным траекториям — траекториям движения гантеля с постоянной длиной штанги. Определение значений z и ω_0/k , при которых выполняются условия теоремы Колмогорова, представляет собой отдельную задачу. Приблизительную оценку влияния продольных колебаний на угловые движения орбитального маятника можно получить из уравнения

$$\frac{d^2\varphi}{d\omega^2} + 3 \frac{\omega_0^2}{k^2} \sin \varphi - 2 \left(\frac{d\varphi}{d\omega} + 2 \frac{\omega_0}{k} \right) \frac{z \sin \omega}{1 + z \cos \omega} = 0,$$

где $\varphi = 2\psi$. Из этого уравнения следует, что в режиме медленного углового движения маятника продольные колебания становятся пренебрежимо малыми, когда $z \ll \omega_0/k \ll 1$. Далее везде рассматриваются случаи, когда продольные колебания оказывают существенное влияние на движение системы, т. е. либо $z \sim 1$, либо $\omega_0/k \sim 1$.

Предположим, что $k \gg \omega_0$ и рассмотрим режим медленного углового движения маятника. В этом случае L и ψ можно рассматривать как медленные переменные. Уравнения первого приближения, полученные усреднением (3) по ω , имеют вид

$$\begin{aligned}\dot{L}_1 &= -\frac{3}{2} \omega_0^2 s \sin 2\psi_1, & s &= 1 + \frac{z^2}{2}, \\ \dot{\psi}_1 &= \frac{L_1}{p} - \omega_0, & p &= (1 - z^2)^{3/2}.\end{aligned}\quad (4)$$

Уравнения (4) интегрируются в эллиптических

функциях. Интеграл энергии имеет вид

$$h = \dot{\psi}_1^2 + 3\omega_0^2\beta \sin^2\psi_1, \quad \beta = \frac{s}{p}. \quad (5)$$

Для колебательного движения маятника, $h < 3\omega_0^2\beta$,

$$\sin\psi_1 = k_1 \operatorname{sn}[\omega_0\sqrt{3\beta}(t - t_0) + F(\varphi_0, k_1^2)], \quad (6)$$

где

$$k_1 = \max|\sin\psi_1|, \quad F(\varphi_0, k_1^2) = \int_{\varphi_0}^{\varphi} \frac{d\varphi}{(1 - k_1^2 \sin^2\varphi)^{1/2}},$$

$$\sin\varphi_0 = \sin\psi_0/k_1;$$

t_0, ψ_0 — начальное время и начальное значение ψ .

Период колебаний усредненного маятника равен

$$T = \frac{4}{\omega_0\sqrt{3\beta}} \int_0^{\pi/2} \frac{d\varphi}{\sqrt{1 - k_1^2 \sin^2\varphi}} = \frac{4}{\omega_0\sqrt{3\beta}} K(k_1). \quad (7)$$

Следовательно, с увеличением амплитуды продольных колебаний увеличивается частота угловых колебаний, стремясь к бесконечности при $z \rightarrow 1$. На рис. 1 показана зависимость от z отношения частоты f_a угловых колебаний усредненного маятника к частоте f угловых колебаний маятника с постоянной длиной штанги.

Уравнения первого приближения (4) хорошо описывают колебания маятника при достаточно большой частоте продольных колебаний. Так, при $k = 0.1 \text{ c}^{-1}$, $z = 0.8$, $\omega_0 = 0.001 \text{ c}^{-1}$ (далее $\omega_0 = 0.001 \text{ c}^{-1}$) фазовые портреты угловых движений усредненного маятника (4) и системы (3), полученные сечением фазового пространства плоскостью $r = 1 + z$ практически совпадают. (Фазовое пространство системы (3) можно рассматривать как четырехмерное пространство переменных L, ψ, r, \dot{r} . Фазовый портрет системы (3) строится отображением Пуанкаре — сечением фазового пространства плоскостью $r = \text{const}$, $\dot{r} = \text{const}$, где условие $\dot{r} = \text{const}$

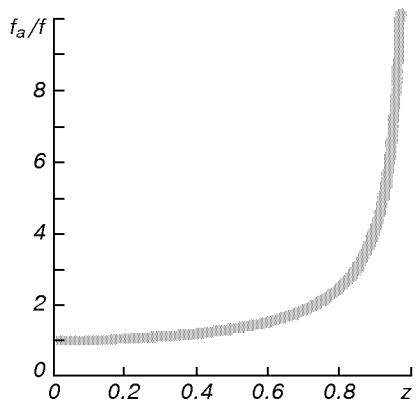


Рис. 1. Отношение частот угловых колебаний маятников

с точностью до знака определяется условием $r = \text{const}$. По оси абсцисс откладывается угол ψ , по оси ординат — величина $L_r = 1000 \cdot (L - p\omega_0)$.

Отличия фазовых портретов наблюдаются лишь в области, близкой к сепаратрисе, отделяющей вращательные и колебательные движения в усредненной системе (4). В исходной системе (3) сепаратрица как бы распадается на полосу нерегулярных траекторий. Более детальное исследование этих траекторий показывает медленное изменение энергии (амплитуды) маятниковых колебаний с переходами во вращательные и колебательные движения. Отметим, что численное исследование траекторий, близких к сепаратрисе, требует тщательного обос-

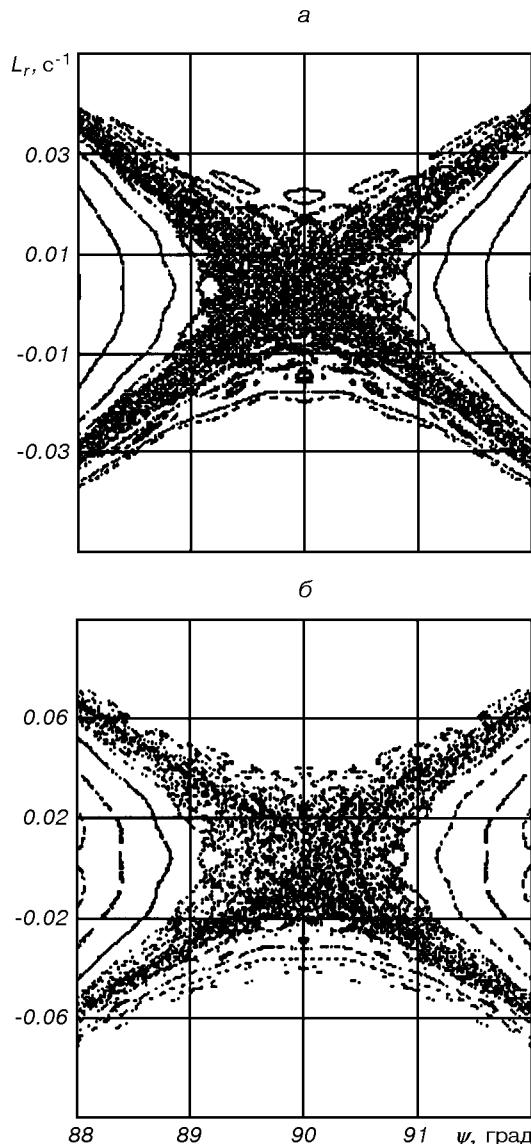


Рис. 2. Фазовый портрет: а — $r = 1 + z$, $z = 0.8$, $k = 0.06 \text{ c}^{-1}$. б — $r = 1 + z$, $z = 0.2$, $k = 0.0191 \text{ c}^{-1}$.

нования расчетного метода. Проведенные предварительные исследования не позволили решить вопрос о принадлежности данных траекторий к хаотическим. Отметим лишь, что ширина полосы этих траекторий очень мала, а их нерегулярный характер вполне согласуется с механическим представлением о поведении системы.

Полоса хаотической траектории вблизи сепаратрисы отчетливо проявляется для $z = 0.8$ при значениях $k < 0.06 \text{ c}^{-1}$. Так, на рис. 2, *a* видна полоса точек пересечения фазового потока траектории с плоскостью $r = 1 + z$. Характер распределения этих точек позволяет отнести данные траектории к хаотическим. С уменьшением частоты продольных колебаний при фиксированной их амплитуде ширина полосы хаотических движений увеличивается. Для других значений амплитуды продольных колебаний хаотические движения будут проявляться при других частотах продольных колебаний. Приближенный пересчет этих величин может быть выполнен на основании равенства отношений частоты маятниковых колебаний усредненных уравнений (4) к частоте продольных колебаний. На рис. 2, *b* приведен фазовый портрет сечения Пуанкаре для $z = 0.2$ и полученных значениях $k \approx 0.0191 \text{ c}^{-1}$ при пересчете от $z = 0.8$, $k = 0.06 \text{ c}^{-1}$.

Таким образом, при определенных параметрах (амплитуде и частоте продольных колебаний) в движении системы имеются траектории, которые можно отнести к хаотическим. На рис. 3 показано изменение угла ψ во времени для хаотической траектории. Колебательное движение маятника вдруг без видимых причин переходит во врача-

тельное. В выяснении этих причин и определении происхождения таких траекторий и состоит цель дальнейших исследований.

ПОПЫТКИ МАТЕМАТИЧЕСКОГО АНАЛИЗА

При исследовании проблемы предпринимались различные попытки ее математического анализа. Ниже приводится краткое описание основных из них.

На основании предварительного анализа можно предположить, что источником стохастических движений является сепаратриса, разделяющая колебательные и вращательные движения маятника. Основываясь на этом предположении, можно дать удовлетворительное объяснение и нерегулярности траекторий, и их случайному характеру, поскольку в невозмущенном движении сепаратриса соответствует неустойчивому положению равновесия и как «ребро монеты» разделяет два качественно отличных режима движений. Приближенный анализ динамики систем вблизи сепаратрисы и расщепление последней является сложным вопросом даже в более простых случаях [3]. При большой амплитуде продольных колебаний требуется существенная доработка схем анализа. Вместе с тем результаты такого анализа дают лишь приблизительную оценку ширины полосы нерегулярных траекторий, но не дают объяснений феномена их хаотичности. Попытка такого объяснения на основе изменения то-

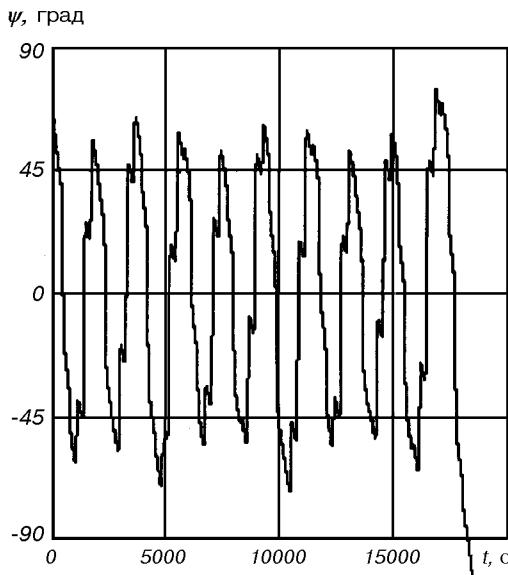


Рис. 3. Изменение угла ψ во времени; $z = 0.8$, $k = 0.021 \text{ c}^{-1}$

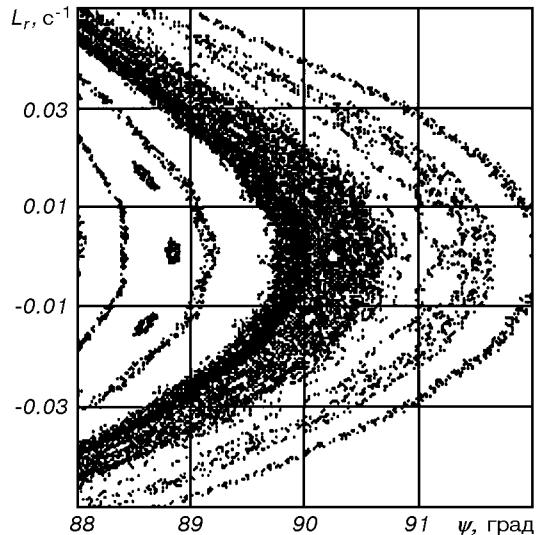


Рис. 4. Фазовый портрет системы (8) $r = 1 + z$, $z = 0.8$, $k = 0.051 \text{ c}^{-1}$

нологии сепаратрисы сталкивается с непреодолимыми математическими проблемами.

С другой стороны, численный анализ системы

$$\dot{L} = \begin{cases} -\frac{3}{2} \omega_0^2 r^2 \sin 2\psi, & \text{если } |\psi| \leq 88^\circ, \\ -\frac{3}{2} \omega_0^2 r^2 \operatorname{sign} \psi \sin 88^\circ, & \text{если } |\psi| > 88^\circ, \end{cases} \quad (8)$$

$$\dot{\psi} = \frac{L}{r^2} - \omega_0, \quad r = 1 + z \cos \omega, \quad \dot{\omega} = k,$$

близкой к исходной, но в которой при постоянной длине штанги нет качественно различных движений и нет сепаратрисы, показывает, что стохастические траектории сохраняются (рис. 4).

При попытке построения приближенного решения движения системы (3) вблизи основных резонансов методом последовательных приближений появилось предположение, что причиной возникновения хаотических траекторий являются наведенные резонансы. Под термином «наведенный резонанс» подразумевается следующее. Пусть ψ представляется в виде $\psi = \psi_s + \psi_k$, где ψ_s и ψ_k — соответственно низкочастотная и высокочастотная составляющие колебательный. Тогда при ψ_s , близкой к нулю, ψ_k будет «резонировать» с r^2 , причем подкачка энергии в маятниковое движение будет, по-видимому, носить нерегулярный характер. Здесь существенно, что амплитуда высокочастотных колебаний в некоторые моменты времени значительно превосходит абсолютную величину медленных колебаний. Было построено несколько примеров обыкновенных дифференциальных уравнений первого порядка, демонстрирующих это предположение.

Ниже приведен ряд таких примеров из однообразной их серии, для которых исследовались траектории с нулевыми начальными условиями $t_0 = 0$, $x_0 = 0$. Исследование проводилось построением фазовых портретов методом «сечения Пуанкаре»: точка на фазовой плоскости ставилась через интервал $\Delta t = 2\pi$.

Если для уравнения

$$\dot{x} = \cos(t) \cos(20 \sin 0.37t + 15 \cos(t)) \quad (9)$$

с постоянными амплитудами и для уравнения

$$\dot{x} = \cos(t) \cos(20 \sin 0.37t + (0.1x + 15) \cos(t)) \quad (10)$$

удается обнаружить периодический характер траектории, то для уравнения

$$\dot{x} = \cos(t) \cos(20 \sin 0.037t + (1 + 0.1t) \cos(t)), \quad (11)$$

с возрастающей амплитудой быстрых колебаний, траектория очень похожа на хаотическую. Фазовые

портреты уравнений (9) и (10) содержат лишь конечное число точек. Для уравнения (11) характерна целая полоса фазовых точек.

Детальное исследование выдвинутого предположения сталкивается, как представляется, с непреодолимой проблемой исследования свойств интегралов типа $\int \cos t \cos(c_1 \sin w_1 t + c_2 \cos w_2 t) dt$.

С другой стороны, предположим, что наведенные резонансы являются основной причиной хаотических движений системы (3). Тогда следовало бы ожидать проявления зависимости нерегулярности траекторий от абсолютного значения L . Однако это не так. Более того, следовало бы ожидать, что в системе

$$\dot{L} = -\frac{3}{2} \omega_0^2 r^2 \sin 2\psi, \quad \dot{\psi} = \frac{L}{r^2} \quad (12)$$

должны изменяться полосы хаотических траекторий, поскольку в первом приближении колебательное движение ψ (его медленное движение) не изменяется, а L и, следовательно, амплитуда быстрых колебаний ψ уменьшается для $\dot{\psi} < 0$ и увеличивается для $\dot{\psi} > 0$. Однако сравнение фазовых портретов систем (3) и (12) как для колебательных, так и для вращательных движений маятника не дает веских оснований для подтверждения предположения.

