

НАЦІОНАЛЬНЕ
КОСМІЧНЕ АГЕНТСТВО
УКРАЇНИ

НАЦІОНАЛЬНА
АКАДЕМІЯ НАУК
УКРАЇНИ

КОСМІЧНА НАУКА І ТЕХНОЛОГІЯ

ІСТОРІЯ - АКТУАЛЬНІСТЬ

ДОСЛІДЖЕННЯ

Національне космічне агентство України та Національна академія наук України відзначають 10-річчя журналу «Космічна наука і технологія».

КИЇВ

АВГУСТ 2003

KYIV

Пам'яті
Генерального конструктора
Державного конструкторського бюро «Південне», академіка Російської академії наук і Національної
академії наук України, єЮРІЙ ОЛЕГІЙОВИЧ УТКІН,
з нагоди 80-річчя від дня його народження — присвячується цей випуск журналу «Космічна наука і
технологія».

IN MEMORIAM
ACADEMICIAN V. F. UTKIN,
DESIGNER GENERAL OF SPACE ROCKET SYSTEMS

ЗМІСТ

Конюхов С. Н. В. Ф. Уткин — видающийся ученый и конструктор ракетно-космической техники

Яцків Я. С. Выступление на заседании научно-технического совета ГКБ «Южное», посвященном памяти генерального конструктора ракетно-космических комплексов академика В. Ф. УТКИНА (г. Днепропетровск, 17.10.2003)

Шатихін В. С., Семенов Л. П., Борисенко В. М. Вібрації механізмів космічного апарату

Шувалов В. А., Кохубей Г. С., Лазученков Д. Н. Структура струй-вихлопов двигатель космических аппаратов

Батуркін В. М. Системи терморегулювання електронних блоків космічної апаратури

Рассамакин Б. М., Рогачев В. А., Хайрнасов С. М., Хоминич В. И., Шевченко В. А., Федоренко С. К. Экспериментальное моделирование тепловых режимов эксплуатации оптико-электронного измерительного прибора для микроспутника

Трякин В. П., Шульженко Н. Г., Гонтаровский П. П., Матюхин Ю. И. Оценка резонансных режимов колебаний космического аппарата

Іщенко В. І., Зімчук І. В. Підсистема цифрової корекції систем управління орієнтацією космічного апарату

Григоренко Е. И., Дзюбанов Д. А., Лысенко В. Н., Таран В. И. Черногор, Л. Ф. Магнитная, ионосферная и атмосферная бури большой интенсивности в сентябре 1998 года: сравнение результатов измерений и моделирования

Клименко Ю. А., Черемных О. К. О распределении заряда на пылевых частицах космической плазмы

Мазманишвили А. С., Пуляев В. А. Разработка информационных технологий оценки параметров ионосферной плазмы в методе некогерентного рассеяния радиоволн

Кузьков В. П., Медведский М. М., Яцків Д. Я., Недашковский В. Н., Глущенко Ю. М., Суберляк В. Р., Перетятко М. М., Еременко Н. А. Подготовка к экспериментам по оптической связи с геостационарным спутником ARTEMIS

Голкін Д. В., Худов Г. В. Совместная байесовская оптимизация поиска и обнаружения объектов в космических радиолокационных системах дистанционного зондирования

Лялько В. І., Шпортьюк З. М., Сахацький О. І., Сибірцева О. М. Застосування методу топографічної корекції даних багатозональних космозонімків для класифікації лісового покриву гірських територій

Лялько В. И., Сахацкий А. И., Жолобак Г. М., Ходоровский А. Я., Греков Л. Д., Буйanova И. Я., Соколов В. В., Ющенко М. В. Опыт комплексирования многозональных снимков NOAA/AVHRR и «Landsat-7» для прогноза урожайности озимой пшеницы (на примере районов Киевской области)

НАШІ АВТОРИ

CONTENTS

- 3 Konyukhov C. N. V. F. Utkin, a prominent scientist and constructor of rocket-space engineering
- 8 Yatskiv Ya. S. Address to the meeting of the Scientific and Technical of the Design Office "Yuzhnoe" dedicated to academician V. F. Utkin, designer general of space rocket systems
- 9 Shatikhin V. Ye., Semenov L. P., Borysenko V. M. Vibrations of satellite mechanisms
- 17 Shuvalov V. A., Kochubei G. S., Lazuchenkov D. N. The plume-flows structure of spacecraft thrusters
- 26 Baturkin V. M. Thermocontrol systems for space electronic components
- 34 Rassamakin B. M., Rogachov V. A., Khairnasov S. M., Khominich V. I., Shevchenko V. A., Fedorenko S. K. Physical simulation of external environment and thermal vacuum tests of optical-electronic measuring device for the micro-sputnik
- 40 Triakin V. P., Shul'zhenko N. G., Gontarovskii P. P., Matiukhin Yu. I. Estimating the resonance oscillation regimes in space vehicles
- 45 Ishchenko V. I., Zimchuk I. V. A subsystem of the digital correction of control system of space vehicle orientation
- 49 Grigorenko Ye. I., Dzyubanov D. A., Lysenko V. N., Taran V. I., Chernogor L. F. Severe magnetic, ionospheric and atmospheric storms in September 1998: the comparison of measurement and modeling results
- 67 Klymenko Yu. O., Cheremnykh O. K. Charge distribution on dust particles of space plasma
- 73 Mazmanishvili A. S., Puliaiev V. A. A development of information technologies for rating ionospherical plasma parameters in the method of radiowaves incoherent scattering
- 79 Kuz'kov V. P., Medvedskii M. M., Yatskiv D. Ya., Nedashkovskii V. N., Gluschenko Yu. M., Suberliak V. R., Peretiakto M. M., Yeremenko N. A. Preparation for optical communication experiments with the geostationary satellite ARTEMIS
- 84 Golkin D. V., Hudov G. V. Joint Bayes's optimization of search and detection of objects in space radar-tracking systems of remote sounding
- 94 Lyalko V. I., Shportyuk Z. M., Sakhatskyi O. I., Syrbirtseva O. M. The application of a topographic correction method of multizonal space image data for the classification of forest cover in mountainous terrain
- 99 Lyalko V. I., Sakhatskii A. I., Zhlobak G. M., Khodorovskii A. Ya., Grekov L. D., Buianova I. Ya., Sokolov V. V., Yuschenko M. V. An experience on complex using of multiband NOAA/AVHRR and Landsat-7 images for a winter wheat yield forecast (for the case of the Kyiv region)

104 OUR AUTHORS

С. Н. Конюхов

Державне конструкторське бюро «Південне» ім М. К. Янгеля, Дніпропетровськ

В. Ф. Уткин — выдающийся ученый и конструктор ракетно-космической техники



Творческая жизнь Владимира Федоровича Уткина в течение 38 лет была связана с конструкторским бюро «Южное».

Родился он 17 октября 1923 г. в деревне Пустобор Ерхтурского района Рязанской области в семье Федора и Анисьи Уткиных. Он был вторым сыном. Потом братьев стало четверо. Окончил среднюю школу и мечтал об институте. Но планы сломала война, и Владимира Федоровича призвали в армию. Молодой офицер, только что окончивший училище связи, сначала направляется на Волховский фронт, затем на Северо-Кавказский, 3-й Белорусский, 4-й и 1-й Украинский фронты. Его боевой путь закончился в Берлине в 1945 г.

Уже в 1946 г. В. Ф. Уткин поступает на факуль-

тет реактивного вооружения Ленинградского военно-механического института, который оканчивает в 1952 г. и по распределению направляется на работу в КБЮ. Было ему тогда 29 лет.

Имея большой жизненный опыт и исключительное трудолюбие, Уткин сумел быстро освоить ракетную технику того времени — ракеты 8А11 и 8Ж38 разработки КБ С. П. Королева — и войти в число ведущих специалистов.

Трудовая карьера Владимира Федоровича складывалась удачно. Он прошел все ступеньки длинной должностной лестницы и через 19 лет (после смерти Михаила Кузьмича Янгеля) стал Главным, а затем Генеральным конструктором КБ «Южное».

Надо признать, что на первых порах Владимиру Федоровичу пришлось нелегко. На его плечи внезапно свалился груз сложнейших научно-технических и организационных вопросов. Потребовалось много времени, терпения и тяжелого труда для их разрешения.

Владимир Федорович проработал в КБЮ 38 лет. Это были годы зарождения и становления КБЮ, борьбы, признания и славы.

У истоков рождения КБ «Южного» были Василий Сергеевич Будник, Михаил Кузьмич Янгель, Иван Иванович Иванов, Вячеслав Михайлович Ковтуненко, Николай Федорович Герасюта и еще многие из тех, кто своим энтузиазмом, знаниями и опытом сформировали в молодом коллективе общий ракетный настрой, зарядили осознанностью исключительной важности этой работы. Начатое ими дело впоследствии подхватил Владимир Федорович Уткин и достойно пронес через всю свою творческую жизнь.

Когда Уткин пришел к руководству, КБ «Южное» и Южный машиностроительный завод уже были хорошо известны в военно-промышленных и политических кругах Советского Союза. На воору-

жении Советской Армии находились несколько типов стратегических ракет днепропетровской разработки. Однако быстро меняющаяся международная обстановка остро требовала совершенствования вооружения. КБ «Южное» в решении этой задачи пошло двумя путями: модернизация находящихся на вооружении ракетных комплексов и разработка новых.

В соответствии с общей политикой Советского правительства КБ «Южное» стояло на позиции обеспечения необходимого гарантированного ответного удара с нанесением противной стороне значительного ущерба. Для реализации этой позиции необходимо было решить следующие технические задачи:

- обеспечение длительного времени нахождения заправленных ракет на боевом дежурстве в состоянии высшей степени готовности к пуску;
- повышение защищенности ракет от воздействия факторов ядерного взрыва;
- повышение эффективности ракетного удара;
- повышение вероятности преодоления противоракетной обороны потенциального противника;
- организация работ по созданию подвижных стартовых комплексов с межконтинентальными ракетами.

Задуманные и незавершенные при Янгеле идеи и проекты были претворены в реальные конструкции под руководством Владимира Федоровича Уткина. Модернизация жидкостных стратегических ракет шахтного базирования путем совершенствования ракет и шахтных установок в итоге завершилась созданием высокозащищенного боевого ракетного комплекса на базе ракеты 15А18М, известной в мире как SS-18 с угрожающим американским называнием «Сатана». SS-18 и сейчас находится на вооружении Российской армии, продолжая оставаться одним из самых мощных и высокоэффективных средств сдерживания потенциального противника. По количеству боевых блоков с автономной системой наведения каждого блока на свою цель, степени защищенности пусковой шахтной установки от поражающих факторов ядерного взрыва, боеготовности ракетного комплекса и другим характеристикам она практически неуязвима и примечательно, что не имеет аналогов в мире. Создание разделяющейся головной части и средств преодоления ПРО противника явилось технической основой для свертывания американской стороной программ по разработке наземных средств ПРО «Сейфгард» (а это достаточно мощная система: 14 огневых комплексов на территории США, сопровожденных с девятью радиолокационными постами

обнаружения и сопровождения целей) и заключения договора по ПРО 1972 г., значение которого трудно переоценить.

Стратегия Уткина как руководителя ракетно-космического конструкторского бюро состояла в нахождении альтернативных научно-технических решений при минимальных затратах в ответ на развертывание соответствующих видов вооружения потенциального противника. Такой подход позволил сократить время, избежать во многом порочного пути проб и ошибок. Именно на этом пути разрабатывались оригинальные, нетрадиционные решения, которые определяли облик ракет разработки КБ «Южного», например: разделяющиеся и орбитальные головные части, минометный старт ракет из контейнеров, длительное и непрерывное нахождение ракет на боевом дежурстве, стойкость ракет к поражающим факторам ядерного взрыва.

Обеспечение нахождения жидкостных ракет на боевом дежурстве длительное время в режиме осуществления немедленного пуска — задача сложная и многогранная, и разрешение ее под силу только коллективу разнопрофильных специалистов высокой квалификации. Один из главных вопросов — обеспечение герметичности топливных систем. Под руководством М. К. Янгеля для решения вопроса была проделана поистине грандиозная работа, результаты которой позволили гарантировать 10-летнее нахождение ракет на боевом дежурстве. Под руководством В. Ф. Уткина работа эта была продолжена. И на сегодняшний день КБЮ дает гарантию на 24 года.

В поиске новых средств сдерживания потенциального противника судьбе было угодно распорядиться так, чтобы в одно и то же время и в одном месте пришло осознание необходимости иметь на различных орбитах различные космические аппараты, повышения безопасности персонала при запуске ракеты-носителя и минимального при этом ущерба окружающей среде. Вот тогда в КБ «Южное» стала витать идея создания новой мощной ракеты-носителя на экологически чистых компонентах топлива с автоматической системой подготовки и запуска ее. Под руководством Владимира Федоровича Уткина такая ракета 11К77 была создана. Позже ее назвали «Зенитом». Она работает на компонентах «керосин + жидкий кислород», может выводить на орбиты полезный груз до 14.5 т, а весь процесс подготовки к пуску и пуск ракеты полностью — без присутствия людей на стартовой площадке.

Вот как оценил комплекс «Зенит» директор космического агентства Австралии господин Б. Мидлтон после посещения Байконура: «Я побывал на

всех стартовых комплексах всех стран, но ничего подобного «Зениту» не видел. Это наивысшее техническое достижение XX века».

Предполагалось, что «Зенит» будет выводить на орбиту также пилотируемые корабли. Для реализации идеи было сделано многое, но программе этой, к сожалению, не суждено было сбыться. При создании «Зенита» планировалось использовать его в качестве блока ускорителей, что и было успешно реализовано в программе «Энергия — Буран».

В разработке космического ракетного комплекса «Зенит» участвовали многие научно-исследовательские, проектные организации и промышленные предприятия Советского Союза. Работали слаженно и самозабвенно. Поистине это была общенародная ракетно-космическая задача. Возглавлял и руководил всем этим сложным механизмом В. Ф. Уткин.

Владимира Федоровича отличала исключительная целеустремленность и работоспособность, глубокое изучение решаемой проблемы, умение из нескольких вариантов выбрать оптимальный и контролировать его реализацию до самого конца. Будучи председателем Совета Главных конструкторов, он умело координировал деятельность смежных организаций, оказывал им всяческую помощь, а в трудные моменты — буквально подставлял свое плечо. Так, например, было, когда в КБ В. П. Глушко появились трудности при отработке двигателя I ступени «Зенита».

Уткин лично знал всех Главных конструкторов смежных организаций, поддерживал с ними добрые и деловые отношения. Готовясь к встрече с ними, — будь это коллегия министерства или Совет Главных конструкторов — Уткин скрупулезно изучал состояние вопроса, выслушивал и сопоставлял точки зрения специалистов КБЮ. В результате рождалась оптимальная точка зрения.

Он поддерживал постоянный контакт с ЮМЗ, его отдельными службами и считал обязательным присутствие представителей технологических служб на всех важных совещаниях.

С высшими военными и промышленными ведомствами В. Ф. Уткин поддерживал ровные деловые отношения, стремился к взаимопониманию, активно сотрудничал с ними во имя общих целей. Но при всем этом твердо отстаивал точку зрения КБ «Южное». Так было, например, в середине 1972 г. на заседании Совета Обороны под председательством Л. И. Брежнева, когда В. Ф. Уткин, трижды выступая, доказывал первостепенное значение упрочнения пусковых шахт в разрез предложению В. Н. Челомея обеспечить в нужный момент нанесение ответно-встречного удара по противнику. И победил в этом трудном споре.

Были ли ошибки, неудачи? Да, были, ибо творческий путь Уткина как Генерального конструктора не был усеян только розами. Так, например, первые три пуска ракеты SS-18, на которую военные возлагали большие надежды, завершились авариями с последующими неприятностями.

Первые два пуска ракеты-носителя «Зенит» не полностью выполнили свою программу, а 15-й пуск был катастрофическим, так как вывел из строя вторую пусковую установку.

Еще при М. К. Янгеле КБ «Южное» начало первые проработки по твердотопливным изделиям и достигло определенных успехов. Так, были разработаны и внедрены в боевую тематику многоступенчатые пороховые аккумуляторы давления, используемые при минометном старте ракет, уникальные двигатели разведения боевых блоков разделяющейся головной части с оригинальными органами управления и ряд других пионерских технических решений. Уткин успешно продолжил и развил это направление. В ответ на американскую ракету MX он на базе имеющихся научно-технических наработок организовал и возглавил разработку и постановку на боевое дежурство нового класса твердотопливных ракет SS-24 стационарного и мобильного базирования. Последнее было величайшим достижением в мировой ракетной технике. Боевые ракеты и весь стартовый комплекс с боевыми расчетами и системами жизнеобеспечения размещались в специальном железнодорожном составе. При необходимости такие поезда могли менять свое местонахождение, что делало их практически неуязвимыми.

При разработке этих ракетных комплексов (в тесном содружестве проектно-конструкторских и технологических сил КБЮ и ЮМЗ с привлечением научных организаций) были решены многие научно-технические проблемы. Так, была разработана и внедрена в конструкцию твердотопливных двигателей уникальная система управления вектором тяги путем вдува в сопло горячего камерного газа. С целью получения оптимальной компоновки ракеты для двигателей верхних ступеней была разработана конструкция телескопических раздвигающихся рас трубов сопел. На ракетах этих комплексов с минометным стартом впервые был реализован прием заклона ракеты при ее выходе из контейнера, что решило проблему устойчивости стартового вагона.

Большим общим успехом можно считать создание пластиковых корпусов твердотопливных двигателей типа «кокон», изготавляемых методом намотки. Идея эта витала еще при Михаиле Кузьмиче, но реализовалась при Владимире Федоровиче. Трудно переоценить роль Уткина в решении техно-

логических вопросов. Несмотря на свою чрезмерную занятость, он всегда находил время ознакомиться с технологическими новинками, примеряя их к перспективным разработкам.

В КБ «Южное» материаловедческие и технологические исследования, как правило, проводились на задел, т. е. в обеспечение будущих разработок ракет и ракетных комплексов. Эта практика была целесообразна, так как реализация технологических новшеств требует значительных материальных затрат и длительного времени на их выполнение.

Наибольшие достижения получены при создании композиционных материалов на основе высокопрочных, высокомодульных наполнителей (стеклянных, углеродных или органических волокон), полимерных или углерод-углеродных матриц. Уникальными свойствами обладают углерод-углеродные композиционные материалы (УУКМ) вкладышей критического сечения и сопловых раструбов.

Немыслимо без освоения УУКМ создание надежно работающих совершенных в весовом отношении сопловых блоков РДТТ.

Развитие технологии пиролитического уплотнения позволило получить тугоплавкие матрицы, применение которых в сочетании с высокомодульными углеродными волокнами позволило создать эффективные УУКМ, существенно снизить массу сопловых блоков и исключить применение для их изготовления дефицитного вольфрама.

Использование новых материалов и технологий для изготовления различных узлов и деталей разрабатываемых ракет потребовало в свою очередь создания эффективных методов контроля их качества. Для этих целей были созданы специальные методики ультразвуковой дефектоскопии, рентгеноконтроля, томографии. Внедрены методы исследования структуры, пористости, трещин, расслоений и других дефектов, физико-механических и теплофизических характеристик в широком диапазоне температур, созданы методики различных автономных испытаний материалов.

И во всем этом в той или иной степени Владимир Федорович принимал участие.

В КБ «Южное» для своих же ракет было разработано несколько оригинальных конструкций жидкостных двигателей. Вопрос этот был предметом постоянного внимания и заботы Владимира Федоровича. Мощный и надежный двигатель — это залог мощной и надежной ракеты. Это понимали все, когда приступали к разработке многофункционального двигателя для ступени разведения ракеты SS-24. Он должен был работать в режиме бортового источника питания для осуществления качания головной части, системы ориентации и стабилизации,

противояги и маршевого двигателя ступени. Задача эта была весьма сложная, но коллектив ГКБ «Южное» при непосредственном и активном участии В. Ф. Уткина успешно ее решил.

На базе боевых ракет в КБЮ были созданы ракеты-носители «Космос», «Интеркосмос», «Циклон» для выведения на орбиты космических аппаратов различного назначения, в том числе и народнохозяйственного.

Хорошим примером решения крупных народнохозяйственных задач может служить использование спутника «Космос-1500» разработки ГКБ «Южное». Этот спутник участвовал в эпопее вывода каравана судов, попавшего в ледовый плен в Восточно-Сибирском море. Благодаря радиолокационной съемке (а это происходило в полярную ночь, при большой облачности) был определен тот оптимальный путь каравана, по которому он смог выйти за пределы ледяного поля.

Ракеты-носители «Циклон» используются для выведения на низкие круговые орбиты космических аппаратов связи, навигации, геодезии и военного назначения, таких как «Цикада», «Муссон» и др.

К началу 90-х годов мир стал на путь международного сотрудничества в космосе, которое открывало новые возможности для решения актуальных общечеловеческих задач.

Не ослабляя своего внимания к собственным разработкам («Целина-2», «Океан-01», автоматизированные орбитальные станции), Уткин принял активное участие в создании совместно с французскими специалистами космических аппаратов «Ореол-1», «Ореол-2», «Аркад». В содружестве с Индией были доставлены на орбиты спутники «Ариабата», «Бхаскара-1» и «Бхаскара-2». В рамках международного сотрудничества Владимир Федорович активно участвовал в программе «Интеркосмос». Впоследствии, используя накопленный опыт, он руководил разработкой современной российской программы развития ракетно-космической техники.

Многие технические решения, родившиеся в стенах КБЮ, были признаны изобретениями. При Уткине как Генеральном конструкторе в конструкции ракет и ракетных комплексов было внедрено около 1400 изобретений, давших огромный экономический эффект.