Анализ уравнений типа (9)–(11) еще раз показывает, что отсутствие видимого порядка не означает стохастичности движения. Начиная изучать динамику достаточно сложных систем, механик-исследователь вначале сталкивается с кажущимся хаосом в их движении. И лишь в результате определенных усилий возможно решение, как представляется, основной задачи теоретических исследований — определение закономерностей в динамике системы. Следовательно, для того чтобы отнести траекторию к хаотической, требуется определенное обоснование этого, а не только отсутствие видимых закономерностей и перечисление неудачных попыток их определить.

Достаточно громоздкое построение уравнений второго приближения методом усреднения дает систему сравнения вида

$$\begin{aligned} \dot{L}^* &= -\frac{3}{2} \omega_0^2 s \sin 2\psi^* + \frac{\omega_0^3}{k} \frac{L^*}{p} I_2(\psi_0, t_0) \cos 2\psi^*, \\ \dot{\psi}^* &= \frac{L^*}{p} - \omega_0 - \frac{\omega_0^3}{k} \beta I_1(\psi_0, t_0) \sin 2\psi^*. \end{aligned} \quad (13)$$

Система (13) верно отражает асимметрию фазового пространства в зависимости от начальных условий. На рис. 5 приведены фазовые портреты системы (3) при сечении плоскостями $r = 1$, $r > 0$ и

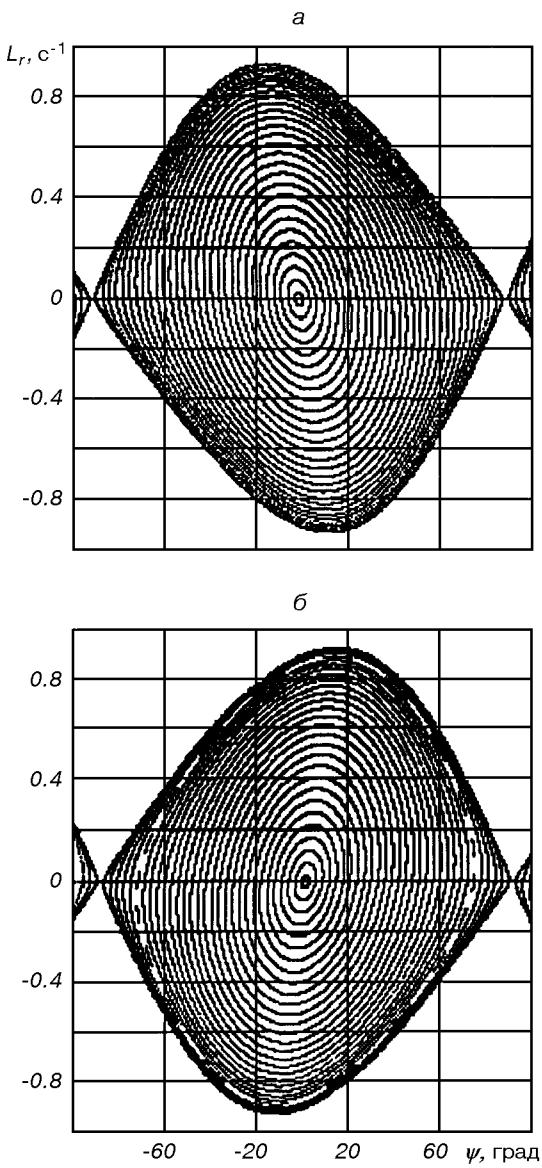


Рис. 5. Фазовый портрет сечением плоскостью $r = 1$, $\dot{r} > 0$ (а) и $r = 1$, $\dot{r} < 0$ (б)

$r = 1$, $\dot{r} < 0$ соответственно. Эту асимметрию фазового пространства нетрудно понять из механических соображений. Она становится очевидной, если записать уравнение для переменной $h = \dot{\psi}^2 + 3\omega_0^2 \sin^2 \psi$, соответствующей энергии маятниковых колебаний,

$$h = -4 \frac{\dot{r}}{r} (\dot{\psi} + \omega_0) \dot{\psi}. \quad (14)$$

Вместе с тем метод усреднения по своей сущности не может описать перераспределения энергии между колебаниями, если основная закономерность этого перераспределения не известна. То есть, не-

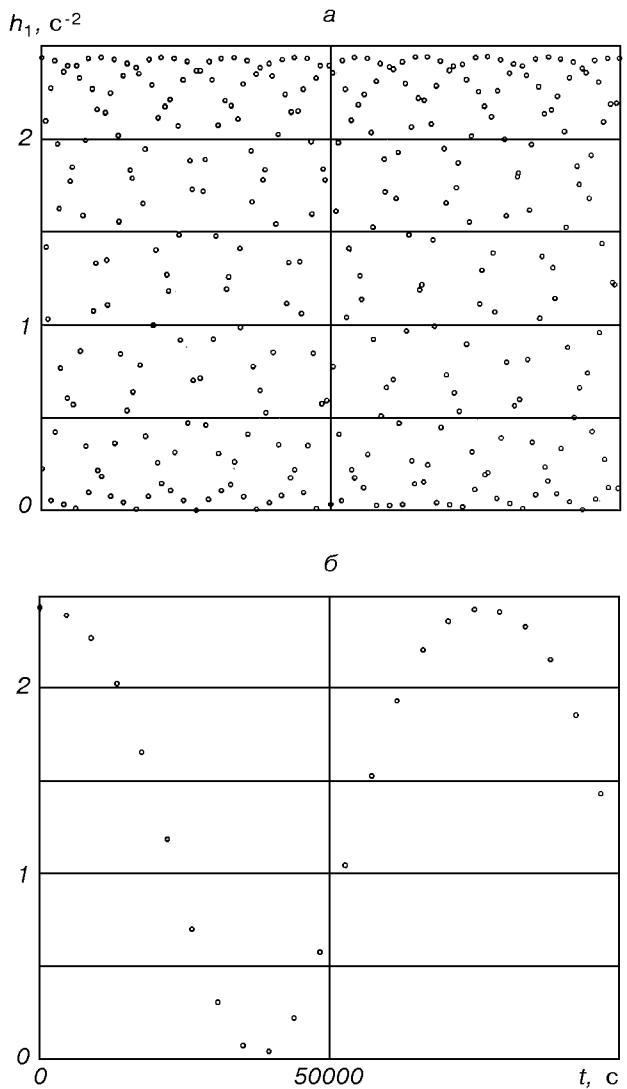


Рис. 6. Последовательность значений h_1 через интервалы времени T_ω (а) и $14T_\omega$ (б)

посредственno он неприемлем для описания хаотических режимов движения.

Анализ методов исследования хаотических траекторий позволяет предположить, что любые попытки построения приближенного решения для хаотических режимов движения будут упираться в неразрешимые математические проблемы. Более предпочтительным выглядит анализ перехода к стохастическому движению, основанный на оценках дискретной во времени последовательности состояний системы. К таковым относится и метод Пуанкаре сечения фазового пространства. В таких подходах проблема построения общего решения дифференциального уравнения заменяется исследованием по-

следовательности определенных интегралов типа

$$\int_{t_i}^{t_{i+1}} \dot{x} dt,$$

где $t_i = t_0 + i \cdot (nT_\omega)$, $T_\omega = 2\pi/\omega$ — период продольных колебаний системы, x — некоторая переменная, описывающая движение системы, $i = 1, 2, \dots, n$ — некоторое целое положительное число. В методе Пуанкаре $n = 1$. Более гладкие последовательности можно получить для $n \geq 1$, подбирая его разные значения для разных начальных условий.

На рис. 6 для $k = 0.02 \text{ с}^{-1}$, $z = 0.8$ и начальных условий $L_0 = \beta \cdot \omega_0$, $\psi_0 = 30^\circ$, $t_0 = 0$ изображены последовательности значений функции $h_1 = L^2/(1+z)^2 + 3\omega_0^2 \sin^2 \psi$ системы (3) через интервалы времени T_ω (рис. 6, а) и $14T_\omega$ (рис. 6, б). Гладкость последней последовательности, очевидно, соответствует соизмеримости продольных и маятниковых колебаний, в данном случае 3 : 14. С другой стороны, возможность построения такой гладкой последовательности и говорит о регулярном характере траектории.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный анализ показывает, что явление хаотических движений в детерминированных системах не может быть достаточно полно проанализировано традиционными для механиков математическими методами. Вообще говоря, попытка анализа хаотического движения путем построения приближенного решения противоречит сущности самого явления отраженного в его названии. Построенные таким способом ранее образы возникновения детерминированного хаоса [3, 7, 8] в большей мере отражают особенность метода исследований или конкретной задачи, и зачастую лишь заслоняют сущность явления. Поэтому дальнейшие исследования проводятся путем качественного, не математического, анализа явления и основываются на измерении характеристики

отдельных траекторий и их семейств. То есть осуществляются «экспериментальные» исследования, где объектом исследований служит система дифференциальных уравнений выбранной модельной задачи, для которой выполняется численное решение.

Работа выполнена при поддержке INTAS, грант № 99-01096.

1. Алпатов А. П., Белоножко П. А., Пироженко А. В., Шабохин В. А. Об эволюции ротационного движения связки двух тел на орбите // Космич. исследования.—1990.—28, вып. 5.—С. 692—701.
2. Белецкий В. В., Левин Е. М. Динамика космических тросовых систем. — М.: Наука, 1990.—336 с.
3. Лихтенберг А., Либерман М. Регулярная и стохастическая динамика. — М.: Мир, 1984.—528 с.
4. Пироженко А. В. К расчету первого приближения систем с существенно нелинейными колебательными звеньями // Прикладная мат. и мех.—1993.—57, вып. 2.—С. 50—56.
5. Alpatov A., Dranovskii V., Khoroshilov V., et al. Research of dynamics of space cable systems stabilized by rotation // 48th International Astronautical Congress — Turin, Italy, October 6—10, 1997.
6. Misra A. K., Modi V. J., Tyc G., et al. Dynamics of low-tension spinning tethers // Fourth International Conf. on Tethers in Space. — Washington, 10—14 April, 1995.
7. Szemplinska-Stupnicka W. A discussion on necessary and sufficient conditions for steady state chaos // J. Sound and Vibration.—1992.—152, N 2.—P. 369—372.
8. Szemplinska-Stupnicka W. A discussion of an analytical method of controlling chaos in Duffing's oscillator // J. Sound and Vibration.—1994.—178, N 2.—P. 276—284.

CHAOTIC MOTIONS IN THE DYNAMICS OF SPACE TETHERED SYSTEMS. 1. ANALYSIS OF THE PROBLEM

A. V. Pirozhenko

The determined-chaos phenomenon in the dynamics of space tethered systems is analyzed. A model problem the essence of stochastic regimes of motion in the oscillations of masses in the internal degrees of freedom is formulated. A number of calculus approaches to the phenomenon is considered, and the supposition is made that it is impossible to define the essence of the phenomenon by the mathematical methods traditional for mechanics.

УДК 629.78

А. В. Пироженко

Інститут технічної механіки НАН України і НКА України, Дніпропетровськ

Хаотические режимы движения в динамике космических тросовых систем. 2. Механический образ явления

Надійшла до редакції 08.10.99

Розглядається явище детермінованого хаосу в динаміці космічних тросових систем. Дослідження проводиться за допомогою числового інтегрування рівнянь модельної задачі — рівнянь руху орбітального маятника з періодично змінною довжиною штанги. Оцінені зміни енергії коливань маятника та проведено якісний аналіз окремих трасекторій та їхніх сімейств. Побудовано механічний образ хаотичних режимів руху, за допомогою якого здійснено аналіз сутності явища.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Явление детерминированного хаоса в динамике систем интенсивно исследуется в течение последних десятилетий. Известно [1], что это явление присуще большинству динамических систем и имеет место уже в системах, описываемых обыкновенными дифференциальными уравнениями первого порядка с тремя переменными (1.5 степени свободы). Вместе с тем для большинства специалистов, занимающихся расчетом конкретных механических систем, понятие «детерминированный хаос» вызывает в лучшем случае недоумение. Действительно, если хаотическое движение есть только сложное, нерегулярное (?) движение, т. е. движение, в котором не видна его закономерность, то причем здесь хаос и стохастичность? Если условия теорем существования и единственности решений дифференциальных уравнений выполняются, то откуда может взяться случайность? Образы типа «преобразования пекаря» и объяснения типа «бифуркации удвоения периодов» часто далеки от динамики конкретных систем и обычно не воспринимаются исследователями-механиками, привыкшими и стремящимися мыслить механическими образами изучаемых движений. Так, в понятной модели математического маятника и в привычных образах его движений трудно увидеть «преобразования пекаря» и понять,

какие периоды удваиваются бифуркационно. Отсутствие воспринимаемых образов явления и понятий, объясняющих его сущность, с одной стороны, и огромное количество литературы, содержащей нетрадиционные для механиков образы и понятия, освоение которой составляет иногда чрезвычайно сложную задачу, с другой стороны, побуждают многих механиков сторониться данной проблемы.

В работе [2] осуществлена постановка модельной задачи для исследования сущности хаотических режимов движения в динамике космических тросовых систем. Это модель математического маятника с периодически изменяющейся длиной штанги, расположенного на круговой орбите (орбитальный маятник). Уравнения его движения имеют вид

$$\dot{L} = -\frac{3}{2}\omega_0^2 r^2 \sin 2\psi, \quad \dot{\psi} = \frac{L}{r^2} - \omega_0, \quad (1)$$

где $r = 1 + z \cos \omega$, $z = b/a$, b , a — соответственно средняя длина штанги и амплитуда ее колебаний, ω_0 — угловая скорость орбитального движения маятника, ψ — угол между местной вертикалью и штангой, $\dot{\omega} = k$, a , b , k — постоянные.

Проведенный в [2] анализ и попытки построения приближенного решения уравнений (1) позволили сделать вывод-предположение о невозможности объяснения сущности явления традиционными для механиков математическими методами анализа. В

этой статье приведены результаты попытки качественного анализа и построения механического образа возникновения и сущности хаотических режимов движения. Метод исследования движений системы основывается на измерении характеристик отдельных траекторий и их семейств. Т. е. предполагается проведение экспериментальных исследований, где вместо экспериментальной установки используется компьютер, осуществляющий численное интегрирование системы (1), визуализацию траекторий и их характеристик. Основным направлением исследований являются закономерности воздействия продольных колебаний на маятниковые движения или, конкретно, на изменения энергии маятниковых движений. Основная цель исследований — определение сущности хаотических режимов движения.

АНАЛИЗ ОТДЕЛЬНОЙ ТРАЕКТОРИИ

Зафиксируем параметры системы: $k = 0.02 \text{ с}^{-1}$, $z = 0.8$. Как и в [2], $\omega_0 = 0.001 \text{ с}^{-1}$. Рассмотрим отдельную регулярную траекторию с начальными условиями $\psi_0 = 12^\circ$, $L_0 = \omega_0 p$, $p = (1 - z^2)^{3/2}$.

На рис. 1 изменение ψ показано в безразмерном «времени» t_r , равном количеству периодов продольных колебаний: $t_r = t/T_\omega$, где $T_\omega = 2\pi/k$ — период продольных колебаний. В качестве величины, характеризующей энергию маятниковых движений, будем рассматривать величину $h^* = L^2/r^2 + 3\omega_0^2 r^2 \sin^2 \psi$. Здесь первое слагаемое равно удвоенной приведенной кинетической энергии относительного движения, перпендикулярного к линии штанги, а второе слагаемое равно взятой со знаком минус удвоенной приведенной потенциальной энергии воздействия гравитационного поля на относительное движение системы.

График изменения h^* для рассматриваемой траектории приведен на рис. 2. Вообще говоря, зависимость h^* от времени нисколько не проще зависимости ψ от времени, и изменение h^* существенно зависит от длины штанги.

Построение оценок изменения энергии маятниковых движений. Анализ закономерностей движения, основанный на численном решении уравнений динамики, предполагает построение оценок, здраво отражающих изменения в движении. Расчеты показывают, что непосредственно график изменения h^* не позволяет судить об эволюции изменений энергии маятниковых колебаний. Дело в том, что закономерности изменений энергии движения на длительных интервалах времени, такие как интервалы ее возрастания и убывания, максимальные и минимальные значения, скрыты локальными изменениями

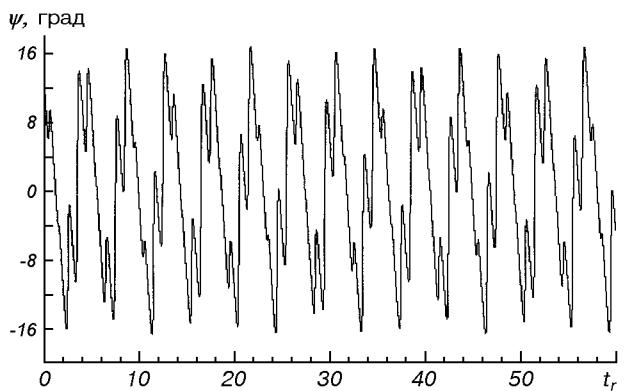


Рис. 1. Регулярная траектория $\psi_0 = 12^\circ$, $L_0 = \omega_0 p$

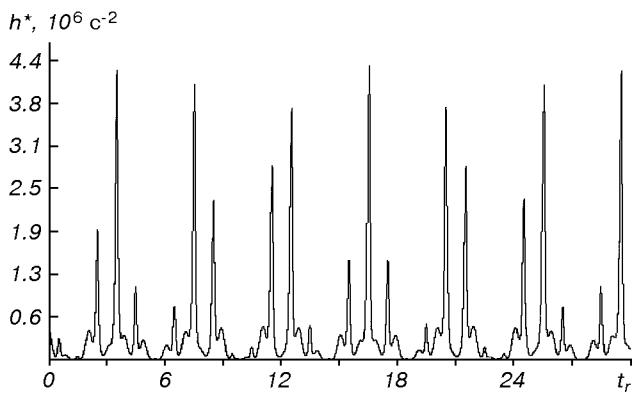
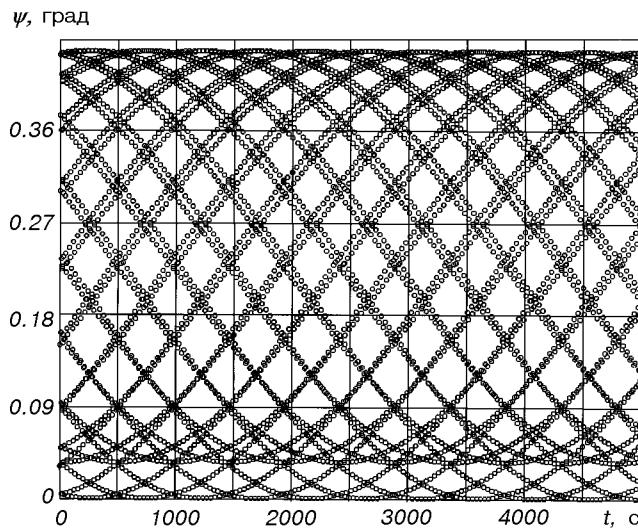


Рис. 2. Изменение h^*

на каждом цикле продольных и маятниковых колебаний, которые, вообще говоря, значительно превосходят интересующие нас систематические изменения энергии. В рассматриваемом случае представляется возможным и целесообразным провести анализ закономерностей движения на основе построения последовательности некоторых дискретных во времени, интегральных оценок.

Следуя методу Пуанкаре, рассмотрим последовательность значений h^* , вычисляемую на каждом периоде продольных колебаний для фиксированных значений r и \dot{r} . Исследования показывают, что наиболее гладкая последовательность значений h^* получается при фиксированной длине штанги $1 + a$, h_{1+a} (рис. 3). Этот факт может быть объяснен на основании уравнения (14) [2], а также на основании анализа траектории движения маятника в плоскости Oxy , где $x = rsin\psi$, $y = rcos\psi$. При длине штанги меньше некоторой величины характер движения маятника существенно усложняется, и возможны возвратные угловые движения.

В качестве меры изменения энергии колебаний

Рис. 3. Последовательность h_{1+a}

маятника рассматривалась и последовательность средних значений h^* на каждом периоде продольных колебаний:

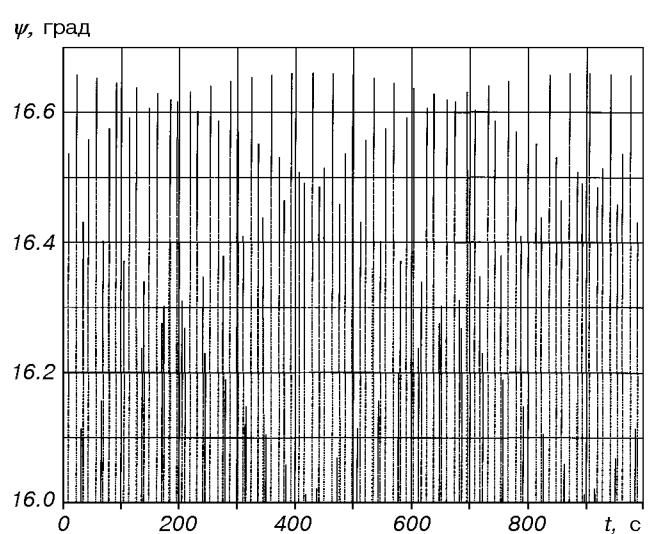
$$h_{av} = \frac{1}{T_\omega} \int_{(n-1)T_\omega}^{nT_\omega} h^* dt.$$

Но можно предположить, что для «срыва» регулярной траектории в хаотическую определяющую роль должны играть пиковые значения энергии маятниковых колебаний. С этой точки зрения использование последовательности h_{av} не соответствует цели исследований.

Возможно построение оценочных последовательностей изменения энергии маятниковых колебаний и из условий фиксирования значений ψ или L . Однако, как показывают исследования, построение таких оценочных последовательностей сопряжено с определенными вычислительными трудностями, и построенные последовательности содержат «лишние» значения.

Рассматривая понятие энергии маятниковых колебаний как качественную характеристику, можно предложить построение ее оценочной последовательности на основе измерений максимальных значений угла отклонения маятника от местной вертикали. На рис. 4 для рассматриваемой траектории показано изменение максимальных значений ψ .

Нетрудно видеть, что количество возможных оценочных последовательностей энергии маятниковых колебаний далеко не исчерпывается перечисленными методами. При наличии общей закономерности изменений эти последовательности имеют и различия. Вообще говоря, у нас нет строгих

Рис. 4. Изменение максимальных значений угла ψ

оснований предпочтеть один способ построения оценочной последовательности другому, как более верно отражающий изменение энергии маятниковых колебаний траектории. Основываясь на общих рассуждениях, в качестве основной оценочной последовательности, как наиболее простой в построении и наиболее соответствующей методу Пуанкаре, будем рассматривать последовательность h_{1+a} . Так же, как наиболее соответствующую представлению об экспериментальных исследованиях, будем рассматривать последовательность максимальных значений угла ψ .

Предложенные оценочные последовательности непосредственно не дают наглядной картины эволюционных изменений энергии маятниковых колебаний. Такую картину, как представляется, дает огибающая максимальных значений этих последовательностей.

Анализ почти периодического характера траектории. Во всех построенных оценочных последовательностях наблюдается общая закономерность их изменений. Эта закономерность связана с почти периодическим характером траектории. Из графиков изменения ψ и последовательности h_{1+a} можно видеть, что их значения почти периодичны с периодом $35T_\omega$. Это соответствует соизмеримости маятниковых и продольных колебаний в соотношении 8 : 35. При более детальном анализе названных графиков заметна повторяемость изменений ψ и h_{1+a} через время, равное $13T_\omega$, что соответствует соизмеримости маятниковых и продольных колебаний в соотношении 3 : 13. Названные соизмеримо-

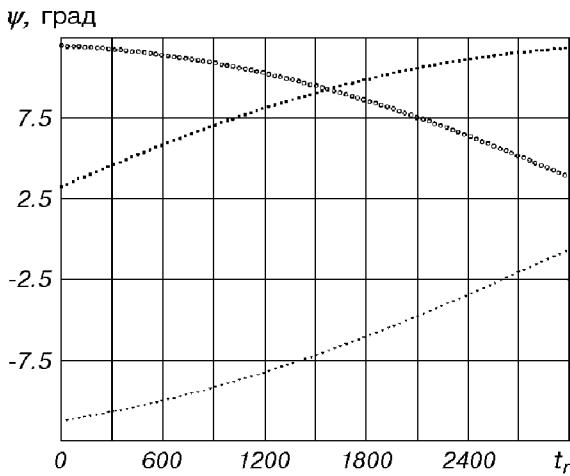


Рис. 5. Последовательность значений ψ через $35T_\omega$

сти в рассматриваемой траектории будут отчетливо видны, если построить последовательность значений угла ψ или h_{1+a} через интервалы времени, кратные $13T_\omega$ и $35T_\omega$.

Так, на рис. 5 показана последовательность значений угла ψ через интервалы времени, кратные $35T_\omega$. Кружками обозначены значения в моменты времени $i \cdot 35T_\omega$, квадратами — в моменты времени $T_\omega + i \cdot 35T_\omega$, треугольниками — в моменты времени $2T_\omega + i \cdot 35T_\omega$.

Таким образом, мы сталкиваемся с тем фактом, что в отдельной траектории проявляются различные соизмеримости маятниковых и продольных колебаний. В связи с этим возникают вопросы: если в траектории проявляются разные соизмеримости, то к какой соизмеримости более правильно отнести траекторию? Можно ли траекторию отнести к единственному резонансному соотношению частот? Выше мы определили проявляющиеся соизмеримости в траектории на основании некоторой повторяемости изменений ψ и h^* через определенные интервалы времени, кратные T_ω . А затем подтвердили это, построив гладкие последовательности значений ψ и h^* через интервалы времени, кратные характерному периоду. Действительно, пусть рассматривается почти периодическая траектория с характерным периодом T_1 . Тогда изменение значения ψ за T_1 будет незначительным, а последовательность значений ψ_n , вычисляемая в моменты времени nT_1 , будет гладкой. В силу почти периодического характера траектории продольные колебания будут медленно смещаться относительно маятниковых колебаний за характерный период траектории. Поэтому энергия, передаваемая в маятниковые колебания,

должна гладко (плавно) изменяться от периода к периоду. Таким образом, гладкость, плавность изменения значений ψ и энергии маятниковых колебаний через n периодов продольных колебаний является одним из критериев отнесения траектории к nT_ω почти периодичным. Очевидно, что этот критерий не дает ответа на поставленные вопросы.

Продолжим анализ почти периодической траектории. Плавное изменение последовательности значений ψ и h^* , обусловлено, с одной стороны, смещением маятниковых колебаний относительно продольных за характерный период траектории, а с другой стороны, изменением энергии маятниковых колебаний. Учитывая нелинейный характер маятниковых колебаний: с увеличением (уменьшением) их энергии (амплитуды) увеличивается (уменьшается) их период, можно ожидать, что для каждой траектории найдется такое число n , что диапазон изменений значений энергии маятниковых колебаний, вычисляемый через интервалы времени nT_ω , будет меньше полного диапазона значений, вычисляемых через интервалы времени T_ω .

Таким образом, ограниченность диапазона значений энергии маятниковых колебаний через интервалы времени nT_ω , в сравнении с полным диапазоном ее значений через T_ω , дает второй критерий почти периодичности траектории. Среди чисел, удовлетворяющих обоим критериям, следует выбрать наименьшее. Так, анализ рассматриваемой траектории ($\psi_0 = 12^\circ$, $L_0 = \omega_0 p$) показывает, что она является почти периодической с периодом $477T_\omega$.

Таким образом, на основе анализа отдельной регулярной траектории показано, что ее можно отнести к определенному резонансу маятниковых и продольных колебаний, и рассматривать как почти периодическую траекторию. В качестве меры изменений энергии маятниковых колебаний можно принять ряд максимальных значений последовательности h_{1+a} либо огибающую последовательности максимальных значений угла отклонения маятника от местной вертикали. Эти меры изменений энергии маятниковых колебаний согласуются с почти периодическим характером траектории.

АНАЛИЗ СЕМЕЙСТВ ТРАЕКТОРИЙ

В области начальных значений $t_0 = 0$ проведем прямую $r_0 = 1 + a$, $\dot{r}_0 = 0$, $L_0 = \omega_0 p$. Рассмотрим семейство траекторий (семейство 1), исходящих из этой прямой, т. е. семейство, порождаемое изменением начального угла ψ_0 отклонения маятника от местной вертикали.

На рис. 6 показан фазовый портрет этого семейства, полученный сечением фазового пространства плоскостью $r = 1 + a$ (далее, если не оговорено особо, все фазовые портреты строятся аналогично, и для краткости будем их называть просто фазовыми портретами). Здесь и далее $L_r = (L - p\omega_0) \cdot 1000$. Фазовый портрет построен при изменении ψ_0 от 0° до 70° с шагом 1° . Для каждой траектории строилось 1000 точек. Показаны траектории только для значений ψ от -70° до 70° без учета возврата хаотических траекторий в рассматриваемую область. Как видно, данное семейство траекторий не покрывает все пространство траекторий. Поэтому наряду с этим семейством будем рассматривать аналогичные семейства траекторий, изменения фик-

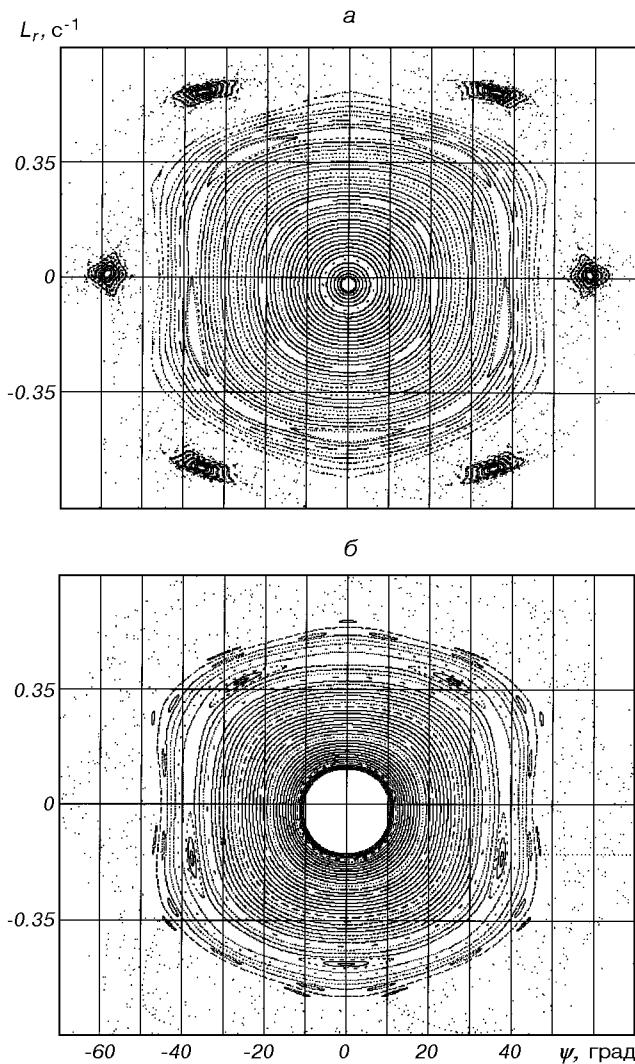


Рис. 6. Фазовый портрет: *а* — семейства 1, *б* — семейства $L_0 = \omega_0(p - 0.15)$

сированное начальное значение L_0 (семейства, порожденные параллельными прямыми). На рис. 6, *б* приведен фазовый портрет для семейства траекторий с начальным значением $L_0 = \omega_0(p - 0.15)$.