В научном мире Владимир Федорович известен как видный ученый в области ракетно-космической техники, доктор технических наук, академик России и Украины, Председатель ученого совета КБЮ, автор книг, многих статей и докладов.

При нем значительно вырос научный потенциал КБ «Южное»: было защищено 13 докторских и 167

кандидатских диссертаций, в печати появилось огромное количество научных публикаций. Научная деятельность КБ «Южное» получила дальнейшее развитие, образовались новые научные связи и укреплены старые как с научно-исследовательскими, так и с академическими институтами, а также с вузами, в том числе и с родным Военно-механическим институтом и Днепропетровским государственным университетом — нынешним поставщиком молодых кадров.

Будучи человеком государственным (был депутатом Верховного Совета СССР и работал в Комитете по вопросам обороны и государственной безопасности), он воспринимал конверсию как плановое, а не стихийное движение, старался удержать горячие головы от попыток полного и всестороннего разоружения. Он понимал, что защита Отечества останется всегда. Владимира Федоровича тревожила и судьба Союза с его многонациональной системой обороны, разрушение которого, как он говорил, повлечет за собой огромные потери не только в культуре, но и скажется на промышленном потенциале страны, науке, искусстве.

И он оказался прав.

И еще. Он считал, что вопрос долгосрочной программы развития ракетно-космической техники является приоритетным, в том числе и по экономическому эффекту.

К настоящему времени мир оказался перегружен ракетами, а содержание их стало обременительным

даже для промышленно развитых и финансово благополучных стран. Появилась тенденция к сокращению их количества до количества разумной необходимости, а вместе с ним и к сотрудничеству в области использования космического пространства во благо человечества. Возросла активность на рынке пусковых услуг по запуску коммерческих спутников. В этой переориентировке КБЮ не осталось в стороне. На базе носителей «Зенит» и «Циклон», а также конверсионной ракеты SS-18 созданы комплексы для обслуживания собственных и зарубежных заказчиков. На сегодняшний день в коммерческих целях произведено 11 успешных пусков РН «Зенит» по программе «Морской старт» и три пуска ракеты «Днепр» (на базе SS-18) с выведением космических аппаратов различного назначения.

Нет больше с нами Владимира Федоровича, но сегодня мы — его соратники, единомышленники, ученики — видим, насколько мудр и прозорлив он был.

И в каждом пуске, в каждом нашем успехе, большом и малом, есть доля того, что завещал и оставил нам кавалер многих боевых и трудовых орденов, дважды лауреат, дважды Герой Социалистического Труда Владимир Федорович Уткин — человек, гражданин, ученый, Генеральный конструктор КБ «Южное».

ВЫСТУПЛЕНИЕ
АКАДЕМИКА НАН УКРАИНЫ Я. С. ЯЦКИВА
НА ЗАСЕДАНИИ НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКОГО СОВЕТА ГКБ «ЮЖНОЕ»,
ПОСВЯЩЕННОМ ПАМЯТИ ГЕНЕРАЛЬНОГО КОНСТРУКТОРА
РАКЕТНО-КОСМИЧЕСКИХ КОМПЛЕКСОВ
АКАДЕМИКА В. Ф. УТКИНА
(г. Днепропетровск, 17.10.03)

Уважаемый председатель!

Уважаемые участники заседания научно-технического совета ГКБ «Южное»!

Прежде всего позвольте передать Вам приветствия и самые добрые пожелания от Президента НАН Украины академика Б. Е. Патона, членов Президиума и Совета по космическим исследованиям НАНУ.

В Национальной академии наук Украины хорошо знают и ценят выдающийся вклад Владимира Федоровича Уткина в развитие ракетно-космической техники бывшего СССР, налаживание творческого сотрудничества России и Украины в подготовке научных исследований и технологических экспериментов на борту российского сегмента Международной космической станции (МКС).

Здесь в этом зале уже прозвучали слова о том, что лучшей памятью о Владимире Федоровиче Уткине будет дальнейшее развитие начатых им исследований, подготовка и выпуск научных изданий, посвященных этому выдающемуся ученому и человеку. Поддерживая эту инициативу, рад сообщить, что мы планируем посвятить очередной выпуск журнала «Космічна наука і технологія» памяти В. Ф. Уткина.

Хочу высказать еще одно предположение.

Было бы справедливо и глубоко символично, если бы российско-украинская программа совместных научных исследований и экспериментов на борту МКС носила имя Владимира Федоровича.

Все мы — люди планеты Земля, которые приходят в этот мир и уходят в Вечность. Так устроен этот мир, за который мы все в ответе. Но есть среди нас те, которые особенно ощущают эту ответственность за развитие земной цивилизации и сохранение нашей уникальной планеты. Их имена занесены в летопись космической эры человечества.

Таким был и будет оставаться в нашей памяти Владимир Федорович Уткин — видный ученый, инженер и крупный организатор ракетно-космической отрасли. Владимир Федорович проработал в ГКБ «Южное» 38 лет, из них 18 лет — генеральным конструктором-начальником ГКБ. Благодаря его усилиям сформировался Ваш замечательный коллектив.

Я всегда с большим волнением посещаю КБ «Южное». Здесь такое созвездие талантов и подвижников науки и техники, которое украсило бы любую страну мира. Вам предназначено судьбой сохранить традиции и приумножить славу Украины как космического государства.

Мы, представители научного сообщества Украины, в большом долгу перед вами, создателями ракетно-космической техники. Ваш труд дает возможность реализовать нам идеи и предложения по дальнейшему изучению ближнего и далекого космоса.

Мы гордимся тесным сотрудничеством Вашего коллектива с учреждениями НАН Украины и сопреживаем с Вами те трудности, которые свалились на нас из-за переходного периода развития экономики нашей страны. В частности, скромное бюджетное финансирование науки ограничивает наши совместные возможности, а рыночные механизмы только начали зарождаться в научно-технической сфере.

И все же, мы уверены, что только фундаментальные и прикладные исследования — это путь к инновационному развитию нашей страны. Благодарю Вас за подвижнический труд и надеюсь на дальнейшее сотрудничество в деле развития космической науки и техники Украины.

Благодарю за внимание.

УДК 729.68

В. Є. Шатіхін¹, Л. П. Семенов¹, В. М. Борисенко²

¹Національне космічне агентство України, Київ

²Державне конструкторське бюро «Південне», Дніпропетровськ

Вібрації механізмів космічного апарату

Надійшла до редакції 17.04.03

Розглянуто вплив механізмів космічного апарату на показники його вібрацій. Надано кількісні характеристики вібрацій вітчизняних і зарубіжних космічних апаратів. Досліджуються причини виникнення та шляхи зменшення збурень космічних апаратів, викликаних функціонуванням механізмів орієнтації панелей сонячних батарей.

На цей час у зв'язку з досягненням роздільної здатності в 1 м та більше і одночасним зменшенням маси космічних апаратів дистанційного зондування Землі (КА ДЗЗ) питання щодо оцінки вібрацій КА стало більш актуальним. Вібрації КА спричиняють лінійні та кутові переміщення об'єктива бортової апаратури КА відносно його осей, внаслідок чого утворюється зсув зображення, що погіршує якість отриманих знімків.

За природою джерел виникнення вібрацій умовно поділяють на вібрації зовнішніх та внутрішніх джерел.

До вібрацій зовнішніх джерел відносять вібрації, викликані дією аеродинамічних сил, сонячного тиску та сонячної радіації, перепадом температур «дня» та «ночі», зіткненням з мікрометеоритами та уламками КА, так званим «космічним сміттям» тощо.

До вібрацій внутрішніх джерел відносять вібрації, викликані елементами конструкції КА, різноманітними механізмами та виконавчими органами, що забезпечують функціонування основних життєзабезпечувальних систем КА, а також виконання КА поставлених завдань.

До основних механізмів та виконавчих органів, що можуть викликати вібрації КА, належать:

- механізм орієнтування панелей сонячних батарей;
- механізм висування гравітаційного стабілізатора (ГС);
- механізм розвертання антенно-фідерних пристройів КА;

- вентилятори системи забезпечення терморегулювання КА (СЗТР КА);
- електромаховичні виконавчі органи системи управління та орієнтації КА;
- механізми та виконавчі органи силової гіроскопічної платформи.

На механізм КА діє широкий спектр сил і моментів, що визначається призначенням КА, функціональними завданнями механізму, його конструктивними особливостями, розташуванням на КА та іншими причинами.

Узагальнюючи викладене, сили, що діють на механізми КА, можна представити у вигляді суми сил, що діють на окремі механізми КА:

$$F_c = \sum F_{\text{push}} + \sum F_{\text{gp}} + \sum F_{\text{on}} + \sum F_{\text{ih}} + \sum F_{\text{cr}} + \sum F_{\text{tp}}, \quad (1)$$

де F_c — сумарна сила, що діє на КА; F_{push} — рушійні сили, прикладені до ведучих ланок механізмів; F_{gp} — сили гравітаційної взаємодії механізму КА з Землею, Місяцем, Сонцем; F_{on} — сили аеродинамічного опору; F_{ih} — сили інерції механізму в цілому, або його окремих ланок; F_{cr} — сили світлового тиску; F_{tp} — сили тертя механізму.

Дія моментів сил на механізми КА зводиться до суми моментів:

$$M_c = \sum M_{\text{push}} + \sum M_{\text{gp}} + \sum M_{\text{on}} + \\ + \sum M_{\text{ih}} + \sum M_{\text{cr}} + \sum M_{\text{tp}} + \sum M_{\text{mag}}, \quad (2)$$

де M_c — сумарний момент, що діє на КА; $\sum M_{\text{push}}$ — момент рушійних сил механізму КА; $\sum M_{\text{gp}}$ —

момент, зумовлений взаємодією механізму КА з гравітаційними силами; $\sum M_{\text{оп}}$ — момент, зумовлений взаємодією механізму КА з силою аеродинамічного опору; $\sum M_{\text{ін}}$ — момент інерції механізму, або його окремих ланок; $\sum M_{\text{св}}$ — момент світлового тиску, що діє на механізм; $\sum M_{\text{тр}}$ — момент сил тертя механізму; $\sum M_{\text{маг}}$ — момент сил взаємодії механізму з магнітним полем Землі.

Наведений перелік сил та моментів, що діють на механізми КА, не є повним, проте його можна взяти за основу для проведення аналізу та здійснення розрахунків вібрацій КА, що викликані функціонуванням механізмів КА.

Причинами виникнення вібрацій механізмів можуть бути наявність сил інерції механізму в цілому або його окремих ланок, що виникають внаслідок віброактивності механізмів, а також похибок у виготовленні ланок механізмів. Крім того, вібрації можуть викликатися зіткненнями виконавчих органів з мікрометеоритами та складовими частинами «космічного сміття». Суттєве значення для дослідження вібрацій механізмів КА має вплив факторів космічного простору (ФКП) на характеристики механізмів. Цей вплив зумовлюється перш за все термомеханічними деформаціями ланок механізмів та їхніх виконавчих органів.

Аналіз вібрацій механізму почнемо з розгляду впливу віброактивності механізмів на вібрації КА.

Віброактивністю механізму є його властивість створювати вібрації, параметри яких визначаються властивостями механізму.

Розрізняють внутрішню та зовнішню віброактивність механізму.

Внутрішня віброактивність механізму — це здатність механізму створювати змінний збурюючий момент під час рівномірного обертання вхідної ланки. Найчастіше в механізмах КА внутрішня віброактивність зумовлюється змінністю приведеного моменту інерції механізму КА та залежністю від точки прикладання приведеного моменту сил опору.

Зовнішня віброактивність — це здатність механізму створювати коливання, що через виконавчі органи та опори механізму передаються та впливають на навколошне середовище, тобто на корпуси суміжних пристрій та агрегатів, зокрема на корпус КА. Коливання передаються на корпус КА як результат дії сил, прикладених до корпусу КА внаслідок функціонування ланок механізмів.

Обидва види віброактивності мають суттєве значення для дослідження впливу механізмів КА на коливання КА та визначення кількісної оцінки цього впливу.

Однією із причин виникнення зовнішньої віброактивності механізму є незрівноваженість його ланцюгів та всього механізму у цілому.

З курсу теорії машин і механізмів [14] відомо, що незрівноваженим механізмом вважається механізм, центр мас якого (або окремої ланки) рухається з прискоренням, тобто головний вектор сил або головний вектор моментів сил інерції відмінний від нуля.

У зв'язку з викладеним справедливі нерівності:

$$\sum F_{\text{ін}} \neq 0; \quad \sum M_{\text{ін}} \neq 0; \quad (3)$$

Розрізняють статичну, моментну та динамічну незрівноваженість механізму.

Умова статичної незрівноваженості механізму:

$$\sum F_{\text{ін}} \neq 0; \quad \sum M_{\text{ін}} = 0; \quad (4)$$

Умова моментної незрівноваженості механізму:

$$\sum F_{\text{ін}} = 0; \quad \sum M_{\text{ін}} \neq 0; \quad (5)$$

Умова динамічної незрівноваженості механізму:

$$\sum F_{\text{ін}} \neq 0; \quad \sum M_{\text{ін}} \neq 0; \quad (6)$$

Сили інерції та момент сил інерції ланок механізмів КА, покладені в основу для подальших розрахунків, визначаються за формулами теорії машин та механізмів:

$$F_{\text{ін}} = m_s \cdot a_s, \quad (7)$$

$$M_{\text{ін}} = J_s \cdot \varepsilon, \quad (8)$$

де m_s — маса ланки механізму, a_s — прискорення центру тяжіння механізму, J_s — момент інерції маси ланки відносно осі, що проходить через центр мас S ланки механізму; ε — кутове прискорення ланки.

Основними причинами незрівноваженості механізмів КА можуть бути:

- обертання незрівноважених мас механізмів та їхніх приводів;
- незрівноважені силові дії механізмів під час поступального руху його ланок;
- биття зубчатих передач;
- децентрковка валів, муфт, підшипників;
- зношування ланок механізму;
- термічні деформації ланок механізму;
- перерозподіл навантаження на ланки механізму під час польоту КА внаслідок дії факторів космічного простору (ФКП).

Наведений перелік причин незрівноваженості механізмів КА є неповним, проте він дає змогу класифікувати ці причини за трьома основними ознаками:

- незрівноваженість механізмів зумовлена виробничими дефектами;
- незрівноваженість механізмів зумовлена наслідком дії ФКП;
- незрівноваженість механізмів зумовлена силами інерції, що змінюються відповідно до заданого закону роботи механізму, як правило його вихідних ланок або виконавчих органів, тобто процес нормального функціонування механізму передбачає наявність прискорень виконавчих органів механізму внаслідок неможливості повної збалансованості механізму або її недолічності.

Наведені вище фактори викликають збурюючі моменти, що зумовлюють коливання КА. Аналіз та визначення збурюючих моментів проведено на прикладі двох механізмів, наведених нижче.

Наведемо необхідні для обчислень технічні характеристики механізму орієнтації СБ № 1:

1. ДВ1, ДВ2 — двигун ДПР-52-Н1-03-М, кутова швидкість $\omega = 471, 12 \text{ c}^{-1}$.
2. Передаточне співвідношення $i = 0.00018$.
3. Кутова швидкість вихідного валу $\omega = 0.0849 \text{ c}^{-1}$.
4. Момент інерції навантаження — $3.5 \text{ кг}\cdot\text{м}^2$.
5. Коефіцієнт корисної дії — 0.76.
6. z — кількість зубців зубчатих коліс.
7. m — модуль зубчатої передачі.

Наведена на рис. 1 схема є типовою для КА, в яких відсік для службової БА виконано герметичним.

Механізм включає кінематично зв'язані привідний двигун, редуктор та хвильову передачу.

Редуктор забезпечує необхідні умови роботи хвильової передачі та одночасно зменшує вплив її

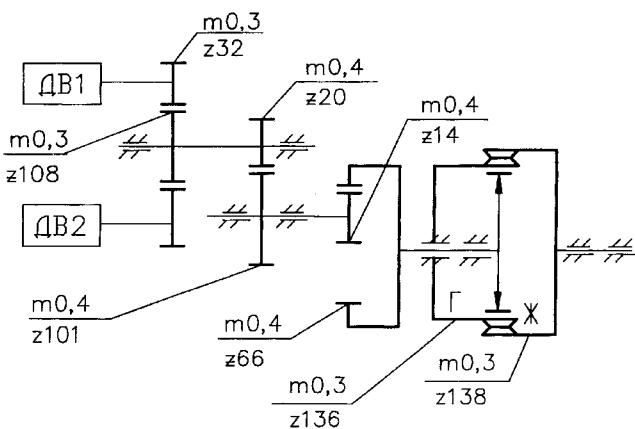


Рис 1. Механізм № 1 орієнтації сонячних батарей

моменту опору на вал привідного двигуна. Передаточне співвідношення вибрано достатньо великим таким чином, щоб, з одного боку, зменшити масу та габарити механізму, з іншого — забезпечити плавність розвороту панелей СБ під час «різких» змін моменту сил опору.

Хвильова передача складається з генератора хвиль, тонкостінного гнучкого колеса із зубчатим вінцем, жорсткого колеса із внутрішнім зубчатим вінцем. Під час обертання генератора хвиль утворюється хвиля гнучкого колеса, при цьому зона контакту гнучкого колеса з жорстким зміщується, і зубці входять у зчеплення один з одним. Хвильова передача дозволяє при відносно невеликих габаритах отримати велике передаточне число, необхідне для зниження моментів опору, та герметизувати швидкохідну частину механізму, що також підвищує ресурс роботи механізму.

Крім того, застосування хвильової передачі дає можливість зменшити люфт та кінематичну похибку редуктора і таким чином зменшити збурюючий вплив на КА під час роботи механізму приводу СБ.

Одним з недоліків застосування хвильової передачі є її нежорсткість, внаслідок чого з'являється пружний люфт, що залежить від жорсткості стакана гнучкого колеса хвильової передачі.

Незважаючи на конструктивні заходи, спрямовані на зменшення впливу вібрацій зазначеного механізму на КА, повністю усунути вібрації механізму неможливо внаслідок його конструктивних особливостей та умов функціонування.

Джерелами вібрацій наведеного механізму можуть бути:

- вібрації внаслідок переходних процесів у привідних двигунах;
- дисбаланс роторів виконавчих двигунів ДПР-52-Н1-03-М;
- дисбаланс зубчатих колес;
- биття зубчатих колес в зубчатих передачах;
- кінематичні похибки передач;
- наявність так званого «мертвого» ходу в зубчатих передачах;
- люфт передачі.

Вплив дисбалансу зубчатих колес описується аналогічно впливу дисбалансу ротора. Для зубчатих передач характерна також властивість створювати вібрації внаслідок наявності бокового зазору [3,17], який враховується при визначенні кінематичної похибки механізму.

Дані щодо характеристик привідного двигуна ДПР-52-Н1-03-М наведено в табл. 1, де: N_t — номінальна потужність двигуна; U_z — напруга на якорі двигуна; M_n — пусковий момент двигуна; M_{xx} — момент двигуна холостого ходу; n_d —

Таблиця 1. Характеристики двигуна ДПР-52-Н1-03-М

N_T , Вт	U_Z , В	M_n , Н·м	M_{xx} , Н·м	n_d , об/хв	I_p , кг·м ²
4.5	27	0.075	0.0013	5050	0.0000017

частота обертання двигуна; I_p — момент інерції ротора двигуна.

Момент інерції КА визначено з точністю до 10 %.

Параметри руху КА визначаються з рівняння [23]:

$$M_{KA} \cdot a_{KA} = F_{B3} + F_{rp} + F_{ss}, \quad (9)$$

$$I_{KA} \cdot \varepsilon_{KA} = M_{B3} + M_{rp} + M_{ss}, \quad (10)$$

де M_{KA} — маса КА; a_{KA} — прискорення КА; I_{KA} — момент інерції КА; ε_{KA} — кутове прискорення КА; F_{B3} , M_{B3} — сили та моменти, що збурюють коливання КА внаслідок процесів внутрішньої взаємодії КА, тобто незрівноваженість ланок механізмів КА, переходні процеси в приводах механізмів КА, нерівномірність ходу механізмів, коливання палива в паливних баках тощо; F_{ss} , M_{ss} — сили та моменти зовнішньої взаємодії з КА, тобто ті сили та моменти, що враховують вплив аеродинамічних характеристик КА, дію світлового тиску і т. д.; F_{rp} , M_{rp} — сили та моменти взаємодії КА з гравітаційним полем Землі, Місяця та Сонця.

Метою статті є визначення впливу на вібрації КА його механізмів, тому розглянемо лише дії внутрішніх сил, причому окремо для кожного із діючих факторів.

При цьому вводимо ряд таких допущень:

- не враховано дію зовнішніх сил;
- вісь обертання колінеарна з однією з осей зв'язаної системи координат;
- панелі СБ вважаємо абсолютно жорсткими;
- моменти, що діють внаслідок наявності перехресних зв'язків між віссю обертання СБ та іншими осями зв'язаної системи координат вважаємо такими незначними, що не підлягають врахуванню.

Наведені припущення дають змогу виконати розрахунки в одній площині та відносно осі обертання панелей СБ.

Дослідження вібрацій наведеного механізму почнемо з переходних процесів у виконавчому двигуні — ДПР-52-Н1-03-М.

Вібрації, викликані переходними процесами не мають періодичного характеру, на відміну від вібрацій, викликаних дисбалансом ротора виконавчого двигуна та дисбалансом зубчатих коліс. Переходні

процеси у привідних двигунах складні, їх детально викладено в теорії електроприводу [2].

Пусковий момент під час роботи механізму величина не стала, але для наведених обчислювань з метою їхнього спрощення вважатимемо величину пускового моменту незмінною.