Рассмотрим более подробно фазовые портреты вблизи выше рассмотренной траектории, определенной начальными условиями $L_0 = \omega_0 p$, $\psi_0 = 12^\circ$, $r_0 = 1 + a$.

На рис. 7, *а* показан фазовый портрет семейства 1 при изменении ψ_0 от 11.86° с шагом 0.02° . Видно, что траектория с $\psi_0 = 12^\circ$ действительно не принадлежит резонансу $8 : 35$, а относится к резонансу более высокого порядка. Порядок резонанса определяется характерным периодом траекторий, принадлежащих ему $T_t = nT_\omega$: чем больше число n , тем

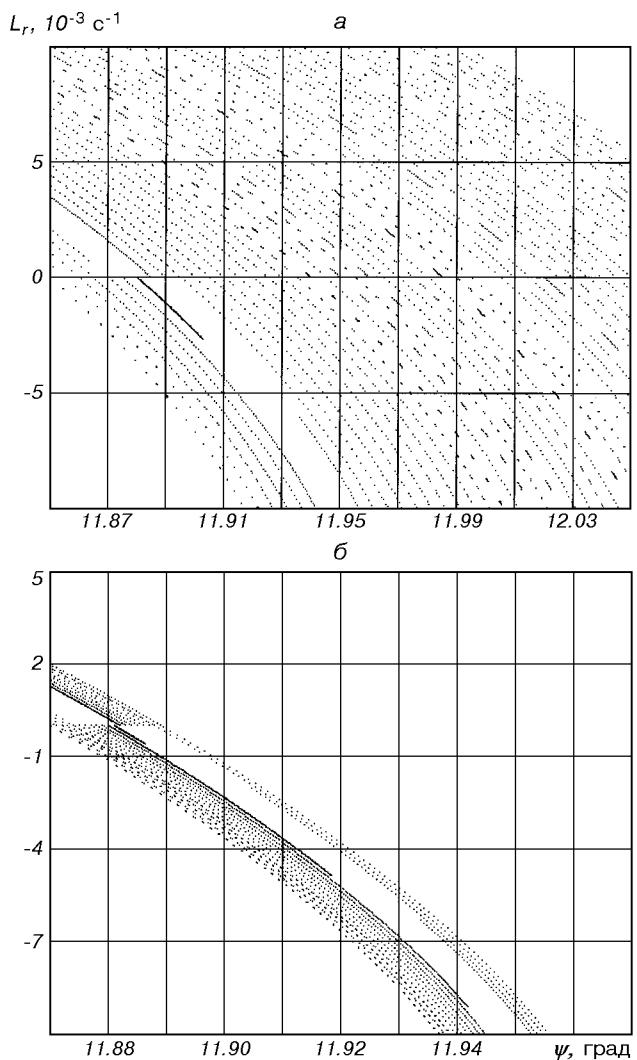


Рис. 7. Фазовый портрет: *а* — семейства 1 возле траектории $\psi_0 = 12^\circ$, *б* — в области резонанса $8 : 35$

выше порядок резонанса. Видно также, что все фазовое пространство в рассматриваемом диапазоне разбито на резонансы высокого порядка. Особо выделяется резонанс $8 : 35$, как резонанс более низкого порядка в данной области. Рассмотрим его более подробно.

На рис. 7, б показан фазовый портрет семейства 1, где ψ_0 изменяется от 11.87° до 11.89° с шагом 0.001° . Видно, что данный резонанс имеет характер почти простой соизмеримости несвязанных движений. Во-первых, мы не наблюдаем характерной для нелинейного резонанса петли, говорящей о переходе траектории на разные энергетические уровни, обусловленном сдвигом фазы резонансной настройки частот. Во-вторых, мы наблюдаем при приближении траекторий к резонансу монотонное повышение плотности точек траектории на фазовом портрете. Это связано с тем, что при приближении к определенной соизмеримости достаточно низкого порядка независимых между собой колебаний увеличивается порядок их соизмеримостей. При приближении к резонансу виден определенный рисунок, образованный точками соседних траекторий. Подобные рисунки видны и на всех фазовых портретах при плотном построении траекторий — плавные линии как бы охватывают резонансы. Это связано с увеличением периода маятниковых колебаний для рассматриваемых семейств траекторий с увеличением начального значения ψ_0 и плавным изменением соизмеримости маятниковых и продольных колебаний. Действительно, на рис. 8, а приведен фазовый портрет семейства $L_0 = \omega_0(p - 0.0019)$, где ψ_0 изменяется от 0 до 15° с шагом 0.1° . На каждой траектории ставится 150 точек. Здесь четко видны составляющие названных выше рисунков.

Для подтверждения выше сказанного рассмотрим фазовый портрет осредненной системы уравнений (4) [2]:

$$\dot{L}_1 = -\frac{3}{2} \omega_0^2 s \sin 2\psi_1, \quad s = 1 + \frac{z^2}{2},$$

$$\dot{\psi}_1 = \frac{L_1}{p} - \omega_0$$

(рис. 8, б). Этот портрет построен для $L_{1r} = (L_1 - p\omega_0) \cdot 1000$. Видны рисунки, аналогичные выше названным. На рис. 8, в также показан фазовый портрет усредненной системы при $z = 0.82$, приближенно рассчитанном из условия, что период маятниковых колебаний усредненной системы T относится к периоду продольных колебаний T_ω для угла 6° как $3 : 13$. Видно, что при небольшом начальном угле маятниковых колебаний резонансы имеют ха-

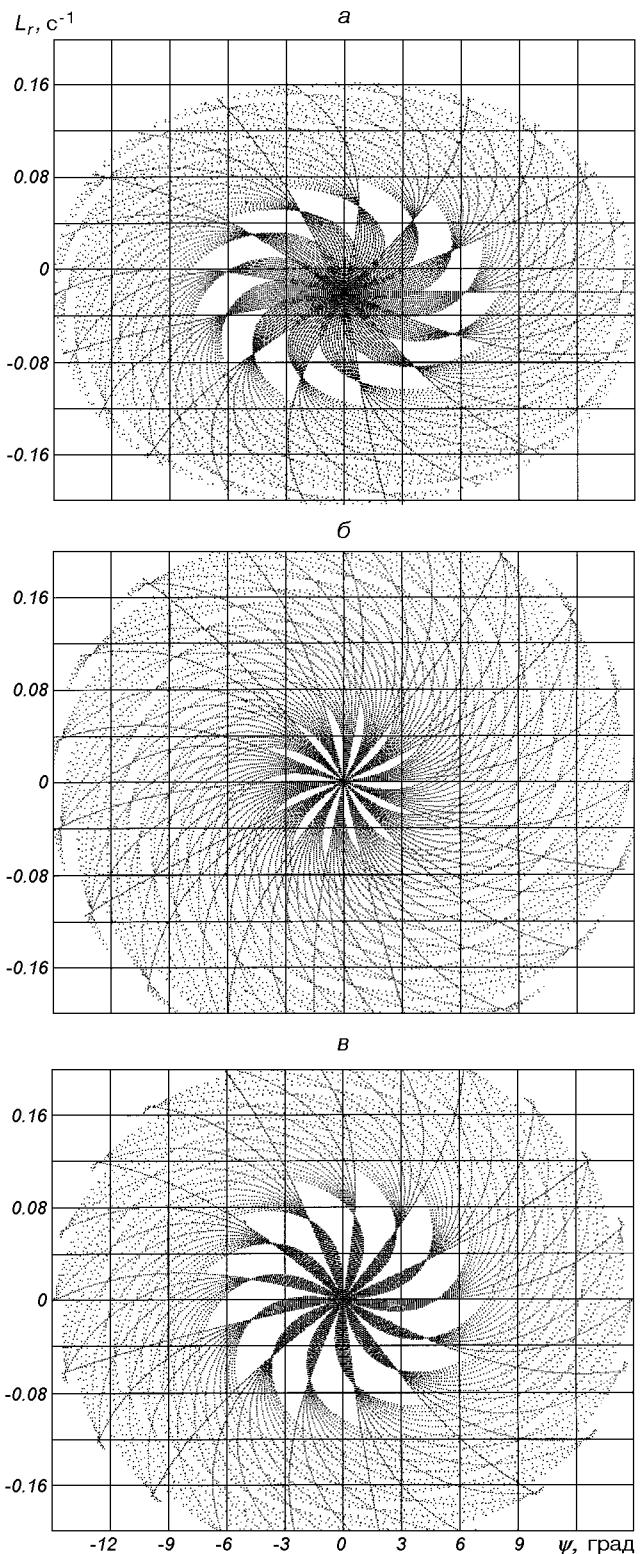


Рис. 8. Фазовые портреты: а — семейства $L_0 = \omega_0(p - 0.019)$, 150 точек на траектории; б — усредненной системы, $z = 0.82$

рактер почти простой соизмеримости несвязанных между собой движений.

Вместе с тем рассматриваемый резонанс $8 : 35$ — резонанс нелинейной системы. Более детальный анализ семейства 1 траекторий вблизи этого резонанса позволил выявить характерную петлю нелинейного резонанса на фазовом портрете. Рассмотрим изменение энергии маятниковых колебаний вблизи этого резонанса.

На рис. 9 показаны последовательности максимальных значений последовательности h_{1+a} семейства 1 для $\psi_0 = 11.85^\circ + i \cdot 0.005^\circ$. Учитывая определенную соизмеримость траекторий, каждая точка последовательности строилась путем выбора максимального значения из значений h_{1+a} за время, равное $35T_\omega$. На начальном интервале движения для траекторий лежащих ниже резонанса характерно увеличение энергии маятниковых колебаний, а для траекторий, лежащих выше — ее уменьшение. При построении оценок энергии маятниковых колебаний, основанных на вычислении максимальных значений угла отклонения маятника от местной вертикали наблюдается та же закономерность изменения энергии маятниковых колебаний при переходе через резонанс. Эта же закономерность проявляется и для других резонансов достаточно низкого порядка.

Таким образом, анализ траекторий для небольших углов отклонения маятника от местной вертикали $\psi < 20^\circ$ позволяют сделать следующие выводы-предположения:

1. Все рассмотренное пространство траекторий разделено на отдельные группы резонансов;
2. Нелинейный характер резонансов в данной области слабо выражен, т. е. резонансные группы траекторий очень узки;
3. Во всей области имеет место плавное изменение порядка соизмеримости маятниковых и продольных колебаний;
4. При прохождении через отдельный резонанс семейства траекторий, порожденного отдельной линией в пространстве начальных условий, наблюдаются изменения знака приращения энергии маятниковых колебаний, так что на начальном интервале времени для траекторий, имеющих изначально меньшее значение энергии, это приращение положительно, а для траекторий с большим значением, чем значение центральной резонансной траектории, — отрицательно.

Первый вывод-предположение ставит вопрос о границах групп резонансов: существуют ли траектории, разделяющие резонансы, и поэтому не принадлежащие ни к одному резонансу? Численное исследование рассматриваемой системы не может

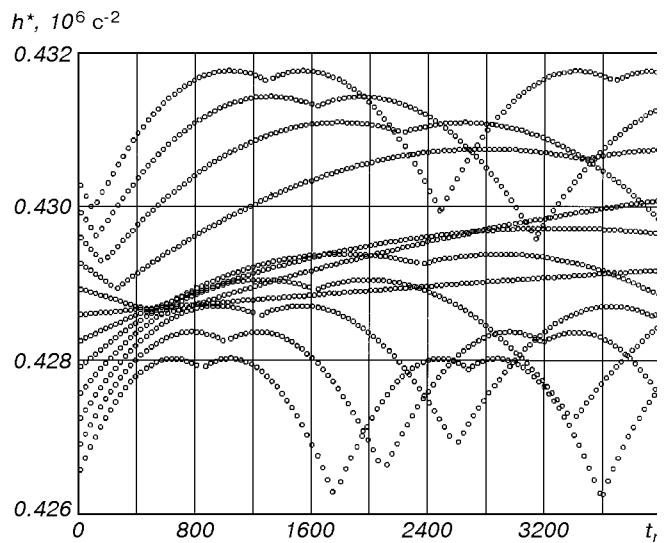


Рис. 9. Огибающие последовательностей h_{1+a} для $\psi_0 = 11.85^\circ + i \cdot 0.005^\circ$

дать ответа. Можно лишь предположить, что в рассмотренной области этот вопрос разрешается увеличением порядка соизмеримости между продольными и маятниковыми колебаниями до бесконечности характерного периода траектории.

Третий вывод-предположение говорит и о том, что происходит и плавное изменение характера траекторий. В частности, в траекториях резонансов высоких порядков проявляются соизмеримости соседних резонансов более низкого порядка.

Четвертый вывод-предположение относится, в силу принятых мер изменения энергии маятниковых колебаний, только к резонансам достаточно низкого порядка. Для резонансов более высокого порядка он не наблюдаем. Вместе с тем, очевидно, что определив нужным образом нестрогое понятие огибающей максимальных значений, получим аналогичные выводы и для резонансов высокого порядка. Это предположение связывает нелинейный резонанс с образом воронки. Представим себе плоскость семейства траекторий, порожденного определенной прямой в пространстве начальных условий, где по оси OY откладывается время, а по оси OX — значение энергии маятниковых колебаний. Тогда изменение энергии траекторий в резонансах низкого порядка можно представить как движения шарика в соответствующих воронках рис. 10, которые расположены вдоль прямой времени симметрично одна за другой. Картина подобна движению по бесконечной доске Гальтона, где вместо гвоздей расположены воронки, и для исследованных регулярных траекторий воронки не перекрываются,

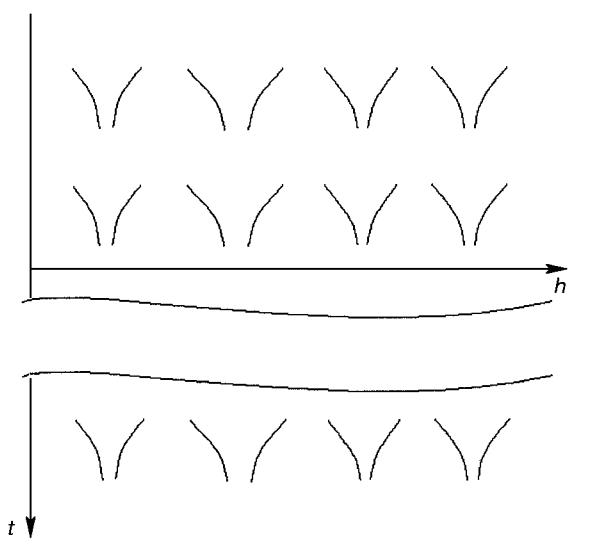


Рис. 10. Образ движения в резонансах низкого порядка: движение шарика в воронках

т. е. движение шарика происходит все время в образе одной и той же воронки.

Нелинейные резонансы определяют структуру фазового пространства системы возле области стохастического слоя. Резонансные соотношения периодов колебаний, в силу увеличения периода маятниковых колебаний, монотонно уменьшаются вдоль прямой, порождающей семейство 1. Для колебательных движений маятника первый наблюдаемый резонанс достаточно низкого порядка есть резонанс $3 : 13$ при $\psi_0 \approx 6^\circ$, последний — $1 : 6$ при $\psi_0 \approx 60^\circ$.

Анализ резонансов для различных параметров системы позволяет сделать вывод, что их ширина (максимальное приращение угла ψ , или длина отрезка порождающей прямой, проходящей через центр резонанса, принадлежащего этому резонансу) зависит как от порядка резонанса, так и от расположения резонанса вдоль прямой, порождающей семейство 1. Порядок резонанса определяет величину перераспределаемой энергии между продольными и маятниковыми колебаниями: с понижением порядка резонанса увеличивается приращение энергии маятниковых колебаний. Расположение резонанса относительно начальной прямой семейства 1 определяет отклик системы на приращение энергии маятниковых колебаний. Можно утверждать, что при приближении к $\psi_0 = 90^\circ$ ширина резонанса для одного и того же приращения энергии маятниковых колебаний резко увеличивается.

Для рассматриваемых параметров системы резонанс самого низкого порядка есть резонанс $1 : 5$. На рис. 11, а для семейства, порожденного прямой $L_0 =$

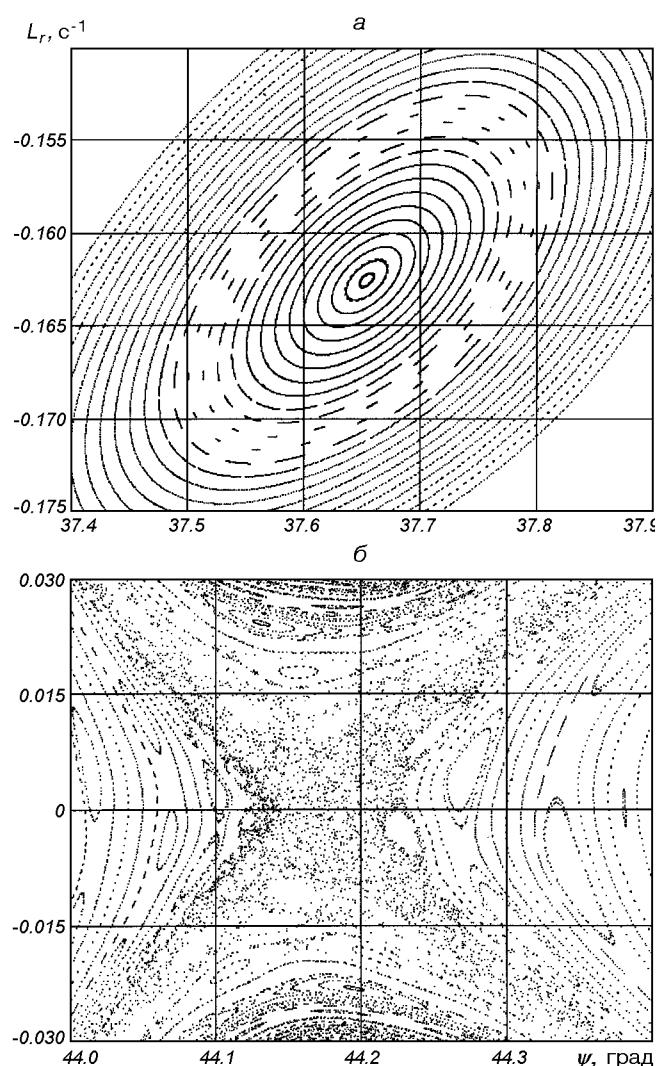


Рис. 11. Фазовый портрет: а — резонанса $1 : 5$; б — на границе резонанса $3 : 16$

$= \omega_0(p - 0.162)$, проходящей почти через центр резонанса, показан фазовый портрет резонансных траекторий. Траектории строились для $\psi_0 = 37.4^\circ + i \cdot 0.01^\circ$. Видно, что фазовое пространство резонансных траекторий подобно фазовому пространству системы для малых углов ψ . Все фазовое пространство разделено на отдельные группы вторичных резонансов — резонансов между изменением сдвига фазы основного резонанса и фазой продольных колебаний. Ширина вторичных резонансов, подобно ширине первичных резонансов, зависит от порядка соизмеримостей и их удаления от центра первичного резонанса. Ширина вторичных резонансов зависит также от первичного резонанса — его резонансного соотношения периодов колебаний и

расположения вдоль прямой, порождающей семейство 1. Анализ показывает, что при уменьшении резонансного соотношения периодов первичного резонанса и при смещении центра резонанса к сепаратрисе невозмущенного движения, ширина вторичных резонансов увеличивается. На рис. 11, б показан фазовый портрет системы на границе резонанса 3 : 16. Отчетливо виден стохастический слой, расположенный на границе резонанса, а также первичные и вторичные резонансы, вплотную расположенные к этому слою.

Исследования изменения энергии маятниковых колебаний резонансных траекторий позволяют связать резонанс достаточно низкого порядка с образом пространственной воронки, на поверхности которой нанесены, подобно резьбе на гайках, бороздки (канавки, складки), соответствующие вторичным резонансам. Соответственно изменится и образ движения в нелинейных резонансах приведенный на рис. 10. Представим себе плоскость, образованную порождающими семейства траекторий прямыми, OXZ , где по оси OX откладывается энергия маятниковых колебаний, а по оси OZ — угол ψ . Тогда изменение параметров движения в резонансах низкого порядка во времени можно представить как движение шарика в соответствующих канавках и воронках, расположенных вдоль прямой времени оси OY симметрично одна за другой. На самом деле картина движения в нелинейных резонансах более сложная, поскольку на вторичных резонансах могут быть, в свою очередь, вторичные резонансы и так далее.

ОБРАЗ ХАОСТИЧЕСКИХ ДВИЖЕНИЙ

Увеличение плотности расположения резонансов низкого порядка и ширины вторичных резонансов при приближении к стохастическому слою позволяет сделать вывод-предположение, что причиной возникновения хаотического движения является перекрытие резонансов. Хаотическая траектория, в отличие от регулярной, не принадлежит к определенной соизмеримости маятниковых и продольных колебаний. Она проходит через группу резонансов, в своем движении «перескакивая» на соседние соизмеримости этой группы. Построенный выше образ нелинейного резонанса позволяет построить, как представляется, наглядный образ хаотической траектории. Движению шарика в перекрывающихся воронках (перекрывающиеся части воронок нужно убрать) при соответствующем его начальном положении будут доступны все перекрывающиеся воронки. При начальном положении шарика в ниж-

ней части воронки он может остаться в этой воронке и не перейти в другие. Соответствие построенного образа реальному движению системы подтверждают сохраняющиеся «островки» резонансов в стохастическом слое колебательных и вращательных движений маятника (рис. 6), и исследования стохастического слоя только колебательных движений маятника возле границы резонанса 3 : 16 (рис. 11, б).

Откуда берется случайность? Построенный образ хаотического движения показывает большую сложность этого движения и его неустойчивость от начальных условий. Траектория пересекает складки вторичных резонансов, движется вдоль разделяющих каёмок. Но большая сложность траектории и ее случайный характер это не одно и тоже. Действительно, рассматриваемая система есть система обыкновенных дифференциальных уравнений второго порядка, и для нее выполняются теоремы существования и единственности решения. Под случайнym процессом понимается процесс, когда одно событие может порождать ряд событий (по крайней мере два). Поскольку не рассматриваются никакие внешние случайные силы и начальные условия определены точно, то возникает вопрос: откуда берется случайность, свойственная хаотической траектории?

Рассмотрим движение обычного математического маятника. В этом случае уравнения движения интегрируются аналитически в явном виде. Рассмотрим траекторию, соответствующую сепаратрисе, разделяющей колебательные и вращательные движения. Каждая фазовая точка этой траектории порождает эту траекторию и в этом смысле принадлежит одному и тому же событию. Рассмотрим процесс численного интегрирования уравнений движения математического маятника. Будем считать, что начальные условия движения точно принадлежат сепаратрисе. Нетрудно себе представить, что в результате численного интегрирования при таких начальных условиях можно получить либо колебательное движение маятника, либо вращательное, либо некоторую последовательность чередований этих движений. Рассматривая различные режимы движения как различные события, получим, что одно событие порождает целый ряд событий, и в этом смысле наблюдаемый процесс является случайным. Причем точность метода численного интегрирования никак не изменит этого вывода, поскольку сколь угодно малое отклонение от сепаратрисы приводит к качественно отличной траектории (иному событию). Таким образом, определенные свойства дифференциальных уравне-

ний и невозможность абсолютно точного (аналитического) их решения порождают в детерминированной системе случайный процесс. Поскольку большинство систем уравнений динамики неинтегрируемо, то во многих случаях детерминированная динамика системы плюс метод ее исследования могут порождать случайный процесс.

В рассматриваемом случае орбитального маятника перекрытие резонансов приводит к тому, что траектория движения многократно пересекает границы резонансов и вторичных резонансов: переходит из воронки в воронку, из канавки в канавку, пересекая каемки и грани и двигаясь вдоль них. Понятно, что в этом случае численное интегрирование уравнений движения будет порождать случайный процесс.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Явление детерминированного хаоса — не порождение математической абстракции, а явление, присущее динамике механических систем. Нам известны достаточно громоздкие механические системы для создания случайных процессов: лототрон, ruletka. Можно представить себе и другие системы. Проведенный анализ показал, что даже в простейших механических системах существуют области движений, где две как угодно близкие изначально траектории, проходя через «разделители движений», расходятся как угодно далеко в данной области. Но это — случайность, обусловленная случайностью начальных данных. Дело же обстоит значительно сложней. Представим себе математический маятник в положении неустойчивого вертикального равновесия. Т. е. предположим, что нет никаких неучтенных сил, и начальные данные мы можем задавать абсолютно точно. Но тогда этот детерминированный процесс не наблюдаем: любое наблюдение за процессом разрушит условие равновесия. Достаточно будет приблизиться исследователю, или упасть лучу света на маятник, как процесс нарушится. Представим теперь, что мы имеем дело с механической системой, проходящей в своем движении целое множество положений неустойчивых равновесий (например, целое множество математических маятников в положении неустойчивого равновесия). Тогда движение системы будет наблюдаться только как случайный процесс.

Здесь имеет место состояние системы, при котором нельзя ограничить, выделить конечную область (систему) влияния, пренебрегая другими частями мира как мало влияющими на движение системы.

Самые малые воздействия могут оказывать существенное влияние на движение системы. При этом детерминизм в понимании, что каждому следствию есть определенные причины, поскольку причин может быть бесконечно много, фактически смыкается с принципом случайности — нельзя определить всех причин данного следствия.

Явление детерминированного хаоса в динамике простейших механических систем заставляет повторно взглянуть на историю, достижения и проблемы классической механики. Так, построенный образ хаотического движения и нелинейных резонансов говорит не только о невозможности построения аналитического решения исходных дифференциальных уравнений, но и о невозможности построения удовлетворительного приближенного решения имеющимися математическими средствами. Сложная структура фазового пространства и стохастические слои ставят вопросы о возможностях численного интегрирования.

Существенные изменения в движение системы вносят малые диссипативные силы, которые всегда есть в реальных механических системах. Воздействие малых диссипативных сил приводит к новым явлениям, таким как атTRACTоры и синхронизация движения. Анализ влияния диссипативных сил на динамику системы и анализ явления детерминированного хаоса с точки зрения проблем механики являются целями дальнейших исследований.

Работа выполнена при поддержке INTAS, грант № 99-01096.

1. Заславский Г. М., Сагдеев Р. З. Введение в нелинейную физику: От маятника до турбулентности и хаоса. — М.: Наука, 1986.—368 с.
2. Пироженко А. В. Хаотические движения в динамике космических тросовых систем. 1. Анализ проблемы // Космічна наука і технологія.—2001.—7, № 2/3.—С. 83—89.

CHAOTIC MOTIONS IN THE DYNAMICS OF SPACE TETHERED SYSTEMS. 2. MECHANICAL IMAGE OF THE PHENOMENON

A. V. Pirozhenko

The determined-chaos phenomenon in the dynamics of space tethered systems is studied by the numerical integration of the model problem equations of motion of an orbital pendulum with a periodically varying boom length. The energy variations in the pendulum oscillations are estimated and of individual trajectories and their sets are qualitatively analysed. A mechanical image of random regimes of motion is constructed, and it is used to analyse the essence of the phenomenon.

УДК 621.455

В. Ф. Присняков

Відділення механіки НАН України, Дніпропетровськ

Простейшая модель связи удельной стоимости запускаемой полезной нагрузки и удельного импульса

Надійшла до редакції 04.01.00

На основі простого зв'язку питомої вартості корисного навантаження і початкової та кінцевої маси ракети з використанням формули Ціолковського отримана залежність вартості виведення на орбіту 1 кг корисної маси і питомого імпульсу ракетного двигуна. Дослідження отриманої функції на екстремум дозволило найти оптимальне значення запропонованого вартісного критерію і питомого імпульсу двигуна. Показано, що прагнення до використання двигунів з максимально можливим значенням питомого імпульсу не приводить до мінімізації вартості виведення на орбіту корисного вантажу.

В связи с расширяющейся коммерциализацией космических услуг вопрос уменьшения стоимости вывода полезного груза на орбиту становится особенно актуальным. При рассмотрении различных типов двигателей обычно в качестве основного параметра используют удельный импульс, считая, что его увеличение автоматически удешевляет стоимость запуска. Очевидно, назрела необходимость введения дополнительного, рыночного, критерия, влияющего на стоимость запуска ракеты. Для его получения рассмотрим задачу выведения груза на орбиту в такой постановке: заданы тяга двигателя P , время его работы τ , конечная скорость запускаемого полезного груза w массой m_p , масса конструкции m_s . Для простоты примем случай одноступенчатой ракеты, причем космодромные затраты на запуск условно, чтобы не загромождать расчетные формулы, отнесем к стоимости топлива. (В более общей постановке — многоступенчатая ракета с учетом затрат на запуск — задача не несет каких-либо принципиальных трудностей, но конечные математические выражения более громоздки).

Удельная стоимость запуска полезной нагрузки на орбиту со скоростью w равняется

$$p_p = (p_s m_s + p_f m_f) / m_p, \quad (1)$$

где p — цена 1 кг материала, m_f — масса компонентов топлива.

Введем коэффициенты относительных масс: компонентов топлива $v = m_f/m_p$ и конструкции ракеты $\mu = m_s/m_p$. Тогда формулу (1) можно представить следующим образом:

$$p_p = \mu p_s + v p_f. \quad (2)$$

Определим коэффициенты v и μ из следующих соображений. В идеальном случае конечная скорость ракеты равняется

$$w = I_{sp} \ln m_0 / m_\tau, \quad (3)$$

где I_{sp} — удельный импульс двигателя, м/с, (которому приравнена эффективная скорость продуктов сгорания из камеры сгорания), m_0 и m_τ — начальная и конечная массы ракеты:

$$m_0 = m_s + m_p + m_f,$$

$$m_\tau = m_s + m_p.$$

С учетом этих выражений формула (3) может

быть переписана следующим образом

$$w = I_{sp} \ln [1 + \nu / (1 + \mu)]. \quad (4)$$

Масса топлива m_f связана с тягой двигателя P и временем его работы τ очевидным соотношением

$$m_f = \dot{m}\tau = P\tau / I_{sp}, \quad (5)$$

где \dot{m} — суммарный расход топлива за секунду. Из этого выражения нетрудно получить значение коэффициента ν :

$$\nu = (P\tau / m_f) / I_{sp} = w_p / I_{sp}. \quad (6)$$

Здесь $w_p = P\tau / m_f$ — некоторая фиктивная скорость выведения.