Вплив некомпенсованого кінетичного моменту К визначається за формулою

$$M_h = dK/dt, \quad (11)$$

де M_h — збурюючий момент, що діє на КА внаслідок некомпенсованого кінетичного моменту СБ.

Розглянемо систему рівнянь, що описує коливання КА під впливом наведених вище факторів [21, 23]:

$$(I_{KA} + I_{cb}) \cdot \ddot{\alpha} = I_{cb} \cdot \ddot{\gamma}, \quad (12)$$

$$I_{cb} \cdot (\ddot{\alpha} + \ddot{\gamma}) = C_p \cdot (\gamma - \delta) + M_{rcb} + d_{cb} \cdot \ddot{\gamma},$$

$$M_n = I_{cb} \cdot \ddot{\delta} + M_{tdb},$$

де I_{KA} — момент інерції КА; I_{cb} — момент інерції приводу СБ; C_p — жорсткість редуктора; M_n — пусковий момент привідного двигуна; M_{tdb} — сумарний момент сил тертя, що діє вздовж осі ротора привідного двигуна; M_{rcb} — момент сили тертя на осі обертання СБ; α — кут повороту КА; δ — кут повороту вихідного валу редуктора з урахуванням кінематичних похибок; γ — кут повороту СБ; d_{cb} — коефіцієнт сил в'язкого тертя на осі оберту СБ.

Вважаючи, що $M_n \gg M_{tdb}$ та нехтуючи величиною d_{cb} , спростимо систему рівнянь (12):

$$I_{cb} \cdot [(I_{KA} + I_{cb})/I_{cb} \cdot \ddot{\gamma} + \ddot{\gamma}] = C_p \cdot (\gamma - \delta) + M_{rcb},$$

$$M_n = I_{cb} \cdot \ddot{\delta}. \quad (13)$$

Вирішення системи наведених рівнянь при відомих величинах осьових моментів інерції КА та механізму, пускового моменту, моменту сили тертя, що діє вздовж осі ротора привідного двигуна, дає змогу визначити кутове прискорення СБ та збурюючий момент, зумовлений скінченою жорсткістю редуктора.

Позначаємо середню величину кутового прискорення СБ як $\ddot{\delta} = \varepsilon_{cb}$ і визначаємо цю величину з останнього рівняння (13). Далі розв'язуємо диференційне рівняння та отримуємо збурюючий момент M_∞ від наявності жорсткості редуктора (табл. 2).

Визначимо збурювальний момент від наявності люфта. Люфт θ , величина якого приведена до осі обертання СБ, зумовлює збільшення кутової швидкості вихідної частини приводу в початковий мо-

Таблиця 2. Збурюючі моменти механізмів КА (Н·м)

Механізм	$M_{\text{п}}$	$M_{\text{тр}}$	$M_{\text{л}}$	$M_{\text{к}}$	$M_{\text{ж}}$	$M_{\text{с}}$
№ 1	0.0175	0.0000001	0	0.000441	0.00011	0.0279
№ 2	0.2	0.0000002	0.0165	0.00123	0.00019	0.2857

мент руху (зрушення) СБ. Використовуючи відомі викладки механіки машин [3] та враховуючи раніше наведені припущення, отримуємо формулу для визначення збурюючого моменту, викликаний люфтом кінематичної передачі:

$$M_{\text{л}} = I_{\text{об}} \cdot (2 \cdot \varepsilon_{\text{об}} \cdot \theta)^{1/2}, \quad (14)$$

де $I_{\text{об}}$ — момент інерції навантаження; $\varepsilon_{\text{об}}$ — кутове прискорення сонячної батареї, яке визначено з системи рівнянь (13); θ — величина люфта.

Необхідно відзначити, що при збільшенні величини люфта збурюючий момент, зумовлений люфтом, може зрівнятися з пусковим моментом привідного двигуна.

Розглянемо вплив кінематичних похибок механізму приводу СБ на величину збурюючого моменту, що діє на КА. В цьому випадку кут повороту СБ з урахуванням кінематичних похибок редуктора можна представити у вигляді

$$\delta = \delta' + f(\delta''), \quad (16)$$

де $f(\delta'')$ — кінематична похибка редуктора, δ' — кут повороту вихідного валу «ідеального» редуктора; δ — кут повороту вихідного валу редуктора з урахуванням кінематичних похибок.

Кінематичну похибку зубчатої передачі можна представити сумаю гармонічних складових з різною частотою k за період T . Зокрема вони визначаються числом обертів шестерні та колеса, числом входів з зубців в зачеплення.

Для наведених механізмів з метою визначення сумарної кінематичної похибки $\sum \delta_{\varphi}$ та мертвого ходу наведеного механізму $\sum J_{\varphi}$ скористаємося формулами [3, 17]:

$$\sum \delta_{\varphi} = \delta_{\varphi}/i_{12} + \delta_{\varphi 12}/i_{34} + \dots + \delta_{\varphi(n-1)n}/i_{n(n+1)}, \quad (17)$$

$$\sum J_{\varphi} = J_{\varphi}/i_{12} + J_{\varphi 12}/i_{34} + \dots + J_{\varphi(n-1)n}/i_{n(n+1)}, \quad (18)$$

де $\delta_{\varphi}, \delta_{\varphi 12}, \dots, \delta_{\varphi(n-1)}, \delta_{\varphi n}$ — кінематична похибка відповідної ланки; $i_{12}, i_{34}, \dots, i_{(n-1)}, i_n$ — передаточ-

не співвідношення відповідної ланки; $J_{\varphi}, J_{\varphi 12}, \dots, J_{\varphi(n-1)}, J_{\varphi n}$ — мертвий хід відповідної ланки.

Наявність мертвого ходу між зчепленими зубчастими колесами визначає кінематичний мертвий (вільний) хід з зубчатої передачі. Мертвий хід пари зчеплених зубчастих коліс визначається кутом повороту φ першого колеса відносно нерухомого другого. Мертвий хід знижує точність дії механізму та викликає його вібрації.

Фізична суть мертвого ходу для механізму, що складається з багатьох ланок, полягає в тому, що це кут, на який повернеться вихідне зубчате при нерухомому вхідному колесі (шестерні). Зокрема, величина цього кута зумовлює зміну кутової швидкості вихідної ланки механізму під час переходів процесів i , як наслідок, величину кутового прискорення, що визначає додатковий збурюючий момент. Дія цього збурюючого моменту на КА викликає його коливання.

Для визначення сумарного мертвого ходу наведеного механізму достатньо знати передаточне співвідношення для кожного ступеня, модуль та кількість зубців, міжсектору відстань між зубчастими колесами та вид зачеплення. Для більшої зручності необхідно перевести кінематичну похибку з лінійних одиниць в кутові.

Методику визначення сумарного мертвого ходу зубчастих механізмів детально викладено в роботі [3].

Оцінку кінематичної похибки здійснено відповідно до вимог ГОСТ 1643-81. Методів визначення кінематичних похибок зубчастих передач розроблено достатньо. Для зазначених механізмів використано два методи визначення кінематичної похибки передачі:

1) метод розрахунку на максимум-мінімум, що враховує лише крайні відхилення ланок механізму та їхні «несприятливі» комбінації;

2) ймовірнісний метод розрахунку, що враховує закони або характеристики розподілу похибок ланок механізму та ймовірність різноманітних комбінацій відхилень ланок механізму.

Формули (17), (18) стосуються першого методу, який є більш простим, але достатнім для спрощеної оцінки коливань КА. Як видно, похибка кожної передачі приводиться до вихідної n -ї ланки. Тому формально у передачі має бути парна кількість зубчастих колес. У випадку наявності паразитної ланки її необхідно враховувати двічі — як ведучу ланку у парі з попереднім та ведучу у парі з наступною ланкою.

Вибір долі ризику та інші необхідні для розрахунку коефіцієнти визначаються вимогами ГОСТ 21098-82.

Величина кута точності фіксації наведеного механізму зумовлює додаткове кутове прискорення вихідного валу механізму під час перехідних процесів, що викликає додатковий збурюючий момент і зрештою вібрації КА.

Момент збурення, викликаний наявністю кінематичних похибок, визначається за формулою:

$$M_k = I_{cb} \cdot (2 \cdot \varepsilon_{cb} \cdot \nu)^{1/2}, \quad (19)$$

де I_{cb} — момент інерції СБ; ε_{cb} — кутове прискорення сонячної батареї; ν — величина кінематичної похибки (мертвого ходу) передачі.

Таким чином, маючи результати наведених вище обчислень збурюючих моментів, що викликані різними факторами, та використовуючи принцип незалежності дії кожного з факторів, визначимо сумарний збурюючий момент M_c , що діє на КА:

$$M_c = (M_{tp}^2 + M_n^2 + M_l^2 + M_x^2 + M_k^2)^{1/2}, \quad (20)$$

де M_n — збурюючий момент від перехідних процесів привідного двигуна; M_{tp} — збурюючий момент від сил тертя; M_l — збурюючий момент від наявності люфта, приведеного до вихідного валу механізму СБ; M_x — збурюючий момент, зумовлений жорсткістю редуктора; M_k — збурюючий момент, зумовлений наявністю кінематичної похибки та мертвим ходом передачі.

Скористуємося наведеними викладками для визначення збурюючих моментів іншого приводу СБ (механізм № 2, рис. 2) з такими основними характеристиками:

1. ДВ1, ДВ2 — двигун ДТР32-Н-1-16.
2. Передаточне співвідношення $i = 0.000101$.
3. Коєфіцієнт корисної дії — 0.95.
4. Момент інерції навантаження — до 17 кг·м².
5. Точність фіксації в робочому стані — 0.5°.
6. Кут повороту — 90°.
7. z — кількість зубців зубчатих коліс.
8. m — модуль зубчатої передачі.

Результати обчислень наведено в табл. 2.

Як було вказано вище, наведені в табл. 2 дані є приблизними. При розрахунках кінематичної похибки не враховано також спектральний склад гармонічних складових похибок та збурення від функціонування струмознімача і запобіжної муфти, що призначена для забезпечення плавності руху та запобігання полому деталей механізму під час перевантаження в умовах польоту і наземного відправлювання.

Корисно було б також математично змоделювати процеси розкриття панелей СБ, АФП, висування телескопів тощо та визначити вібрації КА під

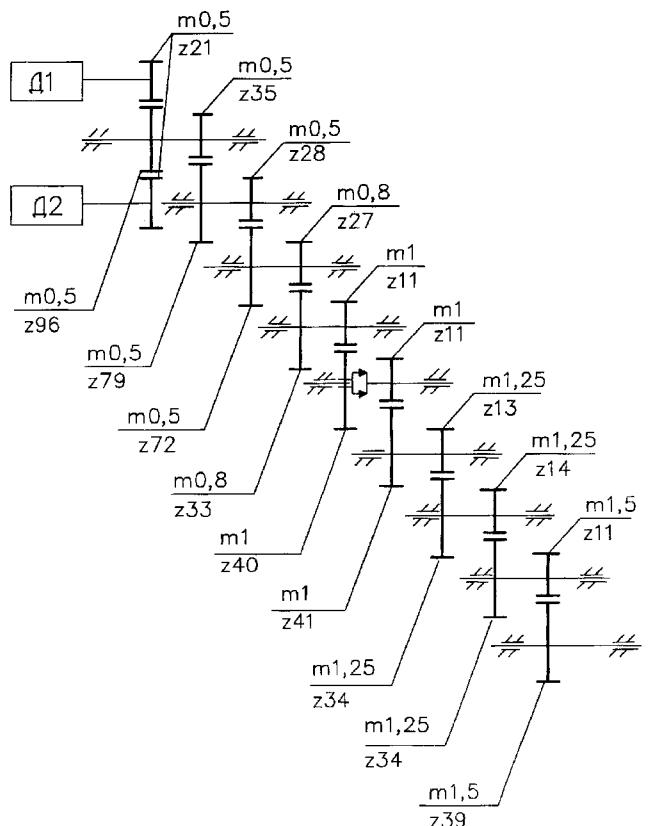


Рис. 2. Механізм № 2 орієнтації сонячних батарей

Таблиця 3. Вібрації механізмів КА

Найменування джерела збурення	Амплітуда вібрації, мрад ² /Гц	Частота вібрації, Гц
Механізм орієнтації СБ	100	2
Механізм орієнтації дзеркала	0.3	40
Компенсуючий маховик	0.02	12
Гіроскопічна силова платформа	50	8

впливом цих факторів. Крім того, оцінка впливу гнучких елементів конструкцій КА на вібрації також важлива для дослідження коливань КА.

Проте, на думку авторів, наведені результати обчислень є достатніми для попередньої оцінки коливань КА та їхнього впливу на технічні характеристики встановлених на борту КА установок життєдіяльності та наукових приладів.

В табл. 3 наведено результати експериментально-го дослідження вібрацій супутника зв'язку Olympus EKA з урахуванням впливу функціонування механізмів за даними [32]. Як видно, найбільші рівні

вібрацій створюють механізм орієнтації СБ та гіроскопічна силова платформа; найбільші рівні вібрацій знаходяться в діапазонах низьких частот.

Математичне моделювання рівня вібрацій, здійснене як російським, так і українськими науковцями, теоретично обґрунтует величини вібрацій, що були заміряні експериментальним шляхом.

Порівняльний аналіз бортових джерел збурень КА, проведений НПВ ім. С. А. Лавочкіна [20], вказав на наявність вібрацій на борту КА в діапазоні частот від 0 до 150 Гц від функціонування бортового обладнання та наявності конструкцій малої жорсткості. Результати розрахунків показали, що найбільший вплив на вібрації КА викликають коливання низької частоти від функціонування СБ та АФП.

ВИСНОВКИ

1. Величини збурень, що діють на КА внаслідок вібрацій створюваних механізмами КА, співзміrnі з величинами, що діють на КА під впливом зовнішніх факторів.

Збурення КА, викликані функціонуванням механізмів КА впливають на технічні характеристики бортового обладнання, зокрема на розрізнювальну здатність приладів спостереження Землі, стабільність лазерного зв'язку, характеристики приладів наукового призначення тощо.

Якщо додати дію зовнішніх сил, а також викликані ними термомеханічні деформації ланок механізмів, то сумарний негативний фактор на зазначені характеристики бортової апаратури ще збільшиться.

2. Математичне моделювання збурень КА дозволяє опрацювати конструкторські та технологічні рішення з метою зменшення збурень від функціонування механізмів КА ще на стадії проектування КА.

Особливо актуальне математичне моделювання збурень механізмів для великих космічних конструкцій (ВКК), в яких неможливе повноцінне наземне відпрацювання внаслідок значних габаритів та масово-інерційних характеристик ВКК.

Актуальність математичного моделювання збурюючих моментів для подальших розрахунків вібрацій КА підтверджується також збільшенням терміну активного існування КА до 10—15 років та поліпшенням розрізнювальної здатності апаратури спостереження КА до 1 м та більше.

3. Збурення КА тим більші, чим більша питома частка моменту інерції СБ в сумарному моменті інерції.

4. Збільшення сумарного моменту сил тертя по осі обертання СБ та кутового прискорення ротора привідного двигуна у момент зрушення СБ приводить до збільшення збурюючого моменту.

5. Для зменшення збурень на КА необхідно здійснювати вибір привідного двигуна з меншим пусковим моментом.

6. Для значних незкомпенсованих кінетичних моментів навантаження доцільно використовувати коменсуючі маховики.

7. Збільшення кількості ступенів редуктора приводить до збільшення кінематичної похибки і, як наслідок, збурюючого моменту. Доцільним є застосування хвильової передачі, яка, незважаючи на свої недоліки, дозволяє зменшити момент збурення.

8. Для зменшення моментів збурення з метою забезпечення необхідних точнісних характеристик бортового обладнання, в тому числі і роздільної здатності порядку десятків сантиметрів та у зв'язку із збільшенням терміну активного існування КА до 15 років вдосконалюються та розробляються нові конструкторсько-технологічні рішення, що спрямовані на зменшення збурень, в тому числі на принципово нових основах.

1. Балк М. Б. Элементы динамики космического полета. — М.: Наука, 1965.—340 с.
2. Борисов К. Н., Нагорский В. Д. Электропривод летательных аппаратов. — М.: Машиностроение, 1967.—436 с.
3. Вульфсон И. И., Ерихов М. Л., Коловский М. З. Механика машин. — М.: Высшая школа, 1996.—510 с.
4. ГОСТ 9178-81. Передачи зубчатые цилиндрические мелко-модульные, допуски. — Введ. 1981.
5. ГОСТ 1643-81. Передачи зубчатые цилиндрические, допуски. — Введ. 1981.
6. ГОСТ 24346-80. Вибрация. Термины и определение. — Введ. 1980.
7. ГОСТ 21098-82. Цепи кинематические, методы расчета точности. — Введ. 1982.
8. Демидович Б. П., Марон И. А., Шувалов Э. З. Численные методы анализа. — М.: Наука, 1961.—368 с.
9. Доброравов В. В., Никитин Н. Н., Дворников А. Л. Курс теоретической механики. — М.: Высшая школа, 1974.—526 с.
10. Добрынин С. А., Фельдман Н. С., Фирсов Г. И. Методы автоматизированного исследования вибраций машин. — М.: Машиностроение, 1987.—224 с.
11. Заблонский К. И. Зубчатые передачи. — К.: Техника, 1977.—208 с.
12. Згурівський М. З., Бидюк П. И. Анализ и управление большими космическими конструкциями. — К.: Наук. думка, 1997.—450 с.
13. Івахненко А. Г. Моделирование сложных систем. — К.: Вища школа, 1987.—64 с.
14. Кініцький Я. Т. Теорія механізмів і машин. — К.: Наук. думка, 2002.—660 с.
15. Ключев В. И. Теория электропривода. — М.: Энергоатомиздат, 1988.—560 с.
16. Кореневский Д. Г. Устойчивость динамических систем при случайных возмущениях параметров. — К.: Наук. думка, 1989.—208 с.

17. Красковский Е. Я., Дружинин Ю. А., Филатов Е. М. Расчет и конструирование механизмов приборов и вычислительных систем. — М.: Высшая школа, 1991.—480 с.
18. Левантовский В. И. Механика космического полета в элементарном изложении. — М.: Наука, 1974.—488 с.
19. Мелу А. И. Старт космической технологии. — М.: Наука, 1990.—185 с.
20. Моищеев А. А., Мордига Ю. О. Сравнительный анализ влияния основных бортовых источников возмущений КА на «вibrationный смаз» изображения космического телескопа. — М.: НПО им. А. С. Лавочкина, 1998.—([www.ihst.ru/~akm/sec2\(2001\).htm-62k](http://www.ihst.ru/~akm/sec2(2001).htm-62k)).
21. Нур Г. С., Райан Р. С., Скоффилд Х. Н. Динамика больших аэрокосмических систем и управление ими // Аэрокосмическая техника.—1985.—№ 6.—С. 129—147.
22. Пискунов Н. С. Дифференциальное и интегральное исчисление для втузов. — М.: Физматгиз, 1961.—748 с.
23. Разыгарев А. П. Основы управления полетом космических аппаратов и кораблей. — М.: Машиностроение, 1977.—472 с.
24. Соболев В. А., Горелов Ю. Н. Развитие методов математического моделирования для задач механики и процессов управления. — Самара.: Самар. гос. ун-т, 1999.—(maul.samara.ru/~cosmos/structure/matherial.htm1-94k).
25. Тимошенко С. П. Колебания в инженерном деле. — М.: Наука, 1967.—444 с.
26. Черноусько Ф. И., Акуленко Л. Д., Соколов Б. Н. Управление колебаниями. — М.: Наука, 1984.—384 с.
27. Яблонский А. А., Корейко С. С. Курс теории колебаний. — М.: Высшая школа, 1966.—254 с.
28. Яворский Б. М., Детлаф А. А. Справочник по физике. — М.: Наука, 1985.—512 с.
29. Якушенков Ю. Г. Теория и расчет оптико-электронных приборов. — М.: Машиностроение, 1989.—360 с.
30. Bernstein E. L. Natural frequencies of an orbiting space station // J. Spacecraft and rockets.—1972.—9, N 9.—P. 622—630.
31. Ryan R. S. Dynamic testings of large space systems // NASA Pap.—Sept. 1980.—N TM-78307.
32. Shlomi A. Power versus stabilisation for laser satellite communication // Appl. opt.—1999.—38, N 15.—P. 3229—3233.
33. Shlomi A., Kopeika N. S. Laser satellite communications network — vibration effect and possible solutions // Proc. of the IEEE.—1997.—85, N 10.—P. 1646—1661.

VIBRATIONS OF SATELLITE MECHANISMS

V. Ye. Shatikhin, L. P. Semenov, V. M. Borysenko

We consider the influence of satellite mechanisms on characteristics of satellite vibrations. the quantitative vibration characteristics both domestic and foreign satellites are presented. an analysis of origins and the decrease of satellite disturbances caused by functioning of solar array drive mechanisms is given.

УДК 532.525.2

В. А. Шувалов, Г. С. Кочубей, Д. Н. Лазученков

Інститут технічної механіки НАНУ і НКАУ, Дніпропетровськ

Структура струй-вихлопов двигателей космических аппаратов

Надійшла до редакції 16.05.03

Сформульовано наближені моделі струменів-вихлопів газореактивних і плазмових двигунів космічних апаратів. Встановлено, що динаміку і структуру імпульсної плазми під час розширення у вакуумі характеризують дві стадії, два режими течії: механізм джоулевого нагрівання електронів і режим беззіткновального розлітання. Моделі адекватні чисельному і фізичному експериментам.

ВВЕДЕНИЕ

Одним из аспектов проблемы совместности двигателей космического аппарата (КА) с элементами конструкции космической платформы является взаимодействие струй, продуктов выхлопа бортовых двигательных установок (ДУ) с элементами конструкции, системами, материалами и покрытиями внешних поверхностей КА.

Первоочередной в проблеме совместности струй ДУ с элементами конструкций КА является задача определения структуры, пространственного распределения параметров, продуктов выхлопа, химического и зарядового состава струй, истекающих в вакуум. Целью данной работы является исследование и разработка приближенных моделей стационарных и импульсных струй газа и плазмы двигательных установок КА.

ГАЗОРЕАКТИВНЫЕ ДУ

Задача о структуре сверхзвуковой струи, истекающей из реального сопла газореактивных ДУ в вакуум, как правило, решается методом характеристик. Реализация такого решения довольно трудоемка, поэтому в инженерной практике нередко используются приближенные модели струй, кото-

рые в той или иной степени соответствуют численному и физическому экспериментам. Из-за наличия пограничного слоя в сопле плотность газа в периферийной части струи существенно больше плотности, вычисленной для случая невязкого (идеального) истечения. Параметры газа в периферийной части используются для определения воздействия струй на элементы конструкций космических аппаратов, поверхности вакуумных насосов, энергетических установок и других систем.

Эффекты вязкости в приближенных моделях сверхзвуковых струй газа, расширяющихся в вакуум, учитываются с помощью коэффициентов тяги, расхода и скорости [1, 9, 11], которые в большинстве случаев для реальных сопел неизвестны либо требуют проведения дополнительных экспериментов и испытаний. В работе [15] предложена приближенная модель, позволяющая рассчитывать параметры сверхзвуковых струй газореактивных ДУ в дальнем поле при $r/r_e \geq 10$, начиная с границы сплошности вниз по потоку, где линии тока практически прямолинейны, а скорость газа приближается к предельному значению

$$V_{\max} = \sqrt{2\gamma RT_0}/(\gamma - 1).$$

Здесь γ — отношение удельных теплоемкостей, R — универсальная газовая постоянная, T_0 — тем-

пература торможения в камере ДУ, r — радиус струи, r_e — радиус среза сопла. Дальнее поле струи моделируется источником с полюсом в центре сопла. Основная масса газа и импульс струи сосредоточены в центральном ядре, где течение газа является идеальным, а вязкие эффекты проявляются в периферийной зоне.

В полярной системе координат с началом в центре выходного сечения сопла распределение плотности газа в дальнем поле осесимметричной сверхзвуковой струи газореактивного ДУ может быть представлено в виде

$$\frac{\rho(r, \theta)}{\rho_0} = \left(\frac{\gamma + 1}{2}\right) \left(1 + \frac{k}{2\gamma}\right)^{-\frac{1}{\gamma-1}} \times \\ \times \left[\left(1 + \frac{k}{2\gamma}\right) - \gamma^{-1} \right] \left(\frac{r}{r_e}\right)^{-2} (\cos\theta)^{\beta_e} \times \\ \times \left[1 - m_z \left(1 - \frac{2 + \beta_*}{2 + \beta_e} \left(\cos\frac{\theta}{2}\right)^{\beta_*} (\cos\theta)^{-\beta_e}\right) \right], \quad (1)$$

где $k = \gamma(\gamma - 1)M_e^2$, M_e — число Маха на срезе сопла, θ — угол между радиусом-вектором r рассматриваемой точки струи и ее осью, $\beta_e = 1.249 \exp(0.418 M_e)$, $m_z = \xi^{-1}(1 - C_F/C_{Fmax})$ — отношение расхода газа в пограничном слое к суммарному расходу газа через сопло,

$$\xi = 63.1 \sqrt{\gamma(\gamma - 1)/M_e} - 13.7,$$

$$\frac{C_F}{C_{Fmax}} = \frac{1 + \cos\theta_e}{2} \left(\frac{k}{k + 2\gamma}\right)^{0.5} + \left(1 + \frac{k}{2\gamma}\right)^{-\frac{\gamma}{\gamma-1}} \frac{A_e}{A_*} C_{Fmax}^{-1},$$

C_F — коэффициент тяги реального сопла ДУ, C_{Fmax} — коэффициент тяги при невязком истечении струи в вакуум, θ_e — угол конусности сопла, A_e — площадь выходного сечения сопла, A_* — площадь критического сечения сопла, $\beta_* = \beta$ при $A_e/A_* = 1$,

$$\beta = \frac{4C_F/C_{Fmax}}{1 - C_F C_{Fmax}}.$$

Соотношение (1) получено введением параметров β_e и ξ в модель 1 работы [15].

В качестве критерия точности модели могут быть использованы результаты численного решения задачи или данные физического эксперимента. Корректность модели иллюстрирует рис. 1, на котором представлены угловые распределения плотности

$$\rho(r, \theta)/\rho(r, 0) = \rho/\rho_a.$$

На рис. 1, *a* показано распределение плотности в сечении струи $r/r_e = 70$ при $M_e = 6.9$, $\theta_e = 15^\circ$, $\gamma = 1.4$. Кружки соответствуют численному решению задачи методом характеристик при вязком истечении [11], кривая 1 — соотношение (1) для вязкого

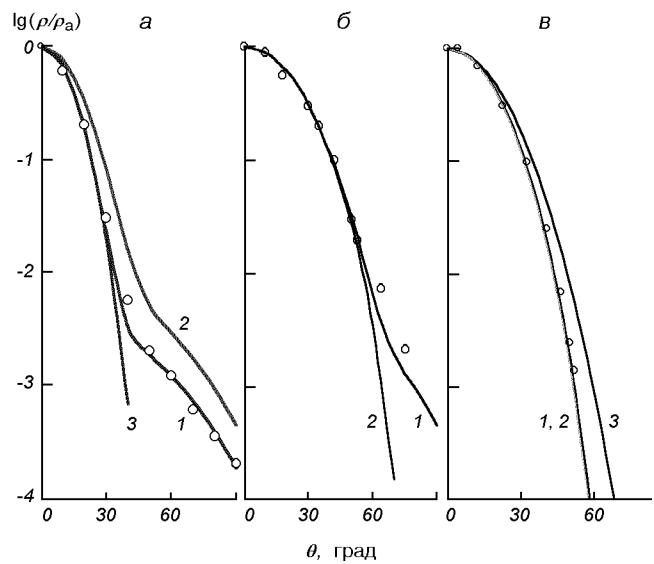


Рис. 1. Угловые распределения плотности ρ/ρ_a при истечении сверхзвуковой струи газа из реального сопла в вакуум ($\theta_e = 15^\circ$, $\gamma = 1.4$): *a* — $r/r_e = 70$, $M_e = 6.9$; кружки — численное решение, кривая 1 — соотношение (1) для вязкого истечения, 2 — данные [11], 3 — аппроксимация (1); *б* — $M_e = 4.5$; кружки — эксперимент [1], 1 — аппроксимация (1), 3 — невязкое приближение (1); *в* — $r/r_e = 78$, $M_e = 5.0$; кружки — расчет, кривая 1 — аппроксимация (1), кривая 2 — модель невязкого истечения [13], 3 — модель [11]. Подробности см. в тексте

истечения, 2 — данные работы [11], 3 — аппроксимация (1) при $m_z = 0$ (соответствует идеальному истечению).

Угловое распределение нормированной плотности в сверхзвуковой струе, истекающей в вакуум, при $M_e = 4.5$, $\theta_e = 15^\circ$, $\gamma = 1.4$ показано на рис. 1, *б*. Кружки соответствуют экспериментальным данным [1] для $Re_* = 65\,000$ и $r/r_e > 10$, 1 — аппроксимация (1), 2 — невязкое приближение (1) (при $m_z = 0$), Re_* — число Рейнольдса в критическом сечении сопла.

Сравнение численных данных для невязкого истечения — решение задачи методом характеристик [3] при $M_e = 5.0$, $\theta = 15^\circ$, $\gamma = 1.4$, $r/r_e = 78$ (рис. 1, *в*) с результатами расчетов по формуле (1) подтверждает корректность модели для случая идеального истечения. Кружки на рис. 1, *в* соответствуют расчетам методом характеристик из [3], кривая 1 — аппроксимация (1) при $m_z = 0$, кривая 2 — модель невязкого истечения [13]:

$$\frac{\rho(r, \theta)}{\rho_0} = 0.5k \left(1 + \frac{k}{2\gamma}\right)^{-\frac{1}{\gamma-1}} \left(\frac{r}{r_e}\right)^{-2} (\cos\theta)^k, \quad (2)$$

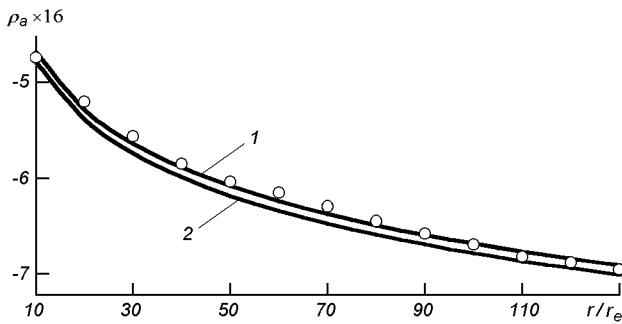


Рис. 2. Распределение плотности на оси струи, истекающей в вакуум: кружки — численное решение, кривая 1 — аппроксимация (1), 2 — модель [11]

кривая 3 — модель работы [11] при $m_z = 0$.

Расчетные значения распределений плотности, полученные с использованием модели (1), точнее соответствуют результатам численного (метод характеристик) и физического экспериментов, чем модель [11]. Это иллюстрируют данные рис. 1 для угловых и рис. 2 — для осевых распределений. На рис. 2 кружки соответствуют численному решению задачи методом характеристик для вязкого истечения при $M_e = 6.9$, $\theta = 15^\circ$, $\gamma = 1.4$ из [11], кривая 1 — аппроксимация (1), 2 — модель [11] при $m_z = 0.07$. Аналогичные зависимости для невязкого истечения, полученные методом характеристик [3], по формулам (1) ($m_z = 0$) и (2) при $M_e = 5.0$, $\theta = 15^\circ$, $\gamma = 1.4$, $10 \leq r/r_e \leq 250$, также хорошо согласуются между собой.

Эффекты вязкости при сверхзвуковом истечении газа в вакуум проявляются в периферийной части струи при $\theta > 40^\circ$ и $\rho/\rho_a < 0.01$ (кривая 3 на рис. 1, а и кривая 2 на рис. 1, б). В приосевой зоне ($\theta \leq 40^\circ$) решения для вязкого и невязкого случаев практически совпадают. Основная масса газа расширяется внутри конуса, половина угла которого меньше $0.5\theta_{\max}$. Предельный угол расширения струи определяется соотношением $\theta_{\max} = \psi(M) - \psi(M_e) + \theta_e$, где $M = \infty$, $\psi(M)$ — функция Прандтля — Майера. Влияние угла θ_e на распределение чисел Маха на оси струи и в ее окрестности проявляется, главным образом, вблизи среза сопла, а далее вниз по потоку становится незначительным [1, 9]. Поэтому осевое распределение чисел Маха в дальнем поле струи с использованием соотношений для изэнтропических течений может быть представлено в виде

$$\frac{M(r)}{M_e} = \sqrt{\frac{2\gamma}{k}} \left(\left\{ \frac{\gamma+1}{2\gamma} \left(1 + \frac{k}{2\gamma} \right)^{-\frac{1}{\gamma-1}} \times \right. \right.$$

$$\left. \times \left[\gamma \left(1 + \frac{k}{2\gamma} \right) - 1 \right] \left(\frac{r}{r_e} \right)^{-2} \right\}^{1-\gamma} - 1 \right)^{0.5}. \quad (3)$$

Значения $M(r)/M_e$, вычисленные по формуле (3) при $M_e = 5.0$, $\gamma = 1.4$, соответствуют численному решению задачи методом характеристик [3] с погрешностью не большей, чем продольное распределение плотности $\rho_a(r, \theta = 0)$, рассчитанное по формуле (1).

При истечении газа в вакуум режим течения в струе изменяется от сплошного до свободномолекулярного. Граница сплошности течения в приосевой зоне с учетом изложенного может быть определена по формуле [5]

$$\frac{r_\Gamma}{r_e} = \left[\frac{2r_e}{l_0} \left(\frac{\gamma-1}{\pi\gamma} \right)^{0.5} \right]^{\frac{1}{N+1}} \left(0.5k \frac{\rho_e}{\rho_0} (\cos\theta)^k \right)^{0.5}, \quad (4)$$

где l_0 , ρ_0 — длина свободного пробега и плотность газа перед соплом, $N = \nu(\gamma-1)$, $\nu = 2(1-\omega)$, ω — показатель степени в зависимости вязкости $\mu^\omega(T)$ от температуры.

С учетом соотношения (4) приближенные модели (1), (3) позволяют прогнозировать пространственное распределение плотности газа и чисел Маха в дальнем поле ($r/r_e > r_\Gamma/r_e$) сверхзвуковой струи при вязком и невязком истечении из реального сопла газореактивной ДУ в вакуум с точностью, соответствующей численному решению задачи методом характеристик.

СТАЦИОНАРНЫЕ ПЛАЗМЕННЫЕ ДВИГАТЕЛИ

В системе коррекции орбиты и управления геостационарных КА широко используются стационарные плазменные двигатели (СПД), работающие, как правило, на ксеноне (Xe). Пространственное распределение плотности ионного тока в плазменной струе СПД приближенно может быть представлено в виде

$$j_i = j_{0i} f(\mathbf{r}) \approx e N_{0i} U_\infty f(z, \theta), \quad (5)$$

где

$$f(z, \theta) = \frac{1}{2z^2} \left\{ (\cos\theta)^{12} + 0.91 \left[1 - \left(\sin \frac{\theta}{2} \right)^{0.09} \right] \left[\sin \left(\theta + \frac{\pi}{6} \right) \right]^3 \right\} \times \\ \times [(1.1 - 0.1z) + 0.002z^2(z-9)] \cdot 10^{-[2+0.09(\sin\theta)^{0.8}]}$$

N_{0i} — концентрация ионов на срезе двигателя, U_∞ — скорость истечения струи, e — заряд иона, $z = r/R$, r — радиальная координата, θ — полярный угол, $R = 1$ м.

Погрешность аппроксимации (5) для распределений плотности ионного тока в плазменной струе СПД-70 [6, 10] и СПД-100 [17, 20] иллюстрирует рис. 3. Кружками на рис. 3 представлены результаты измерений в струе СПД-70 [6, 10], точками, квадратиками, треугольниками — в струе СПД-100 [17, 20]. Кривая — функция $f(z, \theta = 0)$.

Угловые распределения ионного тока в плазменных струях СПД-70 и СПД-100 приведены на

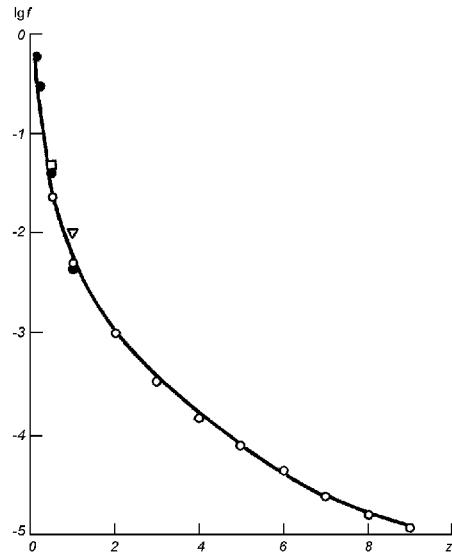


Рис. 3. Экспериментальное распределение плотности нормированного ионного тока на оси плазменной струи СПД: кружки — данные [6, 10] для СПД-70, точки, квадратики, треугольники — данные [17, 20] для СПД-100. Кривая — функция $f(z, \theta = 0)$

рис. 4, а и б для $z = 0.5$ и 1.0 . Кружками показаны данные для СПД-70 из [6], квадратиками и треугольниками — для СПД-100 из [17]. Штриховая кривая — результаты численного моделирования [17, 21], сплошная — аппроксимация (5). Данные рис. 3 и 4 свидетельствуют о том, что при $\theta < <\pm\pi/2$ и $z < 9$ рассчитанные с помощью аппроксимации (5) зависимости плотности ионного тока $j(z, 0)/j_{0i}$, в плазменной струе СПД-70 и СПД-100 в пределах погрешности $\pm 5\%$ согласуются с результатами физического и численного экспериментов.

ИМПУЛЬСНЫЕ ПЛАЗМЕННЫЕ ДВИГАТЕЛИ

К числу наиболее перспективных для применения в системе коррекции орбиты и управления КА относятся импульсные плазменные двигатели (ИПД) эрозионного типа с твердым диэлектриком (тэфлон, фторопласт-4 и др.) в качестве рабочего тела [8, 18, 19].

Преимущества применения импульсных плазменных ускорителей и электрореактивных двигателей на КА усложняются недостаточно полным и достоверным знанием динамики, структуры и пространственно-временного распределения параметров сгустков и струй импульсной плазмы, расширяющейся в вакуум. Это обусловлено рядом специфических особенностей, связанных прежде всего с малым временем существования, кратковременностью протекания процессов и высокими скоростями движения плазмоидов.

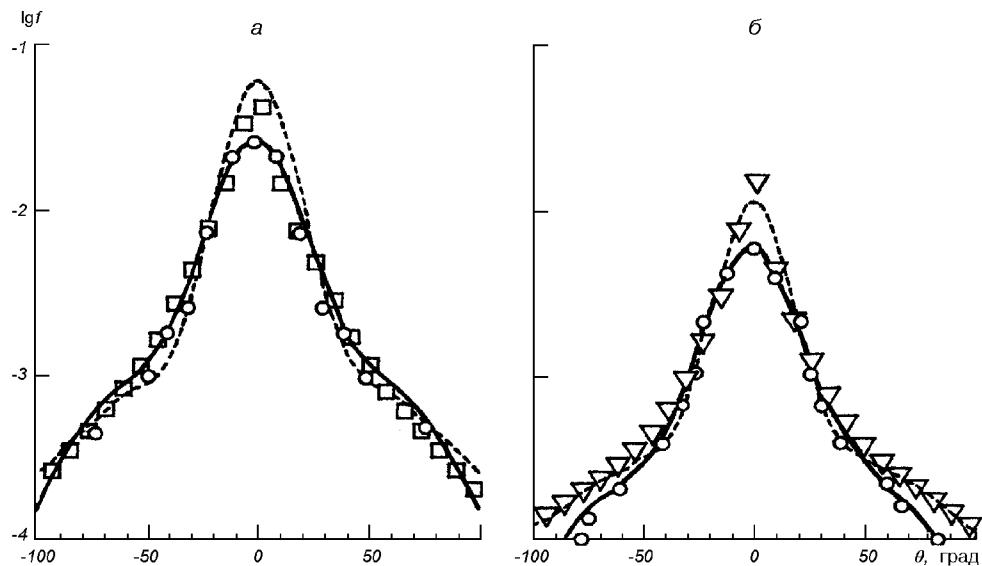


Рис. 4. Угловые распределения нормированного ионного тока в струе СПД для $z = 0.5$ (а) и $z = 1.0$ (б); кружки — данные [6] для СПД-70, квадратики, треугольники — данные [17] для СПД-100. Штриховая кривая — численная модель, сплошная — аппроксимация (5)

Задачи о разлете плазменных сгустков и струй, взаимодействии струй импульсной плазмы с препятствиями имеют самостоятельное фундаментальное значение.

В работе [16] для исследования сгустков и струй импульсной плазмы разработана методология комплексной диагностики с применением различных по физической природе методов — зондового, СВЧ- и фотометрического. Методология позволяет исследовать процессы разлета и динамики плазменных сгустков и струй в вакууме с характерными временами порядка десятков и сотен микросекунд, независимо от способа генерации и предыстории движения плазмы. Методология основана на синхронной регистрации тока на электрический зонд, амплитуды СВЧ-сигнала, проходящего через плазму в области размещения зонда, и фоторегистрации плазменного образования.

В нашей работе методология из [16] применена для исследования пространственно-временного распределения параметров, структуры сгустков и струй, инжектируемых ИПД эрозионного типа с твердым диэлектриком в качестве рабочего тела.

Конструктивные схемы ИПД приведены на рис. 5. На рис. 5, а представлен ИПД-1 с цилиндрической разрядной камерой диаметром $d_{p1} \approx 20$ мм и длиной $l_{p1} \approx 65$ мм. Рабочее тело — фторопласт-4 (C_2F_4). Энергия разряда $W_{p1} \approx 1000$ Дж, длительность импульса $t_{p1} \approx 145$ мкс. Плазма истекает через коническое сопло (диэлектрик) с диаметром среза $D_1 = 2r_{e1} = 60$ мм. Разрядный канал ИПД-2 (рис. 5, б) образован торцами анода, катода и внутренней поверхностью рабочего тела — фторопласта-4, имеет диаметр $d_{p2} = 20$ мм и длину $l_{p2} \approx 50$ мм. Истечение плазмы происходит через канал прямоугольного сечения с эквивалентным радиусом $r_{e2} \approx 11$ мм. Энергия разряда $W_{p2} \approx 30$ Дж, длительность импульса $t_{p2} \approx 9$ мкс. ИПД-3 («Ариэль» [2, 4]) представлен на рис. 5, в. Рабочее тело — $BaCl_2$ с полиуретаном. Энергия разряда $W_{p3} \approx 600$ Дж, время разряда $t_{p3} \approx 36$ мкс. Длина цилиндрической части разрядной камеры $l_{p3} \approx 40$ мм, длина конической части разрядной камеры $l_{pk} \approx 25$ мм, диаметр среза ускорителя $D_3 = 2r_{e3} = 35$ мм.