Из выражения (4) находим значение отношения $\nu / (1 + \mu)$ и с учетом (6) получаем выражение для μ :

$$\mu = w_p / \{I_{sp} [\exp(w/I_{sp}) - 1]\} - 1. \quad (7)$$

Подставляем выражения (4) и (7) в (2):

$$\bar{p}_p = \frac{w_p p_s}{I_{sp} [\exp(w/I_{sp}) - 1]} + \frac{w_p p_f}{I_{sp}} - p_s. \quad (8)$$

Обозначим

$$\bar{p}_p = p_p / p_s; \quad \kappa = p_f / p_s; \quad A = \exp(w/I_{sp}) - 1.$$

Тогда вид формулы (8) упрощается:

$$\bar{p}_p = \frac{w_p}{I_{sp} [1/A(I_{sp}) + \kappa]} - 1. \quad (9)$$

Исследуем эту функцию на экстремум. Производная по удельному импульсу имеет такой вид

$$\frac{\partial \bar{p}_p}{\partial I_{sp}} = w_p \left\{ -\frac{1}{AI_{sp}^2} - \frac{1}{I_{sp}^2} \frac{\partial A}{\partial I_{sp}} - \frac{\kappa}{I_{sp}^2} \right\}, \quad (10)$$

где

$$\frac{\partial A}{\partial I_{sp}} = -w \exp(w/I_{sp}) / I_{sp}^2.$$

В точке экстремума записанная производная становится равной нулю, что позволяет найти оптимальные значения дополнительного стоимостного критерия $\kappa = \kappa_{opt}$:

$$\kappa_{opt} = \frac{(w - I_{sp}^{opt})A(I_{sp}^{opt}) + w}{I_{sp}^{opt}A^2(I_{sp}^{opt})}. \quad (11)$$

Расчеты по формуле (11) при трех различных значениях конечной скорости ракеты $w_1 = 7.9$ км/с, $w_2 = 9$ км/с, $w_3 = 11.2$ км/с приведены в табл. 1 и представлены на рис. 1.

Как видно, для химических ракетных двигателей, которые имеют реальный диапазон $I_{sp} =$

Оптимальные значения стоимостного критерия κ в функции конечной скорости w и удельного импульса I_{sp}

Optimal values of the cost criterion κ as a function of final velocity w and specific impulse I_{sp}										
	1.5	2.0	2.5	3	3.5	4	5.0	6	7.5	$I_{sp} = w$
$w = 7.9 \text{ km/s}$										
A	193	0.94	22.6	12.9	8.5	6.2	3.9	2.7	1.9	1.7
κ	0.02	0.06	0.1	0.14	0.18	0.21	0.26	0.3	0.3	0.34
$w = 9 \text{ km/s}$										
A	402	89	35.6	19	12.1	8.5	5	4.5	2.3	1.7
κ	0.013	0.04	0.08	0.11	0.15	0.18	0.23	0.27	0.3	0.34
$w = 11.2 \text{ km/s}$										
A	1748	269	87.2	41	23.5	15.4	8.4	5.5	3.5	1.7
κ	0.004	0.017	0.04	0.07	0.1	0.13	0.18	0.22	0.27	0.34

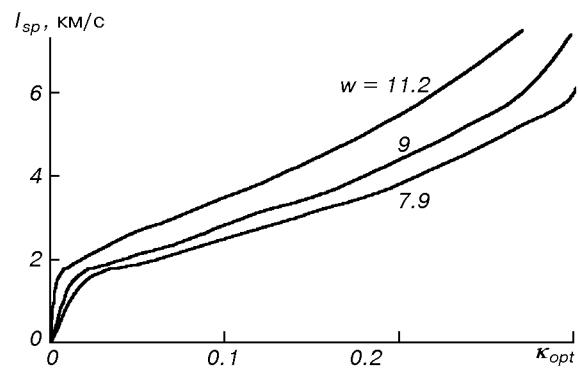


Рис. 1. Зависимость удельного импульса двигателя I_{sp} от оптимального стоимостного критерия κ_{opt}

= 1...5 км/с (первая цифра — для унитарного топлива), параметр κ , определяющий минимальную стоимость вывода полезной нагрузки (исследования показали, что в рассматриваемом случае имеет место минимум стоимости вывода полезной нагрузки), не должен превышать 0.26 для первой космической скорости и 0.235 — для второй.

Для случая первой космической скорости (что более реально для одноступенчатого аппарата) и при реальном диапазоне изменения $I_{sp} = 3...4$ км/с для ЖРД и РДТТ $\kappa_{opt} = 0.15...0.24$. Наличие оптимальных значений удельного импульса и параметра κ требует не простого увеличения I_{sp} , а увеличения с учетом отношения стоимостей единицы массы топлива и конструкции ракеты. При этом для минимизации стоимости выводимой полезной нагрузки повышение удельного импульса должно сопровождаться одновременным уменьшением сто-

имости конструкции. Поскольку в стоимости современных ракет (например «Зенит») стоимость двигателя составляет около 2/3, то имеем в общем противоречивые требования увеличения I_{sp} с одно-

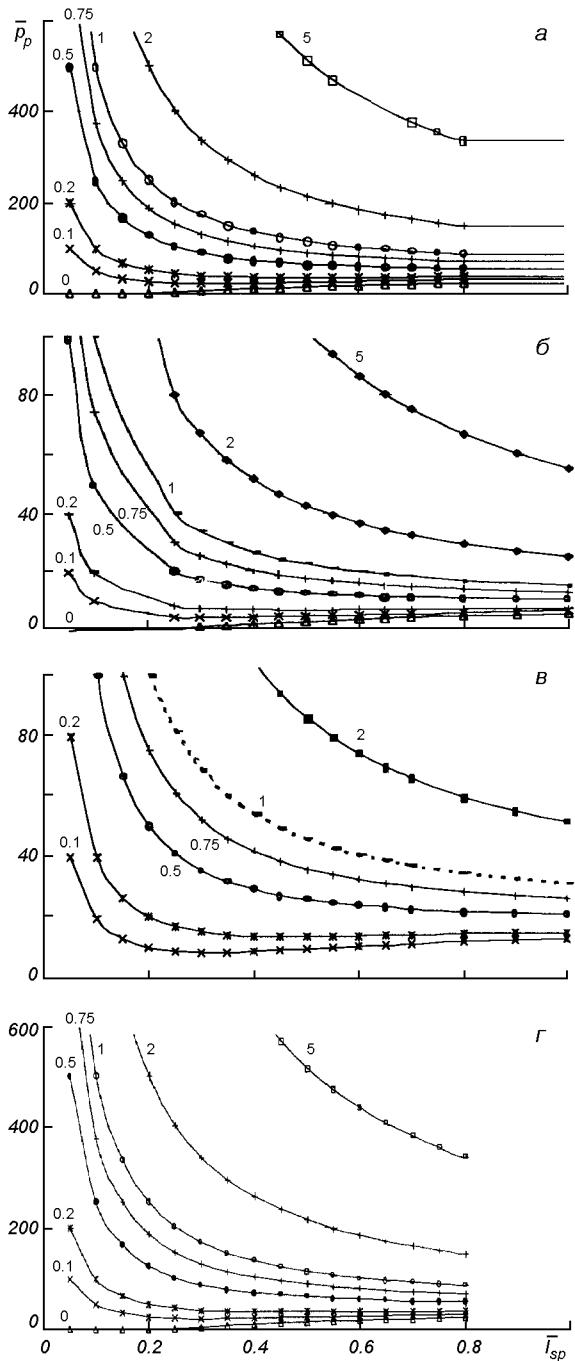


Рис. 2. Зависимость относительного значения \bar{p}_p стоимости вывода полезной нагрузки на орбиту от относительного удельного импульса I_{sp} при разных значениях параметра κ (цифры у кривых) и фиктивной скорости $\bar{w}_p = 5; 10; 20$ и 50 (расчет по формуле (12))

временным удешевлением и облегчением конструкции двигателя.

Представленная схема очень упрощенная и не учитывает многих эффектов второго порядка. Тем не менее, полученные простые зависимости позволяют управлять процессом уменьшения стоимости запуска полезной нагрузки. Для упрощения анализа преобразуем формулы (9) и (11) к безразмерному виду. В качестве нормирующей величины выберем конечную скорость аппарата w : $\bar{I}_{sp} = I_{sp}/w$, $\bar{w}_p = w_p/w$. Тогда расчетные формулы (9) и (11) приобретают вид

$$\bar{p}_p = \bar{w}_p / \bar{I}_{sp} [1/\exp(1/\bar{I}_{sp}) + \kappa] - 1, \quad (12)$$

$$\kappa_{opt} = \frac{(1 - \bar{I}_{sp}^{opt})\exp(1/\bar{I}_{sp}^{opt}) + \bar{I}_{sp}^{opt}}{\bar{I}_{sp}^{opt} [\exp(1/\bar{I}_{sp}^{opt}) - 1]^2}. \quad (13)$$

Графики зависимости относительной стоимости \bar{p}_p вывода в космос 1 кг полезной нагрузки от относительного удельного импульса \bar{I}_{sp} , параметра κ и относительной фиктивной скорости выведения \bar{w}_p по расчетам при помощи (12) представлены на рис. 2. Для оптимальных параметров, соответствующим минимуму стоимости вывода полезной нагрузки, расчетная формула получается после подстановки в (12) формулы (13) с последующим ее приведением к такому универсальному виду:

$$\frac{\bar{p}_p + 1}{\bar{w}_p} = \frac{\exp(1/\bar{I}_{sp}^{opt})}{(\bar{I}_{sp}^{opt})^2 [\exp(1/\bar{I}_{sp}^{opt}) - 1]^2} = \Psi(\bar{I}_{sp}^{opt}), \quad (14)$$

т. е. имеем более простую формулу

$$\bar{p}_p = \bar{w}_p \Psi - 1. \quad (15)$$

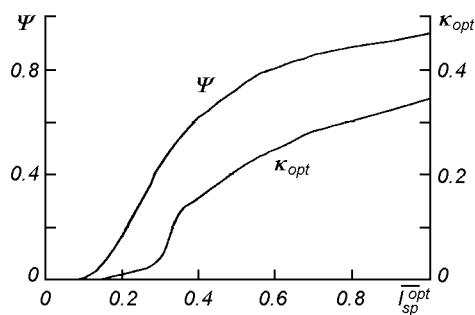
Формулы (14) и (15) применимы только в диапазоне оптимальных значений κ_{opt} , т. е. до величин $I_{sp} < w$.

Таким образом, оптимальное соотношение κ_{opt} , как и функция $\Psi(\bar{I}_{sp}^{opt})$, зависят только от безразмерного удельного импульса \bar{I}_{sp}^{opt} . Их значения представлены на рис. 3 и в табл. 2.

Интересен частный случай очень дешевого ракетного топлива ($\kappa = 0$). Расчетная формула при этом имеет вид

$$\bar{p}_p = \frac{\bar{w}_p}{\bar{I}_{sp} [\exp(1/\bar{I}_{sp}) - 1]} - 1. \quad (16)$$

Из этой формулы можно найти следующее выражение для тех значений относительного удельного импульса ракетного двигателя \bar{I}_{sp}^0 , которые обеспечивают при принятом допущении стоимость вывода 1 кг полезной нагрузки, близкую к стоимости 1 кг

Рис. 3. Зависимости параметра κ_{opt} и функции Ψ от $I_{\text{sp}}^{\text{opt}}$ Таблица 2. Значения функции $\Psi(I_{\text{sp}}^{\text{opt}})$ и параметра κ_{opt}

I_{sp}	Ψ	κ_{opt}
0.05	$8 \cdot 10^{-7}$	0
0.1	0.0045	0.0004
0.15	0.06	0.001
0.2	0.17	0.009
0.25	0.3	0.019
0.3	0.43	0.04
0.35	0.53	0.124
0.4	0.61	0.154
0.45	0.67	0.181
0.5	0.72	0.205
0.55	0.77	0.23
0.6	0.80	0.246
0.7	0.85	0.28
0.8	0.88	0.3
0.9	0.9	0.32
1	0.93	0.34
1.1	0.93	
1.5	0.96	
2	0.993	
3	0.997	
∞	1	

конструкции ракеты:

$$\bar{w}_p / \bar{I}_{\text{sp}}^0 = \exp(1/\bar{I}_{\text{sp}}^0) - 1. \quad (17)$$

Результаты расчетов при помощи этого соотно-

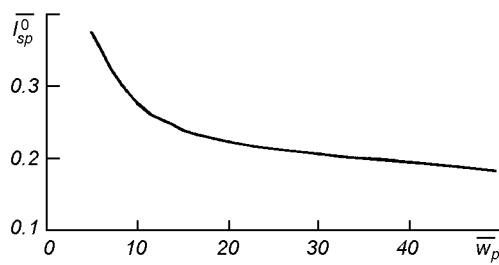
Рис. 4. Зависимость между оптимальным удельным импульсом I_{sp}^0 и относительной фиктивной скоростью \bar{w}_p

Таблица 3. Значения удельного импульса, обеспечивающего минимальное значение стоимости вывода на орбиту полезной нагрузки при «бесплатном» топливе

\bar{w}_p	5	10	20	50
I_{sp}^0	0.375	0.275	0.22	0.179

шения представлена в табл. 3 и на рис. 4.

Таким образом, предложенный дополнительный критерий должен учитываться при сравнении различных типов двигателей и ракет с точки зрения удешевления вывода полезной нагрузки на орбиту.

THE SIMPLEST MODEL OF THE RELATION BETWEEN THE SPECIFIC PAYLOAD COST AND SPECIFIC IMPULSE

V. F. Prisniakov

The elementary relationship between the specific cost of a payload and initial and final mass of a rocket and the formula by Tsiolkovsky are used to derive the relation between the cost of 1 kg of payload and specific impulse of rocket propulsion. Investigations of the function obtained for its allowedus to find the optimal values for the new cost criterion and the specific impulse. It is demonstrated that the highest possible specific impulse does not necessarily leads to the minimum payload cost.

ДИСКУСІЙНІ ПРОБЛЕМИ КОСМІЧНОЇ НАУКИ

УДК 521.1+523.25+523.47

В. Ф. Присняков

Відділення механіки НАН України, Дніпропетровськ

О возможности применения правила Тициуса—Боде к определению орбит спутников планет

Надійшла до редакції 15.12.99

Показана можливість застосування розширеного правила Тициуса—Боде для визначення орбіт супутників планет. Виявлено аналогія цих супутниковых систем структурі атомів: Землі — водню, Марса — гелію, Юпітера — вуглецю, Сатурна — неону, Урана — азоту, Нептуна — кисню, що відповідає кількісному розподілу елементів у Всесвіті. Зроблено висновок про існування невідомих загальних закономірностей самоорганізації мікро- і макросистем.