Измерения проводились в цилиндрической вакуумной камере диаметром 1.2 и длиной 3.5 м на трассе 3.25 м. Разрежение в статических условиях 10^{-5} Па, при истечении плазмы — 10^{-4} — 10^{-3} Па [16].

Для ИПД, схемы которых приведены на рис. 5, характерен электротермический режим разгона плазмы. При этом для ИПД-3 возможен комбини-

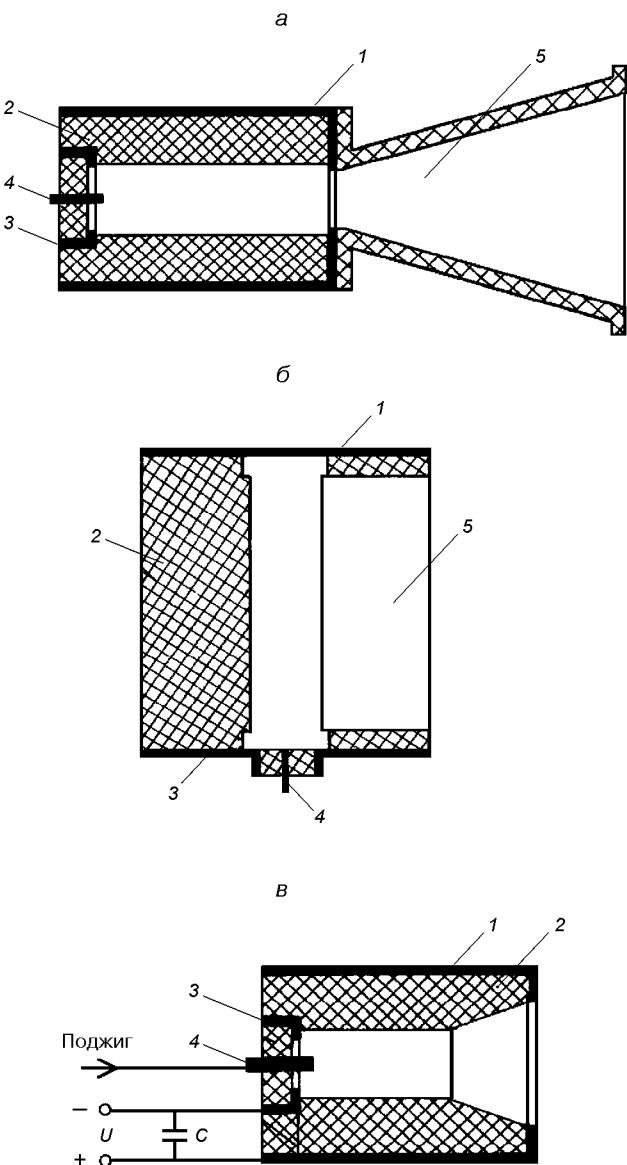


Рис. 5. Конструктивные схемы импульсных плазменных двигателей: а — ИПД1, б — ИПД2, в — ИПД3; 1 — анод, 2 — рабочее тело, 3 — катод, 4 — электрод поджига, 5 — канал истечения плазмы

рованный режим ускорения [2, 4, 8]. Свидетельством идентичности процессов и механизмов истечения сгустков и струй импульсной плазмы в вакуум являются зависимости, иллюстрирующие изменение нормированной плотности максимума ионного тока плазмоида на электрический зонд $j_i/j_{0i}(r/r_{eq})$ вдоль трассы расширения, представленные на

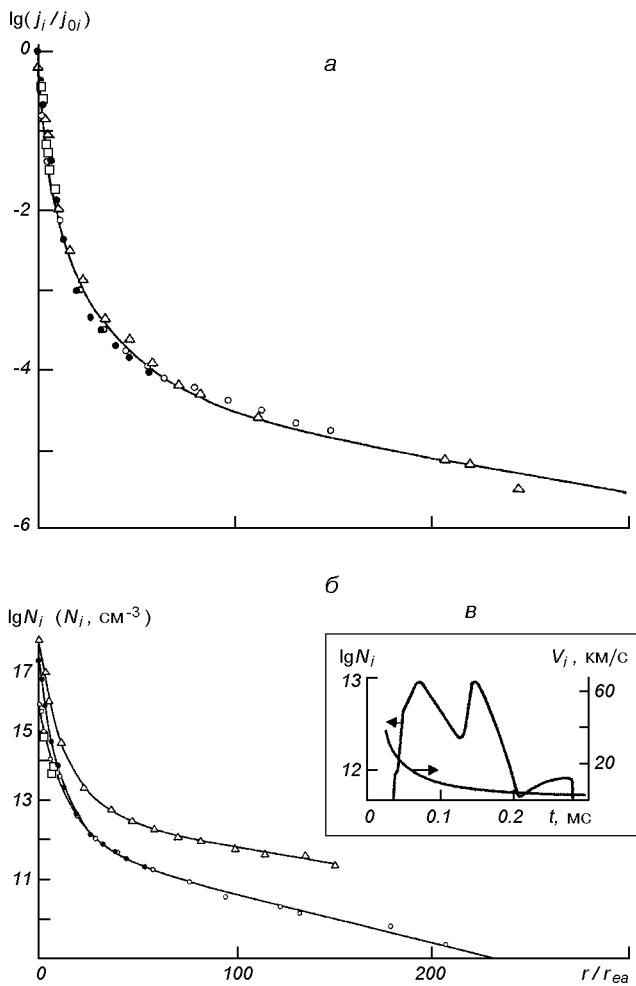


Рис. 6. Распределение нормированной плотности максимума ионного тока на зонд (а) и концентрации заряженных частиц (б) вдоль оси трассы расширения плазмоида в вакууме: точки — ИПД-1, кружки — ИПД-2, треугольники — ИПД-3, квадратики — измерения [18], кривая — аппроксимация. Фрагмент в — распределение концентрации N_i и массовой скорости V_i на расстоянии $r/r_{e3} \approx 75$ от среза ИПД-3

рис. 6, а ($j_{0i} = eN_{0i}U_{0i}$ — плотность тока насыщения на зонд, N_{0i} — концентрация ионов, U_{0i} — скорость ионов на срезе ИПД). Точки соответствуют ИПД-1, кружки характеризуют осевое распределение ионного тока в струе ИПД-2, треугольники — ИПД-3 («Ариэль»), квадратики — измерения [18] (трафлон, $r_{e4} \approx 23$ мм), кривая — аппроксимация

$$j_i/j_{0i} = \left[\xi + (1 - \xi) \exp\left(-\frac{r/r_{ea}}{\eta}\right) \right] \frac{A_\alpha(\theta, r/r_{ea})}{(1 + r^2/r_{ea}^2)}, \quad (6)$$

где $\xi = 0.31$, $\eta \approx 23.0$, $A_\alpha(\theta = 0, r/r_{ea}) = 1$, $\alpha = 1, 2, 3$.

Угловые распределения плотности ионного тока в струе ИПД-1, -3 $j_i(\theta, r/r_{ea})/j_{0i}$ с погрешностью 5 % аппроксимируют функции

$$A_1\left(\theta, \frac{r}{r_{ea}}\right) = \exp\left[-a_1\left(\frac{r}{r_{ea}}\right)\theta^2\right] + \frac{0.007}{1 + 6 \cdot 10^{-6}(\theta - 50)^4} - 1.818 \cdot 10^{-4},$$

$$a_1\left(\frac{r}{r_{ea}}\right) = 0.0011 + 1.625\left(\frac{r}{r_{ea}} - 30\right)^2 \left[1 \cdot 10^6 + \left(\frac{r}{r_{ea}} - 30\right)^4\right]^{-1}$$

— для ИПД-1 и

$$A_3\left(\theta, \frac{r}{r_{ea}}\right) = \exp\left[-a_3\left(\frac{r}{r_{ea}}\right)\theta^2\right] + \frac{0.007}{1 + 6 \cdot 10^{-5}(\theta - 50)^4} - 1.862 \cdot 10^{-5},$$

$$a_3\left(\frac{r}{r_{ea}}\right) = 8.3 \cdot 10^{-4} + 2.8\left(\frac{r}{r_{ea}} - 30\right)^2 \left[1 \cdot 10^6 + 0.8\left(\frac{r}{r_{ea}} - 30\right)^4\right]^{-1}$$

— для ИПД-3.

Изменение концентрации ионов в осевом направлении расширения плазменных образований в вакуум иллюстрируют зависимости $N_i(r/r_{ea})$ рис. 6, б. Кривые 1, 2, 3 — ИПД-1, -2, -3, крестики — данные [18]. Распределения концентрации N_i и массовой скорости V_i в плазмоиде на расстоянии $r/r_{e3} \approx 75$ от среза ИПД-3 («Ариэль») показаны на фрагменте рис. 6, в.

Влияние конструктивных различий ИПД-1, -2 проявляется на начальном участке зависимостей $N_i(r/r_{ea})$. Наличие точки сопряжения ($r/r_{ea} \approx 23.0$) и слияние кривых при $r/r_{ea} \geq 23$ свидетельствует об идентичности процессов и механизмов расширения плазмоидов, инжектируемых ИПД-1, -2 с фотопластом-4 в качестве рабочего тела. Наличие области «перестройки» структуры плазмоида, характеризуемое параметром $r/r_{ea} \approx 23.0$, подтверждают и результаты СВЧ-диагностики — изменение формы и структуры огибающих отраженных от плазмоидов СВЧ-сигналов для диапазона зондирующих электромагнитных волн с $\lambda = 3, 4, 5.5$ и 6 см (λ — длина зондирующей волны) [16].

Для кривой зависимости $T_e(r/r_{ea})/T_{0e}$ (рис. 7) точка $r/r_{ea} \approx 23.0$ соответствует началу области стабилизации спада температуры электронов T_e

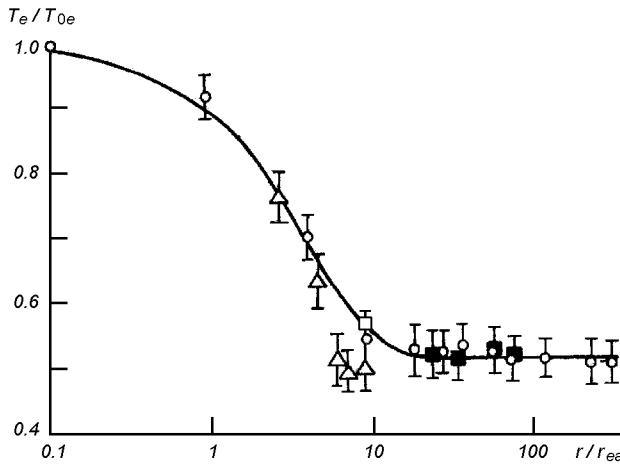


Рис. 7. Распределение температуры электронов вдоль трассы расширения плазмоида: кружки — ИПД-2, треугольники — данные работы [18], темные квадратики — ИПД-3, светлый квадратик — данные работы [19], кривая — аппроксимация

при истечении импульсной плазмы в вакуум, характеризующей изменение режима расширения плазмы. Кружки относятся к ИПД-2, треугольники — данные работы [18], темные квадратики — ИПД-3, светлый квадратик — данные работы [19], кривая — аппроксимация

$$T_e(r/r_{ea})/T_{0e} = a + (1 - a)\exp\left(-\frac{r/r_{ea}}{b}\right) \quad (7)$$

при $a \approx 0.51$, $b = 4.0$, T_{0e} — температура на срезе ускорителя.

С изменением режима расширения импульсной плазмы в вакуум связано и изменение характера зависимостей $V_i(r/r_{ea})/V_{0i}$, измеренных в плазмоидах ИПД-1 (рис. 8, а, кривая 1) и ИПД-3 (кривая 2). Здесь $r/r_{ea} \approx 23.0$ соответствует началу откло-

нения от линейного участка зависимости $V_i(r/r_{ea})/V_{0i}$ (V_{0i} — среднемассовая скорость плазмоида на срезе ИПД). На рис. 8, а приведены усредненные результаты зависимости V_i/V_{0i} , полученные времяяпролетным методом, по импульсу зондового тока, ионному току насыщения вольт-амперной характеристики одиночного зонда Ленгмюра и по эффекту Доплера. Видно, что величина среднемассовой скорости плазмоида, найденная по времени запаздывания сигнала с пояса Роговского, в пределах погрешности $\pm 2.5\%$ согласуется с результатами измерений скорости по эффекту Доплера.

На начальном участке трассы наблюдается непрерывное ускорение плазмоида. Согласно существующим представлениям ускорение импульсной плазмы при расширении в вакуум обусловлено амбиполярной диффузией. На фронте плазмоида электроны, опережая ионы на длине порядка дебаевского радиуса, за счет электрического поля увлекают за собой ионы. В результате средние скорости ионов в направлении движения плазмы выравниваются (амбиполярное ускорение). Для реализации амбиполярного ускорения необходимо наличие совместного движения ионов и электронов с равными скоростями дрейфа при равных концентрациях разнополярных заряженных частиц [7, 12].

Результаты зондовых измерений, подобие структур осцилограмм ионного и электронного токов, их одинаковое положение во времени свидетельствуют о выполнении условия квазинейтральности в плазмоидах и равенстве средних скоростей поступательного движения ионов и электронов при расширении плазменного образования в вакуум.

Непрерывное ускорение возможно, если энергия электронов, переданная ускоряемым ионам, восполняется за счет притока электронного тепла из разрядного канала ускорителя. Это проявляется особенно наглядно, когда плазменное образование

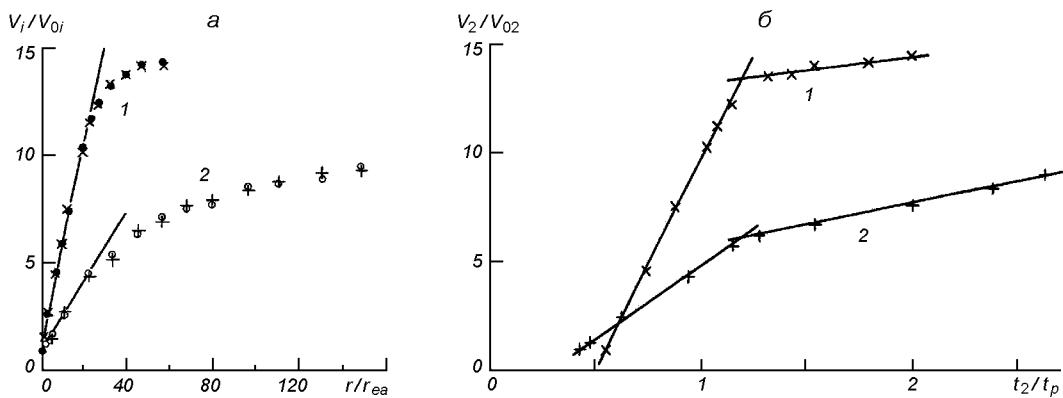


Рис. 8. Пространственно-временные зависимости скорости ионов плазмоида: 1 — ИПД-1, 2 — ИПД-3

состоит из нескольких сгустков, движущихся с разными скоростями. Примером может служить плазмоид, структура которого показана на рис. 6, в (зависимость $N_i(t)$).

Непрерывное ускорение плазмоида наблюдается в течение некоторого времени и после прекращения основного разряда, когда $I_p = 0$ и $U_p = 0$. Согласно представлениям [18] это обусловлено существованием замкнутых токовых конфигураций, имеющих вид овалов, вложенных друг в друга, вытянутых вдоль электродов и замкнутых по азимуту. Наличие замкнутых токовых петель регистрируется поясом Роговского. Наиболее наглядно эффект непрерывного ускорения после прекращения основного разряда проявляется для медленных сгустков (групп ионов). Для ИПД-1, -3 линейный участок зависимости среднемассовой скорости второго (медленного) сгустка плазмоида $V_2(t_2/t_p)/V_{02}$ (рис. 8, б) свидетельствует о том, что процесс непрерывного ускорения продолжается до $t_2/t_p \approx 1.15...1.20$. Здесь t_p — время длительности основного разряда, V_2 — среднемассовая скорость второго (медленного) сгустка плазмоида, зависимость 1 соответствует ИПД-1, 2 — ИПД-3.

Динамику и структуру плазмоида, расширяющегося в вакуум, характеризуют две последовательные стадии: механизмы эффективного джоулева нагрева плазмоида на начальном участке трассы и бесстолкновительного разлета [8, 14]. На зависимости $V_2(t_2/t_p)/V_{02}$ (кривые 1, 2 рис. 8, б) эти стадии представлены двумя пересекающимися прямыми. Условие эффективного джоулева (теплового) ускорения определяется соотношением $\tau_r \leq t_0 \approx l_p/V_{0i}$, которое хорошо выполняется в системах с плазмой высокой плотности при невысокой скорости истечения V_{0i} . Бесстолкновительное расширение реализуется при $t_0 \ll \tau_r$. Здесь t_0 — пролетное время, l_p — длина канала ускорения ИПД, τ_r — время релаксации ($\tau_r \approx \tau_{ei}$), τ_{ei} — время электрон-ионных столкновений [12].

Для ИПД с тефлоном, фторопластом-4 в качестве рабочего тела в составе плазмоида преобладают ионы с массовыми числами 31, 50 и 69 — CF, CF₂ и CF₃ соответственно (масс-спектограмма работы [18]). По результатам зондовых измерений данной работы среднее массовое число ионов плазмоида $A_i \approx 53$. Для плазмоидов ИПД-3 (рабочее тело BaCl₂ с полиуретаном в качестве связующего) принято $A_i > 140$. Оценки значений τ_{ei} , соответствующих N_i и T_e , измеренным на расстоянии $r_* \approx 23.0$ от среза ускорителя, свидетельствуют, что для плазмоидов ИПД-1, -2, -3 выполняется условие

$t_0 < \tau_{r_*}$ ($\tau_{r_*} = \tau_{ei}(r_*)$). Значение параметра $r_* \approx 23.0 \pm 0.5$ является граничным, характеризующим окончание стадии джоулева (теплового) ускорения и начало стадии бесстолкновительного разлета плазмоида, инжектируемого ИПД в вакуум.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Получены приближенные модели пространственного распределения параметров стационарных и импульсных струй газа и плазмы — продуктов выхлопа двигателей космических аппаратов. Показано, что модели струй, инжектируемых газореактивными и плазменными двигателями, адекватны численному и физическому экспериментам. Динамику и структуру плазменных струй импульсных ДУ при расширении в вакуум характеризуют две последовательные стадии, два режима истечения: механизм джоулева (теплового) нагрева электронов с амбиполярным ускорением ионов на начальном участке трассы и режим бесстолкновительного разлета с ускорением заряженных частиц самосогласованным полем разреженной плазмы. Модели позволяют в реальной физической ситуации определять структуру, распределение плазмогазодинамических параметров, потоки газа, плазмы и зарядов на внешние поверхности и преграды, оценивать динамическое (силовое и тепловое) воздействие струй — продуктов выхлопа ДУ на элементы конструкций КА.

1. Авдуевский В. С., Ашратов Э. Я., Иванов А. В., Пирумов У. Г. Сверхзвуковые изобарические струи газа. — М: Машиностроение, 1985.—248 с.
2. Авдюшин С. И., Подгорный И. М., Попов Г. А. и др. Использование плазменных ускорителей для изучения физических процессов в космосе // Плазменные ускорители и ионные инжекторы. — М: Наука, 1984.—С. 232—250.
3. Аверенкова Г. И., Ашратов Э. Я., Волконская Т. Г. и др. Сверхзвуковые струи идеального газа. — М.: МГУ, 1970.—Ч. 1.—714 с.
4. Александров В. А., Козубский К. Н., Масленников Н. А. и др. Создание и испытание импульсного плазменного ускорителя — источника плазмы для проведения активных экспериментов в околоземном космическом пространстве // Источники и ускорители плазмы. — Харьков: ХАИ, 1980.—Вып. 4.—С. 68—75.
5. Антохин В. М., Балашов Ю. П., Герасим Ю. И. и др. Исследования на модели обтекания космического корабля «Аполлон» // Механика жидкости и газа.—1977.—№ 5.—С. 124—133.
6. Асхабов С. Н., Бургасов М. П., Веселовзоров А. Н. и др. Исследования струи стационарного плазменного ускорителя с замкнутым дрейфом электронов (УЗДП) // Физика плазмы.—1981.—7, № 1.—С. 225—230.
7. Грановский В. Л. Электрический ток в газе. — М: Гостехиздат, 1952.—432 с.

8. Гришин С. Д., Лесков Л. В. Электрические ракетные двигатели космических аппаратов. — М: Машиностроение, 1989.—216 с.
9. Дулов В. Г., Лукьянов Г. А. Газодинамика процессов истечения. — Новосибирск: Наука, 1984.—234 с.
10. Лукьянов Г. А. Сверхзвуковые струи плазмы. — Л.: Машиностроение, 1985.—264 с.
11. Мейер Э., Хермел Дж., Роджерс А. В. Потеря тяги за счет взаимодействия выхлопной струи с элементами конструкций орбитального летательного аппарата // Аэрокосмическая техника.—1987.—№ 8.—С. 118—126.
12. Райзер Ю. П. Физика газового разряда. — М: Наука, 1987.—592 с.
13. Робертс Л., Саут Дж. Замечания по поводу расчета поля выхлопной струи и соударения с поверхностью // Ракетная техника и космонавтика.—1964.—2, № 2.—С. 238—240.
14. Чугов Ю. И., Кравченко А. Ю. Влияние дополнительного охлаждения и нагрева электронов на разлет плазменных сгустков в вакуум // Физика плазмы.—1983.—9, № 3.—С. 655—658.
15. Шувалов В. А., Левкович О. А., Коцубей Г. С. Приближенные модели истечения сверхзвуковой струи газа в вакуум // Прикладная механика и техническая физика.—2001.—42, № 2.—С. 62—67.
16. Шувалов В. А., Чурилов А. Е., Быстрицкий М. Г. Диагностика потоков импульсной плазмы зондовым, СВЧ- и фотометрическим методами // Теплофизика высоких температур.—2000.—38, № 6.—С. 877—881.
17. Boyd I. D. Review of hall thruster plume modeling // J. Spacecraft and Rockets.—2001.—38, N 3.—P. 381—387.
18. Eckman R., Byrue L., Gatsonis N. A., et al. Triple Langmuir probe measurements in the plume of a pulsed plasma thruster // J. Propulsion and Power.—2001.—17, N 4.—P. 762—771.
19. Gatsonis N. C., Eckman R., Yin X., et al. Experimental investigations and numerical modeling of pulsed plasma thruster plumes // J. Spacecraft and Rockets.—2001.—38, N 3.—P. 454—463.
20. Taimar M., Gonzalez J., Hilgers A. Modeling of spacecraft — environment interations on SMART1 // J. Spacecraft and Rockets.—2001.—38, N 3.—P. 393—399.
21. Van Gilder D. B., Boyd I. D., Keidar M. Particle simulations of a hall thruster plume // J. Spacecraft and Rockets.—2000.—37, N 1.—P. 129—136.

THE PLUME-FLOWS STRUCTURE OF SPACECRAFT THRUSTERS

V. A. Shuvalov, G. S. Kochubei, D. N. Lazuchenkov

Approximate models of plume-flows of spacecraft thrusters are formulated. The models are adequate to numerical simulations and to results of physical experiments.

УДК 629.78.017

В. М. Батуркін

Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут», Київ

Системи терморегулювання електронних блоків космічної апаратури

Надійшла до редакції 07.05.03

Приведено результати розробки та дослідження системи терморегулювання електронного блока з використанням теплової труби змінного термічного опору.

Системи терморегулювання тепловидільних електронних блоків космічної апаратури можуть базуватися на різних принципах компенсації внутрішніх та зовнішніх збурень. Це системи: підігрівні, охолоджувальні, із змінним значенням площин поверхні випромінювання, із змінними витратами охолоджуючого теплоносія та ін. [2, 5, 7, 8]

Дані, наведені в роботах [3, 4], свідчать про можливість і успішне використання для терморегулювання об'єктів теплових труб змінного термічного опору, зокрема газонаповнених теплових труб.

Для вказаних систем регулювання температури здійснюється шляхом автономної зміни термічного опору між пристроєм, що термостатується, та навколошнім середовищем.

Системи терморегулювання (СТР) на основі гарогульованих теплових труб (ГРТТ) мають дуже цінні для використання у космічній техніці якості: автономність, надійність, незначні витрати енергії, можливості забезпечувати високу точність термостабілізації. У зв'язку з цим створення таких систем для наукової космічної апаратури дуже актуальнє. Тут приводяться результати розробки та дослідження системи терморегулювання на основі ГРТТ для електронного блока.

При розробці СТР використано такі вихідні дані:

- електронний блок повинен мати розміри не більш ніж $360 \times 240 \times 155$ мм;
- теплова труба може кріпитися тільки на одній із його граней;
- безпосередньо СТР повинна бути легко знімною і повністю автономною, повинна дозволяти

- проводити настройку елементів блока;
- радіаційна поверхня СТР не повинна виступати за габаритні розміри блока і мінімально збільшувати один із його габаритів;
- рівень температури грані, що стабілізується, становить 30 ± 4 °C;
- внутрішні теплові збурення виражуються у зміні теплового потоку, який виділяється елементами, у діапазоні 1.5—13 Вт, температури посадочних місць у межах $-20...+50$ °C і внаслідок цього у зміні теплопропливів по кріпильних елементах та провідниках;
- зовнішні збурення визначаються попаданням на корпус блока і СТР прямого та відбитого сонячного потоку і власного земного випромінювання;
- передбачувана орбіта об'єкту навколо Землі має найгірші умови з точки зору опромінювання радіаційної поверхні СТР, нормаль до площини радіатора збігається з вектором швидкості руху об'єкту на орбіті, на ділянці орбіти є нормальні падіння сонячних променів на радіатор, тривалість обертання 1.5 год;
- конструкція СТР повинна функціонувати не тільки при циклічних зовнішніх збуреннях, але і при їхніх стаціонарних значеннях.

Відповідно до вищевказаних вимог до СТР, що компонується разом з електронним блоком, з урахуванням конструкції електронних плат були розглянуті різні варіанти. Найбільш вдалою виявилася конструкція СТР, яка встановлена на одній із кришок блока (рис. 1).

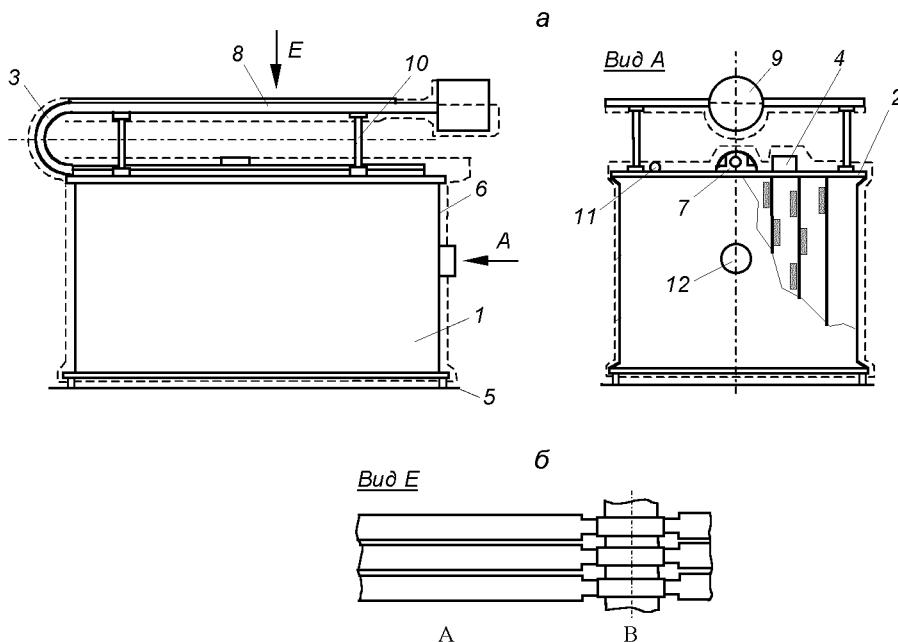


Рис. 1. Конструкція СТР з використанням теплової труби змінного термічного опору: а — конструкція СТР, яка встановлена на одній із кришок блока: 1 — електронний блок, 2 — знімає панель блока з СТР, 3 — газорегульована теплова труба, 4 — малогабаритний регулятор температури балона, 5 — низькотеплопровідні опори кріплення блока до посадочного місця, 6 — екранино-вакуумна теплоізоляція (показана штриховою лінією), 7 — зона тепlopідводу теплової труби, 8 — зона конденсації (радіатор — випромінювач), 9 — балон з газом, що не конденсується, 10 — низькотеплопровідні стійки кріплення радіатора, 11 — роз'єднувач СТР, 12 — роз'єднувач блока; А, В — зони з різною ширинкою елемента; б — фрагмент радіатора;

Електронний блок 1 має легкознімну верхню панель 2, на якій змонтована уся система терморегулювання. СТР складається із таких частин: ГРТТ 3 і електронного малогабаритного регулятора 4. Для зменшення впливу змінної температури посадочних місць використано низькотеплопровідні опори (текстолітова шайба і титанова стяжка). Теплообмін з оточуючим середовищем суттєво зменшений за рахунок використання високоефективної екранино-вакуумної теплоізоляції 6 (EBTI), яка закриває зовнішню поверхню блока. З'єднання блока з іншим обладнанням здійснюється роз'єднувачем 12. Забезпечення ізотермічності розподілених у об'ємі блока елементів, що термостатуються, досягається раціональним розміщенням їх на пластих і прийняттям заходів зі зменшення термічних опорів з панеллю 2. Теплова труба 3 має U-образну форму, яка дозволяє зменшити габарити СТР. З'єднання зони тепlopідводу 7 і зони конденсації 8 виконано у вигляді півколоа із середнім радіусом 30 мм. Конструкція ГРТТ має покритий капілярною структурою балон, з'єднаний із зоною конден-

сації, довжиною 39 мм. З'єднання СТР із зовнішніми системами здійснюється роз'єднувачем 11.

Принцип функціонування системи такий. Теплова енергія $Q_{бл}$, яка виділяється в об'ємі блока, підводиться до зони нагріву. ГРТТ транспортує тепло до зони радіатора 8, який випромінює її в оточуюче середовище. Зміна балансу теплоти у системі приводить до зміщення границі розділу «пара—газ» по довжині радіатора і зміна ефективної поверхні теплоскидання [4]. Термічний опір усієї системи встановлюється на такому рівні, який забезпечує баланс теплової енергії у блокі.

При розробці конструкції був проведений аналіз теплового режиму блока та елементів СТР, який дозволив уточнити вимоги до конструкції. На рис. 2 представлена приблизна схема термічних опорів для електронного блока з СТР; складові балансу теплоти блока; розрахунок точності регулювання Δt_n , яка забезпечується ГРТТ та схема перерізу зони нагріву (C, t, Q, V — теплоємність, температура, тепловий потік, об'єм; R — термічний опір між елементами). Прийнято, що температура блока

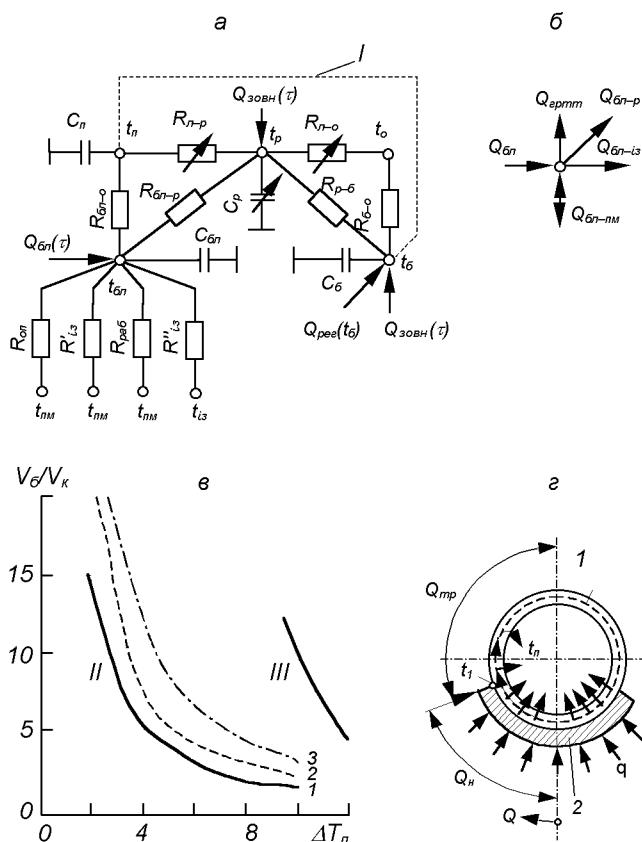


Рис. 2. До аналізу теплового режиму блока і елементів СТР: а — схема термічних опорів електронного блока з СТР (І — з'язок по балансу маси газу); б — складові балансу теплоти блока; в — розрахунки точності регулювання, яка забезпечується ГРТТ (І — метанол, 2 — ацетон, 3 — аміак; ІІ — $t_{\text{б},\min} = -1^{\circ}\text{C}$, $t_{\text{б},\max} = 1^{\circ}\text{C}$, $t_{\text{р},\min} = -40^{\circ}\text{C}$, $t_{\text{р},\max} = 24^{\circ}\text{C}$; ІІІ — робота СТР без регулятора); г — схема перерізу зони нагрівання (1 — корпус, структура; 2 — фланець)

$t_{\text{бл}}$ однаюва по об'єму. Тепловий баланс блока визначається такими складовими: відтоками (притоками) тепла $Q_{\text{бл-pm}}$ до посадочного місця по опорах, через ЕВТІ, по кабелях, відтоками $Q_{\text{бл-is}}$ через бокову поверхню ЕВТІ, відтоками до радіатора ГРТТ $Q_{\text{бл-p}}$ через ЕВТІ і по стійках; відводом тепла $Q_{\text{ГРТТ}}$ по ГРТТ. Баланс теплоти блока має вигляд (рис. 2, б):

$$Q_{\text{бл}} = Q_{\text{ГРТТ}} \pm Q_{\text{бл-pm}} + Q_{\text{бл-is}} + Q_{\text{бл-p}}.$$

Оцінка величин складових балансу показує, що найбільш суттєвий вплив на температурний режим блока вони спрямлюють при $t_{\text{pm}} = -20^{\circ}\text{C}$. В цьому випадку при малих $Q_{\text{бл}}$ (1...3 Вт) відтоки теплоти можуть перевищувати внутрішнє тепловиділення, і

величина $t_{\text{бл}}$ зменшується, тобто режим стабілізації порушується. Для режиму $t_{\text{pm}} = +50^{\circ}\text{C}$ баланс теплоти зберігається і при малих $Q_{\text{бл}}$, бо $Q_{\text{бл-is}}$ та $Q_{\text{бл-p}}$ невеликі порівняно з $Q_{\text{бл-pm}}$.

Коливання температури блока $t_{\text{бл}}$ залежить від таких величин:

$$t_{\text{бл}} = t_{\text{п}} + Q_{\text{ГРТТ}} R_{\text{бл-pm}},$$

$$\Delta t_{\text{бл}} = \Delta t_{\text{п}} + \Delta Q_{\text{ГРТТ}} R_{\text{бл-pm}},$$

де $\Delta t_{\text{п}}$ — зміна температури пари при компенсації можливих збурень, $\Delta Q_{\text{ГРТТ}}$ — коливання потужності, що передається ГРТТ.

Комплекс $\Delta t_{\text{п}}$ визначається як конструкцією ГРТТ, так і впливом зовнішніх збурень, величина $R_{\text{бл-pm}}$ повинна бути по можливості меншою.

На основі методики [1] визначені величини $\Delta t_{\text{п}}$ як функції потрібного відношення об'єму парового простору балона V_b до об'єму парового простору конденсатора V_k для різних теплоносіїв. Розрахунок проведено для конструкції ГРТТ з балоном, покритим капілярною структурою, у двох режимах — із стабілізацією температури балона і без неї. Інші конструкції ГРТТ — з балоном без структури, змінним об'ємом балона та ін. [1, 3] — використовувати у даній СТР нераціонально.

Величини крайніх можливих значень температур радіатора і балона $t_{\text{p},\min}$, $t_{\text{p},\max}$, $t_{\text{б},\min}$, $t_{\text{б},\max}$ визначаються за результатами чисельного аналізу впливу зовнішніх променістих потоків $Q_{\text{зовн}}(\tau)$ на температурний режим радіатора і балона, які отримані при рішенні рівнянь виду

$$Q_{\text{per}}(t_6) + Q_{\text{зовн}}(\varepsilon, \tau) = C \frac{dt}{d\tau} + \varepsilon \sigma F [(t + 273)^4 - (t_0 + 273)^4],$$

де τ — час, ε — ступінь чорноти елемента конструкції, Q_{per} — потужність, яка підведена від регулятора (для балона), F — площа поверхні.

Із рис. 2, в випливає, що найкращим робочим тілом є метанол. Відношення V_b/V_k лежить у діапазоні 5...15.

У випадку виходу із ладу регулятора величина коливань $t_{\text{б}}$ суттєво збільшується, і схема буде функціонувати з меншою точністю регулювання.

Величини $R_{\text{бл-pm}}$, а також $R_{\text{п-p}}$ залежать від площи контакту елементів, що підводять тепло (фланців, ребер, та ін.), з корпусом ГРТТ. Для вибраної конструкції виникає задача розрахунку температурного поля по периметру корпусу ГРТТ при різних способах з'єднання корпусу і фланця (рис. 2, г).

Підвід (відвід) тепла до корпусу ГРТТ здійснюється на частині периметра корпусу довжиною $2d\theta_h/2$, де d — середній діаметр конструкції. Тепловий потік частково у результаті теплопровідності по корпусу (фланцу) поширяється до зони $\theta_h \leq \theta \leq \theta_h + \theta_{tp}$, а інша частина тепла у процесі пароутворення відається у парове середовище. Для реальних конструкцій звичайно найбільше розповсюдженій односторонній підвід тепла, тобто $\theta_h = \pi/2$. Тому для ефективного використання другої половини периметра корпусу необхідно спеціально проектувати профіль фланца так, щоб різниця $t - t_h$ була мінімальною. На основі рішення одновимірних диференційних рівнянь балансу теплоти отримано рішення у зонах і середня температура t на ділянці $0 \leq \theta \leq \theta_h$:

$$\bar{t} - t_h = qR_h + (t_1 - t_h - qR_h)\operatorname{th}(f_h\theta d)/(f_h\theta_h d), \quad (1)$$

$$t_1 - t_h = qR_h [1 + A_{tp}f_{tp}\operatorname{th}(f_{tp}\theta_{tp}d) / (A_h f_h \operatorname{th}(f_h\theta_h d))]^{-1}, \quad (2)$$

де $q = Q_{ГРТТ}/(2\theta_h d)$; $R_h = 1/(\alpha_h L_h)$; $R_{tp} = 1/(\alpha_{tp} L_h)$; $A = \sum_{i=1}^3 (\lambda_i \delta_i) L_h$; $f = (AR)^{-0.5}$, L_h — довжина зони тепlopідводу; λ_i — теплопровідність матеріалу корпусу, фланца і т. п.; δ_i — товщина стінки корпусу, фланца і т. п.; α_{tp} — коефіцієнт теплопередачі від корпусу труби до пари у зоні.

Розрахунок по (1), (2) показав, що для корпусів, що використовуються, і капілярних структур із нержавіючої сталі фланець повинен мати контакт з корпусом на куті π . Товщина дюралевих фланців у зоні $\theta_h \leq \theta \leq \theta_h + \theta_{tp}$, повинна бути не меншою, ніж 1 мм.

Аналогічно отримані розрахункові вирази і вимоги для елементів у зоні тепlopідводу теплових опорів.

Розглядаючи далі схему (рис. 2, a), необхідно конкретизувати умови роботи СТР у залежності від величини зовнішнього теплового потоку. При проектуванні отримано залежності $Q_{зовн}(\tau)$ для руху об'єкта по орбіті навколо Землі з урахуванням усіх основних складових.

Аналіз показав, що максимальна величина поглиненого потоку $q_{пог}$ при коефіцієнті поглинання сонячного випромінювання $\alpha_c = 0.4$, $\varepsilon = 0.85$ складає $700 \text{ Вт}/\text{м}^2$, а при $\alpha_c = 0.2$, $\varepsilon = 0.85 - 370 \text{ Вт}/\text{м}^2$. Для забезпечення стаціонарної роботи радіатора необхідно, щоб

$$Q_{ГРТТ} + q_{пог}F_p < \varepsilon\sigma F_p [(t_p + 273)^4 - (t_o + 273)^4]\eta_p,$$

де η_p — ефективність радіатора.

Для умов $Q_{ГРТТ} = 13 \text{ Вт}$ і $q_{пог} = 700 \text{ Вт}/\text{м}^2$, $\eta_p = 0.95$ температура радіатора площею 0.075 м^2 при односторонньому стаціонарному відвіді складає $+90^\circ\text{C}$ і $+50^\circ\text{C}$ — при $q_{пог} = 370 \text{ Вт}/\text{м}^2$. Тому реалізація термостатування на рівні $+30^\circ\text{C}$ у стаціонарному режимі при гірших умовах на гарячих точках орбіти технічно суттєво ускладнена, тому що потребує досягнення малих значень α_c і конструювання радіаторів великих розмірів. Зважаючи на те, що об'єкт знаходиться у гірших умовах опромінення Сонцем обмежений час, можливі два режими функціонування СТР у залежності від характеристик радіатора.

Для величин $\alpha_c > 0.3...0.4$ термостатування може здійснюватися з порушенням нормального режиму роботи ГРТТ (довжина газової пробки дорівнює 0) і переміщенням фронту у балон з газом. Температура радіатора і балона перевищує на деякий час номінальний рівень на $10-30^\circ\text{C}$. Температура блока також на певних ділянках орбіти буде зростати на $10-15^\circ\text{C}$, якщо не використовувати пристрої, які акумулюють тепло.

Для $\alpha_c < 0.2-0.25$ можна організувати нормальнє функціонування ГРТТ (фронт знаходиться у зоні конденсації) практично на всіх ділянках орбіти і стабілізацію температури блока у межах встановленої точності.

Розглянуті вище зауваження враховано у конструкції СТР. Елементи СТР мають таку конструкцію. Зону тепlopідводу 7 (рис. 1) виконано у вигляді фланца з фрезованим пазом. Після покриття поверхні паза нікелем у нього впається циліндричний корпус (діаметром 10 мм) теплової труби. Фланець через теплопровідну прокладку кріпиться до панелі 2.

Зона конденсації 8 складається із секційного радіатора-випромінювача, який припається до поверхні корпусу теплової труби. Радіатор має дві зони з різною ширину елементів. У зоні А ширина елементів — 5 мм, у зоні В — 3 мм, відстань між елементами всюди 0.5 мм. Для забезпечення найменшого перепаду температур між корпусом і елементами радіатора забезпечено їхній контакт на 90 % периметра корпусу теплової труби.

Розрахунок радіаційної поверхні проведено за допомогою аналітичної моделі, яка дозволяє отримати розподіл температур на кожному дискретному елементі при різних положеннях границі розділу «пара—газ».