1. В последнее время возрастает понимание того, что не только объекты микромира, но и мегамир следует рассматривать с единой точки зрения. В 1980-е гг. в зарубежной периодике возник необычный интерес к теме квантования в большом и волновом строении мегасистем Вселенной (Louise R., Oldershaw R. L., Wayte R., Greenberger D. W. — по [11, 12]). Перспективность исследования мегакvantовых эффектов при анализе астрономических систем за границей была отмечена более 15 лет назад [12]. Появились публикации о фрактальности (самоподобии) в самоорганизации материи, когда ее различные формы по своему строению отражают масштабную инвариантность микро- и макромира в раскрытии тайн мегамира, о существовании в астрономии принципов, аналогичных принципу Паули об определенных состояниях электронных оболочек, которые запрещают некоторые конфигурации (взаимное размещение) спутников [6, 12]. Недавно было показано, что существует некоторое более глубокое подобие строения атомов и планетных систем [7] (в этой схеме было допущение, связанное с тем, что аналогии атома водорода служили, кроме планеты Плутон, и спутник Нептуна Тритон; недавно была открыта новая планета — Плутино, что усиливает модель [6], так как эта планета более корректно заменяет Тритон). Таким образом, если вначале мир атома строился по подобию Солнечной системы, теперь закономерности микромира привлекаются для объяснения процессов Вселенной.

2. Впервые дискретность планетных орбит, их «разрешенность», была описана в 1766 г. немецким математиком Д. Тициусом, который установил арифметическое правило, связывающее позицию планеты (ее номер n) со средним расстоянием от Солнца R : $R = 0.1(4 + 3 \cdot 2^n)$, где для Меркурия $n = -\infty$, для Венеры $n = 0$, для Земли $n = 1$. Для трансурановых планет эта подмеченная закономерность в расположении планет не выполняется (без изменения последовательности n). Приведенная формула, названная правилом Тициуса—Боде (Т—Б), инициировала многих астрономов на активные (и надо сказать, эффек-

тивные) поиски новых планет, хотя и не имела твердой теоретической основы.

3. Сравнение рассмотренных подходов с возможностями правила Тициуса—Боде показывает, что в нем заложены более глубокие закономерности, чем это считалось.

Преобразуем представленное выше математическое выражение правила Т—Б, введя в качестве нормировочной величины R_1 — расстояние от Солнца до первой планеты Меркурия: $R = R/R_1 = 1 + 2^{n-2}\bar{h}$, где n — порядковый номер орбиты, \bar{h} — относительная величина единицы дискретности радиуса орбиты, равная $3/4$ для Солнечной системы согласно расчетам Д. Тициуса. С учетом этого численного значения конечный вид формулы будет следующим

$$\bar{R} = 1 + 3 \cdot 2^{\nu}, \quad (1)$$

где $\nu = n - 4$. Эта формула точно описывает орбиты движения планет (для Нептуна при $n = 26/3$; для Плутона $n = 9$). Отметим, что расчеты по (1) дают отношение относительных расстояний орбит, половина величин которых совпадает с радиусами допустимых орбит атома водорода, т. е. формула Т—Б дает дискретные «разрешенные» значения орбит планет.

4. В микромире подобная дискретность, аналогичная правилу Т—Б, обнаруживается, например, при относительном представлении длин волн излучения спектров атома водорода и гелия. Обработка экспериментальных данных в относительном виде (по отношению к первой минимальной в серии длине волны λ_0) дала для серий Лаймана ($n = 1$), Пашена ($n = 3$) и Брекета ($n = 4$) результат, аналогичный правилу Т—Б, но более общего вида:

$$\bar{\lambda} = \lambda/\lambda_0 = 1 + 3^{\alpha} 2^{\beta} \Delta \quad (2)$$

где $\alpha = N - n$; $N = 1, 3, 4, 5$; $\beta = m^0 - m$, $m^0 = 4, 6, 8$ соответственно при порядковом номере орбиты (по мере удаления от ядра) $n = 1, 3, 4$. Здесь Δ — относительная разница между близкими орбитами ($n = 1$, $\Delta = 3/\lambda_0$; $\lambda_0 = 94$ нм; $n = 3$,

Таблиця 1. Моменти импульса планет Сонячної системи

Планета	Орбitalний момент импульса M_L , 10^{39}	Собственный момент импульса M_s , 10^{30}	$\mu = M_L/M_s$, 10^6	ΔM_L , 10^{39}	Число квантов, 10^{39} $H = 0.92 / H = 770$	Изменение ΔM_L в квантаках
Меркурій	0.92	0.835	1100		1/	
Венера	18.47	-18.4	-1000	17.55	20/	19
Земля	26.61	6100	4.36	8.14	29/	9
Марс	3.54	182	19.56	-23.1	4/	25
Юпітер	19320	$5.79 \cdot 10^8$	0.033		/25	
Сатурн	7800	$0.122 \cdot 10^8$	0.639	11520	/10	15
Уран	1700	$-0.0136 \cdot 10^8$	-1.16	6100	/2.2	8
Нептун	2436	$0.0179 \cdot 10^8$	1.36	740	/3.1	1
Плутон	150	72.5	2000	-2290		-3

$\Delta = 46/\lambda_0$; $\lambda_0 = 2165$ нм; $n = 4$, $\Delta = 46/\lambda_0$, $\lambda_0 = 2165$ нм). Для серии Пфунда $\alpha = 8 - m$, $\beta = 3$.

Таким образом, мегамир, как и микромир, квантован, хотя проявление этого совершенно различно. Мы сравнили (см. табл. 1) моменты импульса различных планет, что позволило найти некоторую единицу их квантования. Орбитальный момент импульса M_L по своей величине делит планеты на три группы: (а) первые четыре планеты с величиной $M_L \sim 10^{39}$ кгм²/с, (б) — последующие четыре планеты с $M_L \sim 10^{42}$ кгм²/с и планета Плутон с $M_L \sim 1.5 \cdot 10^{41}$ кгм²/с. Собственный момент импульса M_s их делит соответственно только на две группы: это первые четыре планеты и Плутон и остальные четыре планеты.

Градация между двумя группами планет четко проявляется при сравнении отношения моментов импульса $\mu = M_L/M_s$. По этому параметру все они разделяются на две группы значений μ , между которыми отличие в 3—4 порядка. Если взять во внимание предлагаемую модель подобия с молекулой воды, то это разделение соответствует отнесению планет к «подоболочкам 1s и 2s» (Меркурий, Венера, Земля, Марс и Плутон) и к «подоболочкам 2p» (Юпитер, Сатурн, Уран и Нептун). Учитывая, что основной характеристикой орбиты является момент импульса, который квантуется, можно ожидать разницу между различными устойчивыми орбитами, дробную некоторому «кванту орбитального планетного импульса» H . В этом случае следует ожидать, что планеты врачаются по «разрешенным орбитам», отличающимся на целое число «астрономических» квантов. Если в качестве такого кванта выбрать M_L для Меркурия как минимальную величину, необходимую для попадания на эту нижнюю орбиту, то действительно мы получаем целое число квантов для планет «подоболочки 1s и 2s». Для планет «подоболочки 2p» таким «астрономическим квантом» является величина, близкая к скачку момента импульса между Ураном и Нептуном и равная $0.77 \cdot 10^{42}$ кгм²/с. В этом случае целые числа получаются для Юпитера и Сатурна, а для Урана и Нептуна расчетные значения несколько превышают их. Это отличие уменьшается для случая определения величины изменения M_L . Таким образом, значение орбитального момента импульса планет Солнечной системы квантуется двумя разными величинами, отличающимися между собой в 837 раз.

В последнее время в связи с полетами АМС «Пионер-10, -11», «Вояджер-1, -2» существенно расширились наши представления как собственно о нашей Солнечной планетной системе, так и особенно об их спутниковых системах. Появилась возможность проанализировать их орбиты с разных точек зрения, в том числе и с точки зрения возможности применения к ним правила Т—Б. Необходимо отметить, что здесь появляются чисто формальные трудности, связанные с идентификацией собственно спутников планет (а не обломков, астероидов, захваченных

мощными планетными потоками). Поэтому мы будем придерживаться условия, что к спутникам планет относятся, как правило, сферические небесные тела с размерами порядка 100 км (или несколько тел — дуплет, триплет, мультиплет, находящиеся на определенной выделенной фиксированной орбите) — первое приближение. Для идентификации спутниковых систем планет мы используем также идею о возможном подобии строения этих систем структуре других атомов, как это имеет место для всей Солнечной системы и молекулы воды (второе приближение).

6.1. Наипростейшей и наиболее изученной является система Земля—Луна. Как можно сразу определить, эта система подобна атому водорода (см. рис. 2), в котором Земля — это «как бы» ядро водорода — протон, а Луна — это «как бы» электрон. Нас здесь не должно смущать, что мы выделяем «внутри кислорода», как части уже рассмотренной ранее молекулы воды, «водород». Такой подход как раз и может показать, что мы имеем дело не с «химическим элементом», а с подобием, за которым кроется неизвестная нам общая закономерность.

6.2. Каким «элементам» подобны спутниковые системы других планет? В качестве «подсказки от Природы» мы используем данные о количестве разных элементов во Вселенной: 77.4 % водорода, 20.8 % гелия, 0.9 % кислорода, 0.4 % углерода, 0.09 % азота [3]. В определенной степени рассматриваемая идея согласуется с подходами образования планет Солнечной системы. Так, академик Н. А. Шило [10] делает вывод, что «Солнце

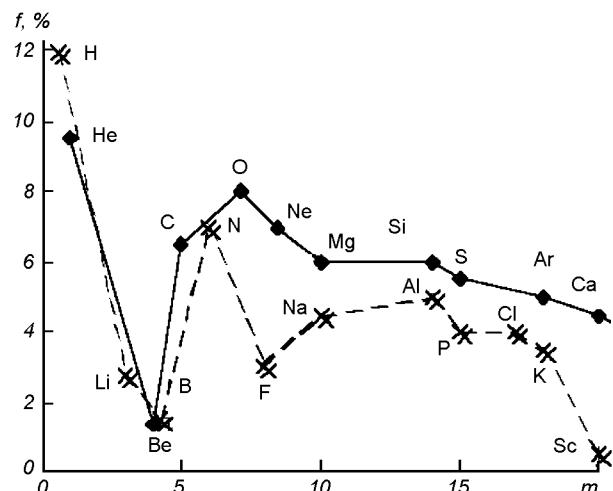


Рис. 1. Зависимость между космической распространенностью элементов и их порядковыми номерами в таблице Менделеева

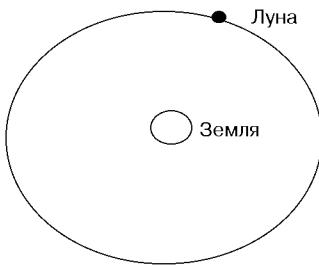


Рис. 2. Система Земля—Луна (Плутон—Харон) — аналогия атому водорода

Таблиця 2. Распределение элементов по степени их убывания

Литературный источник				Планеты
Шило [10]	Вальтер [2]	Аллер [13]	Ефремов [3]	
H	H	H	H	Земля
He	He	He	He	Марс
O	O	O	C	Юпитер
Ne	C	Ne	N	Сатурн
N	N	C	O	Уран
C	Ne	N	Na	Нептун

вместе с планетами и их спутниками представляет собой единую космическую систему, обладающую внутренней физической и геометрической согласованностью». Автор отмечает, что в ходе формирования Солнечной системы «пределилось распределение состава вещества — тяжелых и легких элементов — между Солнцем и планетами: с одной стороны, и их спутниками — с другой». Отмечается также, что рассмотрение распространенности химических элементов в Солнечной системе и в ближайшем ее окружении в зависимости от их положения в таблице Менделеева скрывает «важные закономерности»: количество элементов снижается от легких к тяжелым элементам, при этом элементы с четным и нечетным числом протонов образуют разные, но вместе с тем и согласованные кривые (см. рис. 1 в [10]). Отметим важный для данного рассмотрения момент, связанный с порядком количественного убывания элементов во Вселенной. Мы использовали по этому вопросу четыре источника: [2, 3, 10, 13]. В табл. 2 показано убывание элементов по разным источникам.

Из рассмотрения этой таблицы напрашивается аналогия между структурой планетных систем и строением атомов, наиболее распространенных во Вселенной.

6.3. Таким образом, если Земля — это «ядро водорода», то ее масса должна кратно содержаться в ядрах других планет (под ядрами мы подразумеваем твердую часть). В табл. 3 представлены расчеты согласно различным данным. В качестве исходных мы использовали данные [7] — по планетам, [8] — по массе их ядер, [9] — по эмпирической формуле для расчета атомного радиуса: $R/R_3 = \sqrt[3]{A/A_H}$ — радиус ядра планеты, R_3 — радиус Земли, A и A_H — массовые числа ядра.

Необходимо отметить, что решение рассматриваемой нами задачи зависит от точности определения исходных данных, которыми являются значения масс ядер планет и количество орбит спутников. Если количество спутников планет в настоящее время известно более-менее точно, и здесь главная проблема (уже упомянутая выше) связана с идентификацией космических тел как собственно спутников, то масса ядер планет дается

Таблица 3. Масса ядер планет в долях массы Земли и относительный радиус планет

Планета	Масса	Доля ядра	Масса ядра A , расчет [8]/[9]/[4]	Радиус	Расчет $(A/A_H)^{1/3}$
Земля	1	1	1	1	1
Марс	0.108	1	0.108	0.534	2
Юпитер	318	0.03—0.04 [6]	9.5—12.7 (12)/(15)/(19)	11.2	2.3
Сатурн	95	0.25—0.28 [6]	23—26 (23)/(19)/(19.5)	9.4	2.84
Уран	14.5	0.94	13.6 (14)/	4.1	2.4
Нептун	17	0.97	16.1 (16)/	3.9	2.5
Плутон	0.0021	1	0.0021	0.18	1

различными авторами с большим разбросом. Поэтому в табл. 3 мы приводим их значения со ссылкой на источник. Уточненные данные по планете Сатурн и анализ космической распространенности элементов дал нам возможность уточнить представленную ранее аналогию [8] относительно планеты Сатурн. Из анализа табл. 3 видно, что четыре планеты «подоболочки $2p$ » имеют ядра, масса которых близка к относительной атомной массе следующих элементов (значения приведены в скобках): углерода (Юпитер), неона (Сатурн), азота (Уран), кислорода (Нептун). Расчетные относительные радиусы ядер хуже согласуются с оценкой, приведенной в таблице (что вполне объяснимо, так как мы не могли учитывать изменение плотности вещества планет с приближением к центру ядра).

6.4. Что касается Марса и Плутона, то они меньше по размерам Земли, относятся к той же подоболочке, что и Земля, и по структуре аналогичны гелию (Марс, рис. 3) и водороду (Плутон, рис. 2). Марс имеет два спутника. Поэтому, принимая в качестве нормирующей величины расстояние до первого спутника Фобоса, мы получаем относительное расстояние до Деймоса, равное 2.5. Это значение точно совпадает с расчетом по формуле (1), аналогичной формуле Т—Б, но при степени равной $\nu = n - 3$.

6.5. В настоящее время вокруг Юпитера вращается 16 небесных тел. Наибольшие из них — хорошо известные галилеевы спутники, остальные тела — небольшие по размерам или врачаются на близких орbitах (см. рис. 5).