Балон для газу, що не конденсується, виконано у вигляді пустотілого циліндра. З'єднання балона з корпусом виконується аргонно-дуговим зварюванням. Корпус ГРТТ (трубка діаметром 10 мм із стінкою 0.4 мм), корпус балона, герметизуючі де-

нця і капілярно-пориста структура виконані із нержавіючої сталі 12Х18Н9Т. Через різну форму капілярно-пористої структури у зонах і значну довжину ГРТТ корпус і структура виготовлені із двох частин, з'єднаних у місці переходу зони транспорту у зону конденсації.

Пориста структура, що використовувалася, — металоволокниста. Розрахунок характеристик структури по зонах проводився по методиці [6] з урахуванням величини теплового потоку $Q_{\text{ГРТТ}} = 20 \text{ Вт}$, і використання метанолу як робочого тіла. Конструкція капілярно-пористої металоволокнистої структури у зонах мала такі параметри. У зоні тепlopідводу по всій її довжині встановлені кільцева капілярна структура товщиною 0.5 мм і центральна артерія прямокутної форми товщиною 3.5 мм. У транспортній зоні структура має кільцеву форму товщиною 2 мм. У зоні конденсації форма структури була такою ж, як і у зоні нагрівання, але товщина артерії становила 2.7 мм. Пориста артерія, крім основної функції, виконувала роль вставки, яка зменшувала об'єм парового простору у конденсаторі, і отже, збільшувала відношення V_b/V_k . У з'єднувальній трубці і балоні товщина структури становила 0.5 мм. Пористість усіх капілярних елементів вибрана рівною 85 %.

Для забезпечення потребних оптических характеристик радіатора і балона поверхні покриті емаллю АК-573 з величиною $\epsilon = 0.85$.

Малогабаритний регулятор температури балона дозволяв подавати на електричний нагрівач, встановлений на боковій циліндричній поверхні балона, потужність до 2 Вт. Живлення регулятора проводилося від бортової мережі з напругою 10—20 В. Стабільність параметрів регулятора забезпечувалася постійним температурним режимом у місці установки його на панелі СТР.

Конструкція СТР виготовлена і підготовлена до випробувань як у складі блока, так і автономно. Комплекс випробувань включав дослідження при нормальніх умовах, термовакуумні і механічні випробування.

Для проведення теплових випробувань конструкцію СТР було дороблено. Температурне поле вимірювалося мідь-константановими датчиками, встановленими на панелі 2 (датчики № 1, 2), у транспортній зоні (№ 3), на дискретних елементах радіатора у зоні А (№ 4—10) і у зоні В (№ 11—13), а також на балоні (№ 14).

Імітація збурень, які сприймає СТР, здійснювалася таким чином. Температура посадочних місць задавалася по прийнятій програмі у діапазоні $-20...+50^{\circ}\text{C}$ за допомогою розподіленого нагрівача, встановленого на посадочному місці, і регулятора

температури «Ера-М». Точність підтримання $t_{\text{пм}}$ складала 1°C з нерівномірністю по площині кріплення блока 0.5°C . Зовнішні теплові потоки, які потрапляють на бокові стінки блока, не імітувалися у зв'язку з досить великим тепловим опором шару ЕВТІ навколо блока. Вплив променістих потоків, що потрапляють на радіатор і балон з газом, імітувався електричними нагрівачами, розміщеними по поверхні радіатора з боку, який не випромінює, і на балоні під шаром оптичного покриття. Використаний спосіб імітації характеризується простотою реалізації, дозволяє достатньо точно (при наявності теплоізоляції) підводити заданий тепловий потік, еквівалентний поглиненому покриттям в реальних умовах з різним α_c . Недоліком є неможливість оцінки у експерименті реального значення α_c , величину якого потрібно визначати додатково.

Установки для дослідження конструкції у нормальніх умовах і вакуумі мали системи незалежного підводу і вимірювання електричної потужності для усіх електрообігрівальних елементів, системи вимірювання і фіксації показань датчиком температури, систему охолодження радіаційної поверхні. При випробуваннях у нормальніх умовах охолодження здійснювалося природною конвекцією повітря від вертикально розташованого радіатора (вісь ГРТТ горизонтальна). Для зменшення тепловідтоків використовувалася ізоляція на основі базальтових волокон. Ці випробування проводилися для перевірки правильності заповнення ГРТТ газом, що не конденсується, і аналізу термічних опорів конструкції. При дослідженнях в умовах вакуумної камери скидання тепла здійснювалося на охолоджену рідким азотом плоску панель, встановлену паралельно радіатору. Аналіз умов тепловідводу у вакуумній камері показує, що отримані в експерименті дані повинні уточнюватися через відмінність температур теплоскидання і способу тепловідводу від реального (у космічному просторі випромінювання здійснюється у півсферу, а у камері — в плоску щілину). Відношення потоків, які відводяться радіатором, для умов моделювання Q_{mod} і реального функціонування $Q_{\text{реал}}$ може визначатися залежністю

$$\frac{Q_{\text{mod}}}{Q_{\text{реал}}} = \frac{\varepsilon_{\text{пр}}(T_p^4 - T_e^4)\varphi_{p-e}}{\varepsilon_p(T_p^4 - T_o^4)},$$

де $\varepsilon_{\text{пр}} = f(\varepsilon_p, \varepsilon_e)$ — приведений ступінь чорноти системи радіатор — екран; ε_p — ступінь чорноти радіатора; ε_e — ступінь чорноти екрана; φ_{p-e} — кутовий коефіцієнт для системи радіатор — екран; T_p — температура радіатора; T_e — температура екрана; T_o — температура простору.

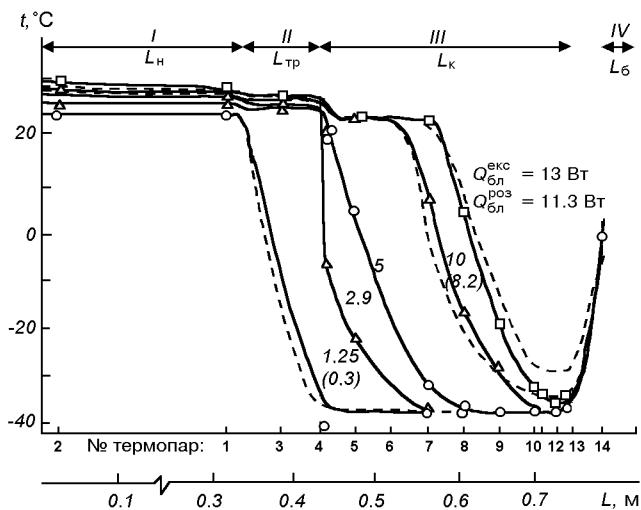


Рис. 3. Розрахункові значення профілю температур на дискретних елементах по довжині при $t_{\text{nm}} = +50^{\circ}\text{C}$; $t_p = -37^{\circ}\text{C}$: I — зона нагріву; II — транспортна зона; III — зона конденсації; IV — балон, штрихова лінія — розрахунки по моделі, сувільна лінія — експеримент

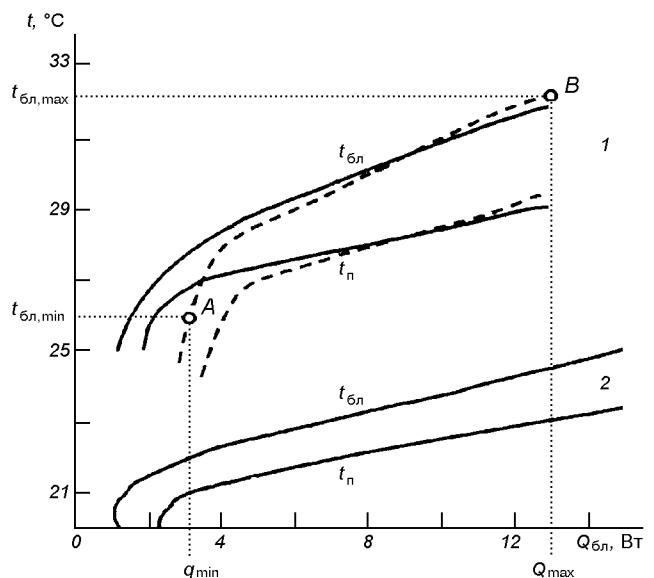


Рис. 4. Результати обробки профілів температур: сувільна лінія — $t_{\text{nm}} = +50^{\circ}\text{C}$; штрихова лінія — $t_{\text{nm}} = -20^{\circ}\text{C}$ (1, 2 — номери комплектів)

При реальних значеннях $\varepsilon_p = 0.85$; $\varepsilon_e = 0.9$; $\varphi_{p-e} = 0.98$; $T_p = 300 \text{ K}$; $T_e = 80 \text{ K}$; $T_o = 4 \text{ K}$, відношення $Q_{\text{mod}}/Q_{\text{реал}} = 0.86$. Отримана величина дозволяє корегувати експериментальні дані.

На рис. 3 представлено розподіл температур по довжині розгортки ГРТТ при $t_{\text{nm}} = 50^{\circ}\text{C}$ в залежності від потужності, яка виділяється блоком (фонова потужність на радіаторі 9.5 Вт). Зміна температури у зоні нагрівання визначає характеристики терmostабілізування СТР.

В експерименті встановлена достатньо хороша ізотермічність по довжині зони нагрівання ($\approx 1^{\circ}\text{C}$). При малих $Q_{\text{бл}} = 1\dots2$ Вт фронт знаходиться у транспортній зоні, термічний опір СТР великий, що перешкоджає відводу енергії із системи. Із збільшенням величини теплоти, що виділяється блоком, фронт зміщується до балона, для конденсації відкривається додаткова поверхня. У зоні, зайнятій газом, температура радіатора зменшується до рівня, визначеного інтенсивністю фонового опромінення радіатора (-40°C). При потужності більш ніж 13 Вт фронт підходить до кінця радіатора, і температура на ньому піднімається вище -40°C . На рис. 3 подано також розрахункові значення профілю температур на дискретних елементах по довжині, отримані на основі математичної моделі тепlopопереносу у радіаторі. Положення парогазового фронту визначалося по масі газу і

температури пари. Порівняння експерименту і розрахунку свідчить про схожість профілів температур. Відмінності величин теплового потоку, який передається, можуть бути викликані похибками при визначенні оптичних властивостей радіатора і балансу теплоти у блоці в цілому.

Ефективність реберної системи радіатора досить висока: перепад по довжині ребра, який знаходиться в зоні конденсації, складає 5-6 °C. Перепад температур в ланцюзі «пара—ребро» становить 3-4 °C. Ця величина може бути зменшена шляхом поліпшення контактів у місцях кріплення ребер і характеристик капілярно-пористої структури. Точність стабілізації температури блока $\Delta t_{\text{бл}}$ у режимі $Q_{\text{бл}} = \text{var}$ визначається зміною температури парово-го простору $\Delta t_{\text{п}}$ і термічним опором ланцюга «пара—блок» (рис. 2, a). Для умов експерименту при $Q_{\text{бл}} = 2.85\dots13$ Вт маємо $\Delta t_{\text{п}} = 2.3^{\circ}\text{C}$ і $\Delta t_{\text{бл}} = 4^{\circ}\text{C}$.

Аналогічні представленим на рис. 3 профілі температур отримано і при $t_{\text{nm}} = -20^{\circ}\text{C}$. Для цих умов із відтоків в навколошне середовище і до посадочного місця рівень термостабілізації досягається при більших, ніж при $t_{\text{nm}} = +50^{\circ}\text{C}$, значеннях $Q_{\text{бл}}$. При $Q_{\text{бл}} > 5$ Вт рівні температур блока практично збігаються для цих крайніх умов експлуатації приладу.

Результати обробки профілів температур подані на рис. 4 у вигляді залежностей $t_{\text{бл}} = f(Q_{\text{бл}})$, $t_{\text{п}} = f(Q_{\text{бл}})$. Аналіз кривих дозволяє визначити отри-

мані при постійному фоновому засвіченні радіатора межі регулювання $t_{\text{бл}}$. При зміні $Q_{\text{бл}}$ від 3 до 13 Вт і зміні $t_{\text{пм}} = -20 \dots +50^{\circ}\text{C}$ величина $t_{\text{бл}}$ змінюється у діапазоні $26 \dots 32^{\circ}\text{C}$. Поліпшення якості ізоляції дозволить зменшити величину мінімального теплового потоку Q_{\min} до 1.5—2 Вт. Величина Q_{\max} навіть для реальної схеми більш ніж 13 Вт визначається розмірами радіаційної поверхні. Для комплекту № 2 отримані подібні регулюючі характеристики на нижчому температурному рівні (1 — комплект № 1; 2 — комплект № 2).

Як вказувалося раніше, СТР спроможна функціонувати у стаціонарному режимі при обмеженій величині зовнішніх променістих потоків. На рис. 5 представлено результати впливу зовнішнього про-

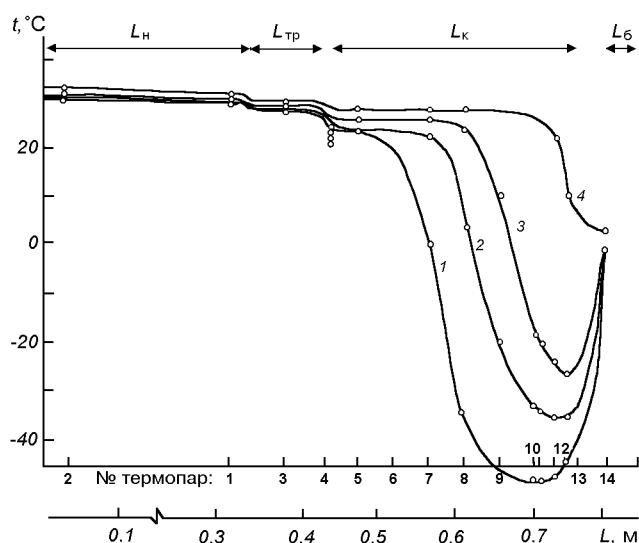


Рис. 5. Вплив зовнішнього променевого потоку на радіатор при максимальній потужності блока 13 Вт; $Q_{\text{бл}} = 13 \text{ Вт}$, $t_{\text{пм}} = 50^{\circ}\text{C}$; крива 1 — $Q = 9 \text{ Вт}$; 2 — 9.5 Вт ; 3 — 15 Вт ; 4 — 20 Вт

менистого потоку на радіатор $Q_{\text{зовн}}$ при максимальній потужності блока 13 Вт. Величина $Q_{\text{зовн}}$ складала від 9 до 20 Вт. Враховуючи, що основне збурення виникає від сонячного опромінення, можна вважати, що $Q \approx \alpha_c F_p q_c$. Тоді величина $q_c \cos \varphi$ для умов експерименту складатиме: $300 \dots 670 \text{ Вт}/\text{м}^2$ для $\alpha_c = 0.4$, $400 \dots 900 \text{ Вт}/\text{м}^2$ для $\alpha_c = 0.3$, $600 \dots 1340 \text{ Вт}/\text{м}^2$ для $\alpha_c = 0.2$. Погіршення умов тепловідведення при збільшенні $Q_{\text{зовн}}$ приводить до збільшення довжини зони з активною конденсацією пари. Парогазовий фронт підходить до входу в балон з газом і починає діяти на його температурний режим (крива $Q_{\text{зовн}} = 20 \text{ Вт}$). Для цього випадку регулятор, що стабілізує раніше температуру балона, вже не впливає. Температура блока у вказаних режимах знаходитьться у межах заданого температурного діапазону регулювання. Для $Q_{\text{зовн}} > 20 \text{ Вт}$ парогазовий фронт зайде у балон, і почнеться його суттєве нагрівання. Внаслідок збільшення t_b зросте парціальний тиск газу у балоні і загальний тиск у системі, що приведе до підвищенню температури блока вище заданої.

Перепади температур «пара—радіатор» у цьому експерименті знижаються при зменшенні довжини газової пробки L_r , бо

$$Q_{\text{ГРТТ}} = R_n(L_k - L_r)(t_n - t_p) = \text{const},$$

де R_n — лінійний коефіцієнт тепlop передачі «пара—радіатор».

При $L_r = 0$ перепад $t_n - t_p$ мінімальний і визначається з виразу

$$(t_n - t_p)_{\min} = Q_{\text{ГРТТ}} / (R_n L_k).$$

Проведений експеримент дозволяє показати можливості СТР компенсувати зовнішні збурення і визначити її граничні можливості для функціонування у стаціонарному режимі. При величині

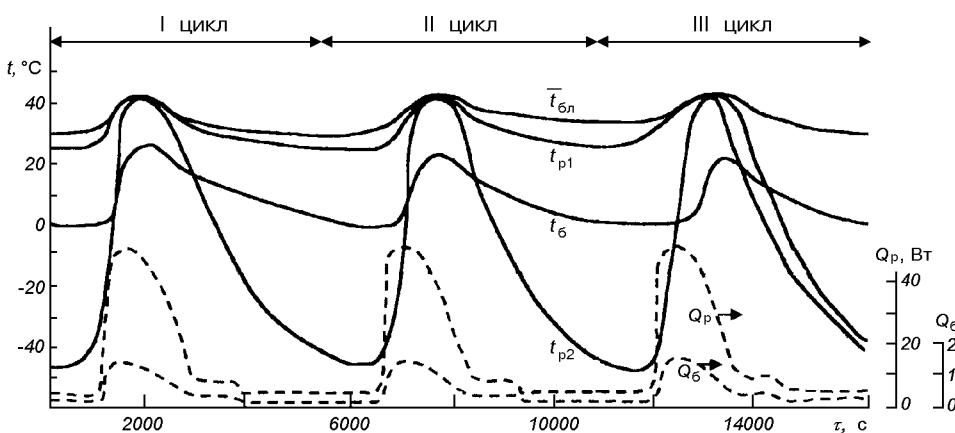


Рис. 6. Функціонування СТР при нестаціонарному режимі в умовах дії змінного по часу зовнішнього потоку на радіатор і балон: $Q_{\text{бл}} = 13 \text{ Вт}$; $t_{\text{пм}} = 50^{\circ}\text{C}$

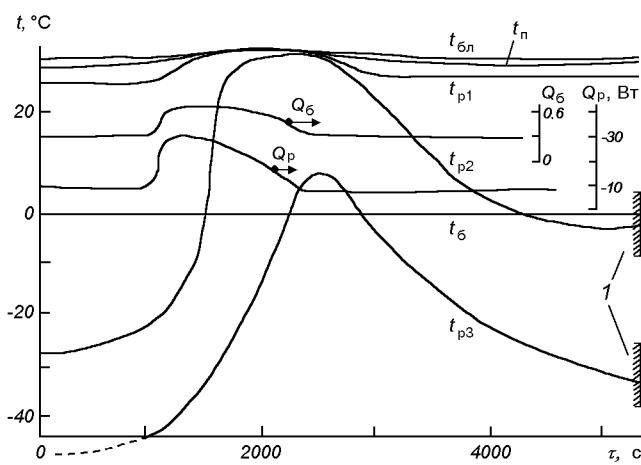


Рис. 7. Реакція СТР на зовнішнє збурення: $Q_{\text{бл}} = 13 \text{ Вт}$; $t_{\text{пм}} = 50^\circ\text{C}$

$Q_{\text{бл}} = Q_{\min}$ основні закономірності формування профілів температур зберігаються, однак гранична величина $Q_{\text{зовн}}$ збільшується.

На рис. 6 представлено стаціонарний режим функціонування СТР в умовах впливу змінного по часу зовнішнього потоку на радіатор Q_p і балон Q_b . Величини Q_p , Q_b визначені при $\alpha_c = 0.4$. На графіку приведені дані для температур блока t_{6n} , початкової і кінцевої точок радіатора t_{p1} , t_{p2} , балона t_b , середньої температури блока t_{6n} . На ділянці максимальної дії зовнішнього опромінювання температури блока і радіатора практично збігаються, фронт переміщується у балон. Має місце підйом температури t_{6n} на 13°C , а t_b на 25°C . Після зменшення $Q_{\text{зовн}}$ відбувається повернення до температур, близьких до вихідних. Через невелику кількість циклів простежити і зафіксувати появу квазистаціонарного режиму не вдалося.

Зміщення фронту в балон при умові $t_p > t_b$ може привести до конденсації і накопичення теплоносія у ньому, що було встановлено в експериментах. При поверненні до нормального режиму на ділянці зменшення $Q_{\text{зовн}}$ теплоносій повинен повернутися із балона у капілярну структуру зон нагріву і радіатора.

При значному гідралічному опорі рідинного тракту «балон—зона нагрівання» можливе порушення підживлення теплоносієм зони тепlopідводу. З огляду на те, що число обертів при функціонуванні системи надто велике, СТР повинна

бути розрахована з урахуванням необхідності повернення теплоносія із балона.

На рис. 7 представлена реакція СТР на зовнішнє збурення при $\alpha_c = 0.2$ (t_{p1} , t_{p3} , t_{p2} — температури крайніх і середньої точок радіатора; I — зона стаціонарних значень t_{p2} , t_{p3}). Система виходила на режим не із стаціонарного стану. Температура блока знаходитьться у межах регулювання.

Фронт переміщувався по довжині радіатора, не досягаючи балона ($L_r > 0$). Температура балона залишалася протягом всього циклу на рівні регулювання. Після закінчення циклу температури блока і радіатора повернулися до стаціонарних значень.

Проведені дослідження показали можливість створення СТР для блоків наукових космічних апаратів, їхню спроможність забезпечувати потрібні теплотехнічні параметри, стійкість конструкції до дії механічних навантажень. З урахуванням виявлених у ході експериментів доробок СТР на основі ГРТТ можуть бути використані для забезпечення режимів термоочутливих блоків апаратури штучних супутників Землі.