Из близких к планете спутников мы выделили на первую орбиту триплет из Амальтеи с радиусом 120 км и двух очень малых тел — Метиса с радиусом 20 км и Андрастеи размером

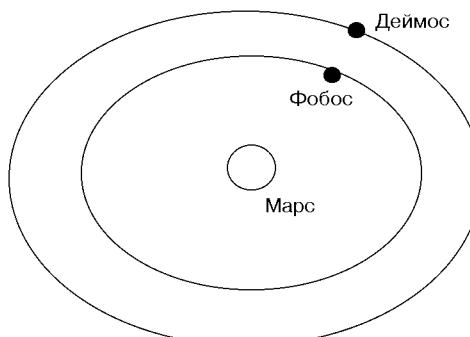


Рис. 3. Система Марс—Деймос—Фобос — аналогия атому гелия

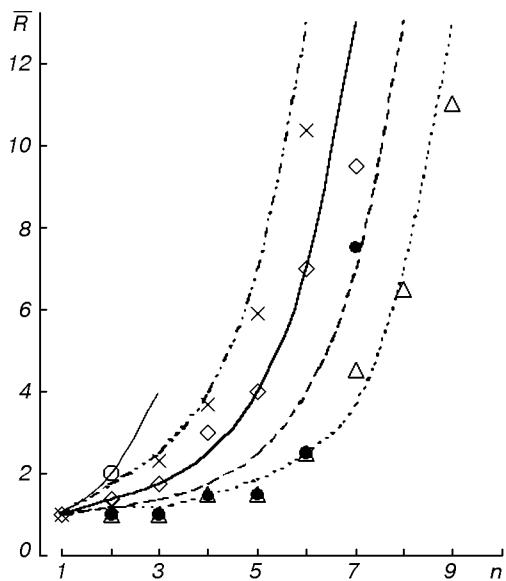


Рис. 4. Залежність середнього відносільного відстані планет від їх порядкового номера n : 1 — Марс, 2 — Юпітер, 3 — Уран, 4 — Нептун, 5 — Сатурн

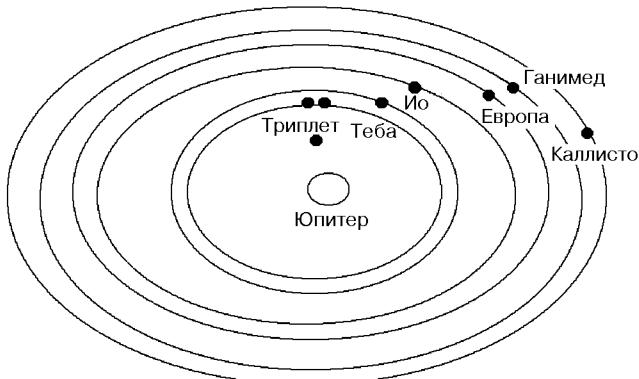


Рис. 5. Система спутників Юпітера — аналогія атому углерода

около 10 км, а на другій орбіті — спутник Теба (с радіусом 40 км). На послегалиєвих очень высоких орбітах находиться 8 малых тел неопределенной формы, о которых мало что известно, кроме их расстояния от Юпитера 12—24 млн км. В нашей схеме по принятому выше условию мы их учитывать не будем. В качестве расчетной мы использовали формулу (1) с показателем степени $\nu = n - 4$ (отметим, что углерод в L-оболочке имеет 4 электрона!). Согласование расчетов по этой формуле удовлетворительное, но расчеты несколько превышают данные измерений орбит (см. рис. 4, кривая 2). Таким образом, спутниковая система Юпитера подобна структуре атома углерода и подчиняется правилу Т—Б.

6.6. Число известных сейчас тел вокруг Сатурна насчитывает 18, но сферических и достаточно больших 10 (рис. 6): это триплет Атлас с 2 спутниками (S27 и S26), дуплет Янус и Эпиметій — это первая близайшая орбіта 1s; Мімас, Енцелад

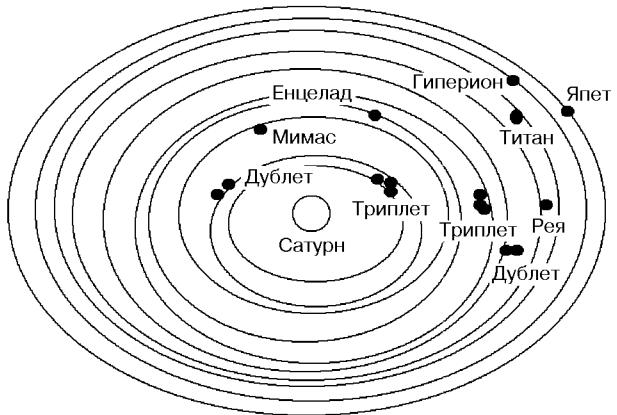


Рис. 6. Система спутників Сатурна — аналогія атому неона

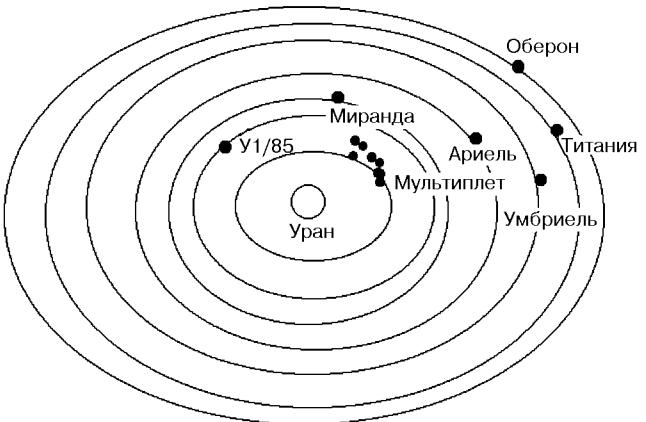


Рис. 7. Система спутників Урана — аналогія атому азота

— 2s, триплет Тефія — Телесто — Каліпсо, дуплет Диона — S6, Рея, Титан, Гіперіон, Япет — це подоболочка 2p. Что касается Фебы (имеющей массу в сотни раз меньшую, нежели другие спутники, и очень удаленную «неестественную» орбиту с противоположным вращением), то мы будем придерживаться распространенного мнения, что это захваченный Сатурном астероид (или комета), путь которого однажды прошел слишком близко от планеты [5].

Как мы уже установили выше, спутниковая система Сатурна подобна строению атома неона. Расчет по формуле (1) при $\nu = n - 8$ согласуется с данными орбит спутников (см. рис. 4, кривая 5) (отметим, что неон в L-оболочке имеет 8 электронов — число, совпадающее в вычитаемом в показателе ν).

6.7. Расположение спутников вокруг планеты Уран сравнительно просто (см. рис. 7): большая часть небольших спутников (9) представляет мультиплет спутников, которые расположены на первой орбіті. Ко второй орбіті относится спутник U5, за которым следует 5 больших спутников. Это хорошо показывает, что спутниковая система Урана подобна структуре атома азота: на первой 1s орбіті мы имеем мультиплет спутников и спутник U5, Миранда и Ариэль соответствует орбітам 2s, а Умбриэль, Титания и Оберон — орбітам 2p. Расчет орбіт спутников Урана по формуле (1) при $\nu = n - 5$ согласуется с данными астрономических наблюдений (см. рис. 4, кривая 3).

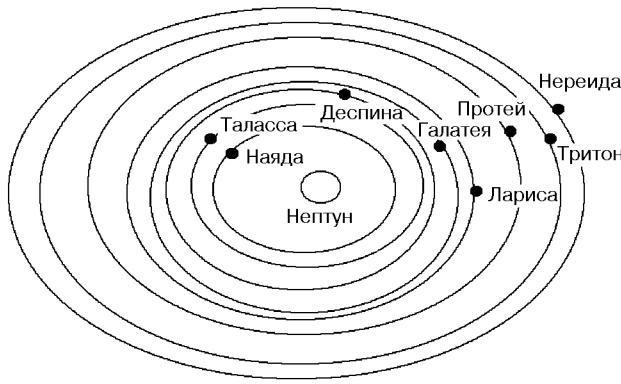


Рис. 8. Система спутників Нептуна — аналогія атому кислорода

Отметим, что число 5 — это число электронов L-оболочки.

6.8. Согласно приведенных выше расчетов ядро Нептуна содержит 16 масс Земли, т. е. соответствует атомному числу кислорода. В кислороде восемь электронов и число известных сейчас спутников у этой планеты тоже восемь (рис. 8). Используя формулу (1) при $n = n - 6$ (6 — число электронов L-оболочки) для расчета положения орбит, мы сравнили результаты с известными ранее (по Тритону и Нереиде) и полученными АМС «Вояджер-2» (по остальным шести — Наяде, Талассе, Деспине, Галатее, Ларисе, Протеусу) данными. Как хорошо видно из рис. 4 (кривая 4), согласование имеющихся данных с расчетами удовлетворительное. Исключение составляет самый удаленный спутник Нереида (отличие составляет 9 раз). Если проанализировать результаты по Юпитеру, Урану и Сатурну, то видно, что наибольшее отличие также имеет место для наиболее удаленных спутников. К этому необходимо добавить и расчеты по Солнечной системе, для которой несопадение расчетов имело место для наиболее удаленных планет — Нептуна и Плутона. Возможно, здесь имеет место неизвестная пока закономерность.

ВЫВОДЫ

1. Подобие структуры Солнечной системы и атомного строения имеет достаточно глубокие корни и широкие возможности. Показано, что экспериментальные данные по спектру испускания атома водорода и атома гелия описываются формулами, аналогичными формуле Тициуса—Боде. Получены новые количественные данные, подтверждающие подобие спутниковых систем: Земли — атому водорода, Марса — атому гелия, Юпитера — атому углерода, Сатурна — атому неона, Урана — атому азота, Нептуна — атому кислорода. Представлены новые обоснования известной гипотезы о подобии Солнечной системы и молекул воды. Предполагается, что за обнаруженным подобием стоят неизвестные общие закономерности самоорганизации микро- и макросистем.

2. Принцип квантования орбит электронов находит свое отражение и в астрономии. Правило Тициуса—Боде представляет собой простейший эмпирический принцип квантования планетных орбит. Показано, что моменты импульса планет — близких и дальних — вмещают целое число «астрономических квантов».

3. Более широкая трактовка правила Т—Б позволяет находить орбиты не только планет, но и их спутников.

4. Формула (1) в более общем виде может быть записана

Таблица 4. Сравнение расчетов и наблюдаемых значений радиусов вращения планет

Планета	n	$(R/R_1)_{\text{рас.}}$	$(R/R_1)_{\text{наб.}}$
Близкие планеты ($(R/R_1)_{\text{рас.}} = 0.35n$)			
Меркурий	1	0.35	0.39
Венера	2	0.70	0.72
Земля	3	1.05	1.00
Марс	4	1.40	1.52
Дальние планеты ($(R/R_1)_{\text{рас.}} = 9.75n$)			
Сатурн	1	9.75	9.5
Уран	2	19.5	19.2
Нептун	3	29.25	30.1
Плутон	4	39	39.4

следующим образом

$$\bar{R} = R/R_1 = 1 + 3 \cdot 2^{n-p},$$

где p — число планет в L-оболочке спутниковой системы, как аналога некоторого конкретного атома.

5. Аналогия структуры атома и планетных систем позволяет прогнозировать наличие спутников у планет, уточнять их параметры, использовать изложенные подходы для предсказания строения планетных систем других звезд.

В настоящее время у 20 звезд открыты планетные системы, причем многие из планет имеют массы, в несколько раз превышающую массу Юпитера. Вокруг звезды Иpsilon Андромеды вращаются три планеты с массами соответственно в 240, 660 и 1200 раз. Эти планеты находятся относительно близко к центральному светилу, а их периоды вращения равняются соответственно 4.6 сут, 242 сут и 4 года. Если расстояние до первой планеты принять за 1, то можно вычислить в долях этих расстояний радиусы вращения второй и третьей планет, равные соответственно 14 и 47. Как нетрудно установить, эти значения близки к представленным ранее отношениям расстояний орбит согласно расчетам по формуле (2), но при значениях орбит, не соответствующим их обнаруженным номерам. Что это — не все открытые планеты или другая единица дискретности? Кратность этих орбит, равная 7 радиусам вращения первой планеты, возвращает нас к недавно высказанной идеи Ray Tomes, что планеты Солнечной системы образовались в узлах электромагнитных волн, испускаемых Солнцем с двумя разными периодами 5.8 мин и 160 мин. В этом случае радиусы вращения четырех первых планет пропорциональны длине полуволны колебаний с меньшим периодом 0.35 а. е., равной расстоянию до ближайшей планеты Меркурий, т. е. имеет для радиуса вращения близких планет простую формулу: $R_n = 0.35n$. По расчетам получаем, как хорошо видно из табл. 4, достаточно близкие величины. Для дальних планет подобная пропорциональность имеет место при выборе в качестве расстояния длину полуволны колебаний Солнца с периодом 160 мин, равную 9.75 а. е.: $R_n = 9.75n$.

Соответствующие расчеты представлены в табл. 4. В эту схему вкладываются все планеты, за исключением Юпитера. Но если предположить, что Юпитер образовался в узле полуволны биения этих двух волн, то мы приходим к расстоянию 6.7 а. е., что соизмеримо с реальным радиусом, равным 5.2 а. е. Если звезда Иpsilon Андромеды пульсирует, то стоит ожидать, что полуволна этих колебаний равняется расстоянию до первой

планеты, а остальные образовались или в узлах этих колебаний, или других, наложенных. Все эти гипотезы требуют дополнительных сведений и проверок. Но тем не менее эти и другие выводы могут быть полезными при поиске планет у других звезд.

1. Бобров М. С. Кольца планет. — М.: Знание, 1985.—64 с.
2. Вальтер А. К., Залюбовский И. И. Ядерная физика. — Харьков: Основа, 1991.—480 с.
3. Ефремов Ю. Н., Розгачева И. К. Строение и эволюция Вселенной // Земля во Вселенной. — М.: Знание, 1989.—64 с.
4. Кондратьев К. Я. Космические аппараты исследуют Сатурн // Современные достижения космонавтики. — М.: Знание, 1981.—С. 24—61.
5. Ксанфомалити Л. В. Спутники внешних планет и Плутон. — М.: Знание, 1987.—64 с.
6. Милюков В. К., Сагитов М. У. Гравитационная постоянная в астрономии. — М.: Знание, 1985.—64 с.
7. Присняков В. Ф. Об одном удивительном подобии структуры Солнечной системы и молекулы воды // Космічна наука і технологія.—1999.—5, № 2.—С. 113—118.
8. Присняков В. Ф., Приснякова Л. М. Космос, Земля, Жизнь. — Днепропетровск: ИГТМ НАНУ, 2000.—190 с.
9. Хаббард У. Внутреннее строение планет. — М.: Мир, 1987.—480 с.
10. Шило Н. А. Протосолнечное облако // Будущее науки. Международный ежегодник. — М.: Знание, 1990.—Вып. 23.—С. 106—117.
11. Чечельницкий А. М. Волновая структура, квантование и мегаспектроскопия Солнечной системы // Динамика космических аппаратов и исследование космического пространства. — М.: Машиностроение, 1986.—С. 56—76.
12. Чечельницкий А. М. Система Урана, Солнечная система и волновая астродинамика: прогноз теории и наблюдения КА «Вояджер-2». ДАН СССР.—1988.—303, № 5.—С. 1082—1088.
13. Aller L. H. The Abundance of the Elements. — New York, 1961.
14. Kuchling Horst. Physik. — Veb Fachbuchverlag Leipzig.—1980.

ABOUT THE POSSIBILITY OF APPLYING THE LAW TITIUS—BODE TO DETERMINE THE ORBITITS OF SATELLITES OF PLANETS

V. F. Prisniakov

The feasibility of the extended Titius—Bode law for the detection of the orbits of satellites of planets is demonstrated. The analogy of these satellite systems to the pattern of atoms is revealed: the Earth — hydrogen, Mars — helium, Jupiter — carbon, Saturn — neon, Uranus — nitrogen, Neptune — oxygen. These relations are in agreement with the abundances of the elements in the universe. We may conclude that these are some unknown general regularities in the self-organization of micro and macrosystems.