- Батуркин В. М., Семена М. Г., Сысоев А. В. Анализ конструкций газорегулируемых тепловых труб для терmostатирования тепловыделяющих объектов // Вопросы радиоэлектроники. Сер. ТРТО.—1977.—Вып. 2.—С. 58—67.
- Волохов В. А., Хрычиков Э. Е., Киселев В. И. Системы охлаждения теплонагруженных радиоэлектронных приборов. — М.: Сов. радио, 1975.—144 с.
- Воронин В. Г., Ревякин А. В., Сасин В. Я. и др. Низкотемпературные тепловые трубы для летательных аппаратов. — М.: Машиностроение, 1976.—200 с.
- Дан П. Д., Рей Д. А. Тепловые трубы. — М.: Энергия, 1979.—272 с.
- Дульнев Г. Н., Тарновский Н. Н. Тепловые режимы электронной аппаратуры. — Л.: Энергия, 1971.—248 с.
- Семена М. Г., Колесовский М. О., Малкина И. Э. Максимальная теплопередающая способность артериальных тепловых труб // Пром. теплотехника.—1980.—2, № 4.—С. 66—71.
- Фаворский О. Н., Каданер Я. С. Вопросы теплообмена в космосе. — М.: Высшая школа, 1972.—280 с.
- Ярышев Н. А., Андреева Л. Б. Тепловой расчет термостатов. — Л.: Энергоатомиздат, 1984.—176 с.

THERMOCONTROL SYSTEMS FOR SPACE ELECTRONIC COMPONENTS

V. M. Baturkin

Some results of development and investigation of thermocontrol system for electronic components on the basis of a variable thermal resistance heat pipe are presented.

УДК 629.782

**Б. М. Рассамакин¹, В. А. Рогачев¹, С. М. Хайрнасов¹,
В. И. Хоминич¹, В. А. Шевченко², С. К. Федоренко³**

¹Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут», Київ

²Національний авіаційний університет, Київ

³КП ЦКБ «Арсенал», Київ

**Экспериментальное
тепловых режимов моделирование
оптико-электронного эксплуатации
для измерительного прибора
микроспутника**

Надійшла до редакції 09.04.03

Описано малогабаритну модельовальну установку ТВК-0.12 для термовакуумних випробувань оптико-електронного приладу (ОЕП) космічного призначення. Обговорюються результати термовакуумних випробувань ОЕП. Наведено розподіл температури на вузлах та елементах ОЕП у залежності від зовнішніх та внутрішніх теплових впливів, що відповідають різним тепловим режимам функціонування ОЕП на орбіті.

ВВЕДЕНИЕ

Термовакуумные воздействия являются одними из наиболее важных факторов при эксплуатации оптико-электронных приборов (ОЭП) космического назначения, влияющих на их надежное функционирование в полете. Термовакуумные испытания проводятся, как правило, на каждом этапе разработки и эксплуатации ОЭП. По результатам этих исследований дорабатывается конструкция и формулируются требования к узлам и системам ОЭП. Длительные комплексные термовакуумные воздействия позволяют установить работоспособность ОЭП в целом и выполнить отработку вероятных непредвиденных ситуаций. Поэтому проведение основной части исследовательских и метрологических работ при испытаниях ОЭП возможно лишь в наземных лабораторных условиях [2—7, 12].

Исходя из вышесказанного, в научно-исследовательском лабораторном центре Национального технического университета «Киевский политехнический институт»

проведены термовакуумные испытания ОЭП, входящего в состав микроспутника МС-1-ТК-ТВ (Украина).

СРЕДСТВА И МЕТОДИКА МОДЕЛИРОВАНИЯ КОСМИЧЕСКОГО ПРОСТРАНСТВА

Малогабаритная установка ТВК-0.12 в соответствии с общепринятыми требованиями [2, 5], являющаяся необходимыми и достаточными для полного исследования тепловых режимов космической аппаратуры, воспроизводит основные факторы космического пространства: высокий вакуум, солнечное излучение, низкую температуру и «черноту» космического пространства. Структурная схема моделирующей установки ТВК-0.12 представлена на рис. 1.

Вакуумная камера I состоит из подъемной части цилиндрической формы в виде колпака и массивного основания-фланца, закрепленного на каркасе и

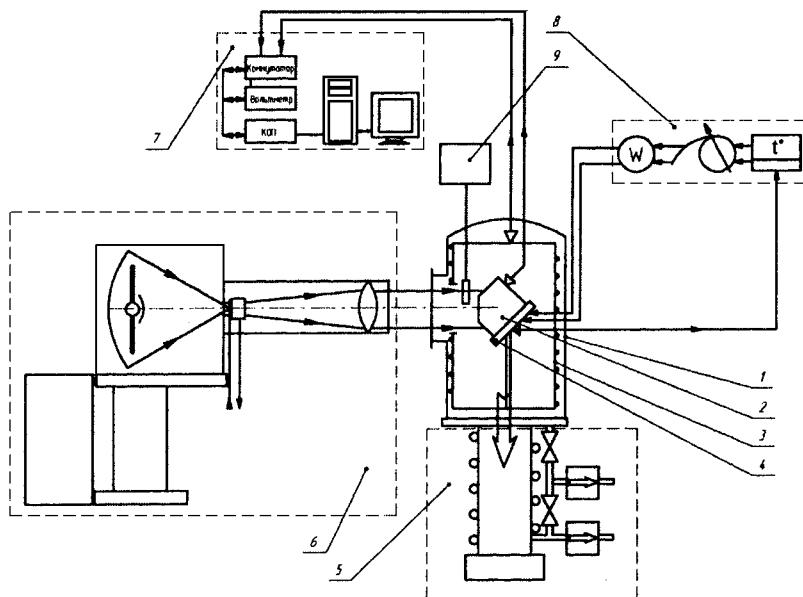


Рис. 1. Структурно-функциональная схема моделирующей установки ТВК-0.12: 1 — вакуумная камера, 2 — оптико-электронный прибор, 3 — криогенная система, 4 — опорно-поворотное устройство, 5 — насосная система, 6 — имитатор солнечного излучения, 7 — автоматизированная многоканальная система измерения температуры, 8 — блок термостабилизации основания, 9 — измеритель тепловой облученности

присоединенного к откачной насосной группе 5. Цилиндрическая часть камеры диаметром 0.5 м и высотой 0.6 м перемещается по отношению к основанию в вертикальном направлении, что обеспечивает удобство монтажа ОЭП 2 во внутреннем объеме камеры. Для ввода внешнего потока теплового излучения к прибору, сбоку камеры расположено круглое окно из кварцевого стекла типа КВ \varnothing 130 мм. Предельное давление в рабочем объеме камеры во время проведения эксперимента составляет $5 \cdot 10^{-4}$ Па и обеспечивается насосной системой 5, состоящей из двух форвакуумных насосов и паромасляного диффузионного насоса типа Н-2Т-3 со скоростью откачки 1500 л/с. Для защиты от попадания возвратных потоков масел из насосов используется ловушка, охлаждаемая жидким азотом. Контроль за давлением осуществляется стандартным вакуумметром ВИТ-2 с преобразователем ПМТ-2 и диапазоном измерения давления 10— 10^{-5} Па с приведенной погрешностью $\pm 30\%$.

Криогенная система 3 установки моделирует полное поглощение цилиндрическим замкнутым объемом внешних и внутренних тепловых излучений за счет поверхностей, имеющих высокую степень черноты и охлаждаемых до температуры жидкого азота. Она представляет собой разборную конструкцию, выполненную из верхнего, нижнего и бокового экранов, размещенных внутри вакуумной

камеры и полностью окружающих испытуемый объект. На тыльных поверхностях верхнего и нижнего экранов, изготовленных из сплава алюминия, закреплены хладопроводы в виде проточных медных трубчатых змеевиков. Боковой экран выполнен из медной листовой цилиндрической обечайки \varnothing 0.4 м и высотой 0.4 м, к обратной стороне которой припаяна по спирали медная трубка \varnothing 18 мм. Хладопроводы экранов соединены между собой последовательно с помощью герметичных штуцеров на стык «меди—нержавеющая сталь».

Таким образом, система азотоснабжения является одноконтурной заливной и работает по открытой схеме. Подвод азота производится к нижнему экрану из теплоизолированной емкости. Снятие тепловой нагрузки с криоэкранов осуществляется отводом теплоты путем саморегулируемого кипения жидкого азота в хладопроводе с выхлопом газообразного азота в атмосферу через верхний экран. Разработанная схема азотпитания обеспечивает практически равномерную температуру поверхностей экранов с разбросом, не превышающим ± 3 °C, а температурные уровни криоэкранов, в среднем составляющие -191 °C, с достаточной степенью приближения моделируют «холодное» космическое пространство [2, 5—7]. На поверхности бокового экрана соосно с окном ввода камеры для прохода внешнего излучения к ОЭП выполнено сквозное

отверстие. С целью наилучшего моделирования «черного» космоса лицевая (со стороны объекта) поверхность покрыта черной терморегулирующей эмалью с коэффициентом черноты $\varepsilon \geq 0.93$, тыльные поверхности экранов имеют степень черноты $\varepsilon \leq 0.2$.

Имитатор солнечного излучения (ИСИ) 6 разработан и создан в НТУУ «КПИ» и представляет собой коллимирующую оптическую систему, предназначенную для воспроизведения в рабочей зоне камеры лучистого потока, по спектральным характеристикам близкого к заатмосферным солнечным [3, 8, 10, 11]. В качестве источника света используется ксеноновая лампа высокого давления ДКСШ-3000-3 с непрерывным спектром близким к солнечному. Излучение от лампы эллипсоидным отражателем направляется в оптическую систему, формирующую в рабочем объеме камеры поток излучения заданных параметров и состоящую из диафрагмы, оптического интегратора [9] и объектива, смонтированных на направляющих в кожухе. Во избежание недопустимых перегревов ламповый блок охлаждается воздухом, подаваемым центробежным вентилятором, а диафрагма и оптический интегратор охлаждаются проточной водой. Изменение положения пучка излучения в пространстве и соосность его с ОЭП осуществляют с помощью поворотно-винтовых механизмов имитатора. Регулирование энергетической освещенности в рабочей зоне производится путем изменения мощности электропитания лампы от стабилизированного выпрямителя 50 ВУК-120-1, обеспечивающего изменение плотности потока в диапазоне 1000—4000 Вт/м². Кроме того, мощность лучистого потока может регулироваться за счет изменения размера отверстия диафрагмы. Предварительно диапазон энергетической освещенности ИСИ определялся с помощью измерителя оптического излучения ИМО-2Н.

Имитатор солнечного излучения характеризуется следующими основными техническими данными: спектр излучения близок к солнечному в пределах длин волн 0.25—2.5 мкм; диаметр освещаемой площадки 120 мм; неоднородность поля лучистого потока не превышает $\pm 7\%$; угол расходимости лучей не более $\pm 1.5^\circ$. Угол расходимости определялся методами сечений и фокального пятна [1]. Контроль величины энергоосвещенности плоскости размещения испытуемого прибора осуществляется фотоприемником излучения 9 с размером чувствительного элемента 10×9×0.5 мм, непосредственно подключенным к цифровому регистрирующему прибору (рис. 1).

Автоматизированная многоканальная система измерения температуры (АМСИТ) 7 [6, 7]

имеет 96 каналов связи (80 измерительных и 16 управляющих) и характеризуется временем опроса одного датчика температуры в диапазоне 0.4—0.8 с. Для измерения температур на поверхностях испытуемого прибора и криоэкранов применяются два типа миниатюрных контактных датчиков: медно-константановые термопары и термометры сопротивления, чувствительные элементы которых изготовлены методом напыления [6, 7]. Величины максимальных абсолютных погрешностей измерения температуры термометрами сопротивления составляют $\pm 0.3^\circ\text{C}$, а термопарами — $\pm 0.5^\circ\text{C}$. Сигналы с датчиков по линиям связи поочередно поступают на коммутатор, управляемый по интерфейсу канала общего пользования (КОП) ПЭВМ, а затем на вольтметр, который измеряет сигналы коммутируемых датчиков, и по шине через интерфейс КОП передает информацию в компьютер.

Работа АМСИТ осуществляется под управлением специального программного обеспечения, разработанного в НТУУ «КПИ» и ориентированного на таблично-графическое представление экспериментальных данных, предварительную их обработку и архивацию.

Опорно-поворотное устройство 4 представляет собой механизм, позволяющий перемещать ОЭП, закрепленный на плоском основании в виде плиты по высоте камеры, изменять угол его наклона по отношению к падающему потоку излучения и вращать его вокруг собственной оси. В настоящих исследованиях угол наклона выбран таким образом, что на приемную плоскость ОЭП падает максимально возможный поток излучения и равный $\approx 1400 \text{ Вт/м}^2$.

Тепловые воздействия со стороны установочной платформы микроспутника, контактирующей в реальных условиях эксплуатации с ОЭП, имитируются с помощью регулируемого подогрева основания, оснащенного резистивным нагревателем, размещенным во внутренней полости основания и подключенным к блоку термостабилизации 8. При проведении термовакумных испытаний на поверхности основания ОПУ воспроизводятся и автоматически поддерживаются стабилизированные температурные режимы, соответствующие условиям работы ОЭП при орбитальном полете.

ТЕПЛОВЫЕ РЕЖИМЫ ПРИБОРА В ЭКСПЕРИМЕНТАХ

Оптико-электронный прибор разработан в КП «ЦКБ Арсенал» (г. Киев) и предназначен для определения направления КА на геометрический центр Солнца в приборной системе координат.

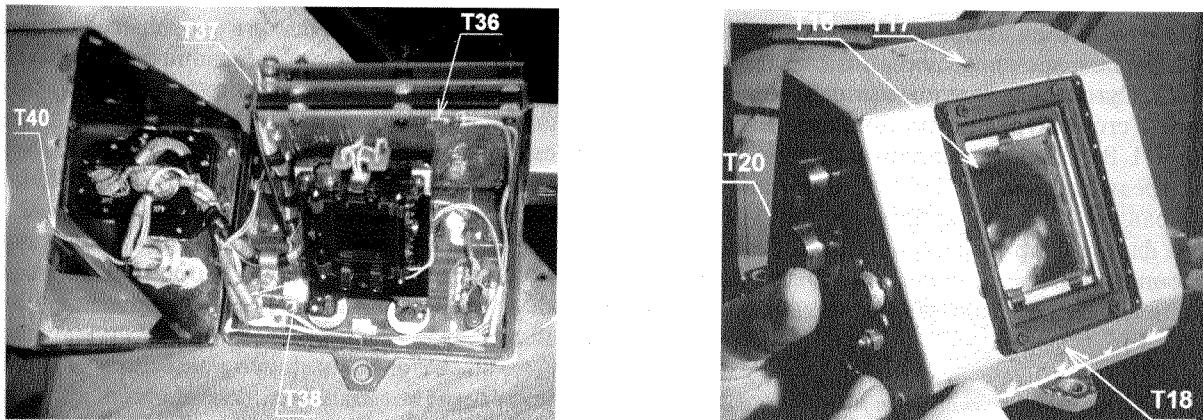


Рис. 2. Размещение и обозначение датчиков внутри (а) и снаружи (б) прибора в режиме «тень»

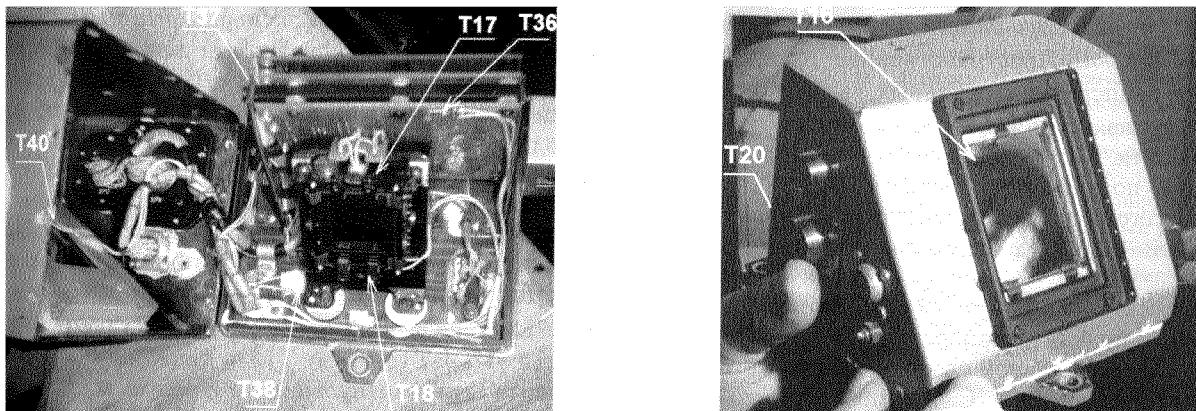


Рис. 3. Размещение и обозначение датчиков внутри (а) и снаружи (б) прибора в режиме «освещение»

Продолжительность экспериментов определялась условиями полета и цикличностью работы ОЭП. Исходя из поставленных задач испытаний, проверка теплового режима данного типа ОЭП выбиралась на основе экстремальных условий его функционирования на орбите в соответствии с летной программой. В настоящих испытаниях исследована работоспособность ОЭП в двух тепловых режимах: «тень» и «освещение».

В режиме «тень», имитирующем условия эксплуатации ОЭП на теневой орбите, определяются температурные поля внутри и снаружи прибора при стабильном поддержании температуры основания на уровне минус 10 ± 2 °С. В этом режиме воздействие солнечного излучения на прибор отсутствует (ИСИ выключен) и воспроизводятся влияние вакуума и низкой температуры космического пространства. Длительность режима «тень» составляет 12 ч. В режиме «освещение», имитирующем условия эксплуатации ОЭП на солнечном участке орбиты, осуществляется поддержание температуры основа-

ния на уровне $+45 \pm 2$ °С и воспроизводятся воздействия вакуума, холода и солнечного излучения (ИСИ включен). Продолжительность режима «освещение» составляет 120 ч непрерывной работы оборудования и аппаратуры испытательного комплекса ТВК-0.12. Принимается, что тепловой режим является установленным, если изменение показаний любого датчика температуры происходит со скоростью до 2 °С/ч.

Топология термодатчиков в контрольных точках внутри и снаружи прибора, их обозначения и нумерация для теплового режима «тень» приведены на рис. 2. Внутри прибора по его элементам и узлам установлены четыре термодатчика T36, T37, T38 и T40. Снаружи на кожухе прибора размещены датчики — T16, T17, T18 и T20.

Для теплового режима «освещение» размещение и обозначения датчиков приведены на рис. 3. Внутри прибора на его узлах и элементах расположено шесть термодатчиков T17, T18, T36, T37, T38, T40, а снаружи два — T16 и T20.

Для обоих режимов средняя температура криоэкранов поддерживалась постоянной и составляла минус 191 °С. Суммарное тепловыделение прибора за счет работы его внутренних источников нагрева не превышает 1 Вт. Прибор теплоизолирован от окружающей среды чехлом из ЭВТИ. Световой пучок ИСИ направлен перпендикулярно к плоскости оптического фильтра прибора (рис. 3, б). Температуру посадочной плоскости основания ОПУ, на котором крепился ОЭП, контролировали термопары T13, T14, T15.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ И ИХ АНАЛИЗ

Результаты исследований в режиме «тень» представлены в виде графических зависимостей $t_i = f(\tau)$ на рис. 4. Пространственное распределение значений температур t_i основных узлов и элементов прибора показано для любого промежутка времени эксперимента. Как видно, средняя температура стабилизации посадочной плоскости T13, T14, T15 в течение всего режима поддерживается практически постоянной (-10°C) в пределах заданных колебаний.

Из анализа экспериментальных данных следует, что самая низкая температура внутри прибора наблюдается на тыльной стороне оптического фильтра кожуха T40 $\approx -28^{\circ}\text{C}$. Температуры на радиоплатах отличаются между собой на $4...5^{\circ}\text{C}$, причем T36, расположенная в верхней части ближней платы выше, чем T37, находящаяся в нижнем углу дальней платы. Как и ожидалось, температура днища прибора T38 близка к температуре посадоч-

ной плоскости в результате хорошего теплового контакта и эффективной передачи теплоты теплопроводностью по конструктивным металлическим связям прибора.

Температуры снаружи прибора на различных металлических гранях кожуха T17, T18, T20 практически не отличаются и составляют $-20...-22^{\circ}\text{C}$. По-видимому, наблюдаемая изотермичность связана с тем, что прибор защищен от внешних воздействий среды чехлом ЭВТИ. Самая низкая температура прибора зафиксирована на стекле фильтра T16 $\approx -30^{\circ}\text{C}$, так как фильтр является единственной открытой нетеплоизолированной областью прибора, через которое происходит неэффективный теплосброс внутренней нагрузки путем излучения от прибора к криоэкранам камеры.

Проведенный анализ экспериментальных данных показывает, что температурный диапазон основных узлов и элементов внутри ОЭП в режиме «тень» лежит в пределах $-8...-28^{\circ}\text{C}$, а снаружи прибора по абсолютным значениям он ниже и изменяется от -20 до -31°C .

Температурное поле прибора в режиме «освещение» представлено на рис. 5. Графические зависимости $t_i = f(\tau)$ иллюстрируют температурное поле ОЭП в течение 120 ч непрерывного эксперимента. Как видно, средние температуры посадочной плоскости ОПУ T13, T14, T15 в течение всего эксперимента стабилизированы в требуемых пределах ($+45 \pm 2^{\circ}\text{C}$). Температуры металлических узлов ОЭП T17, T18 и T38 близки по значениям к температуре посадочной плоскости ($41...42^{\circ}\text{C}$) в результате высокой тепловой проводимости их кондуктивных связей. Температура ближней радио-

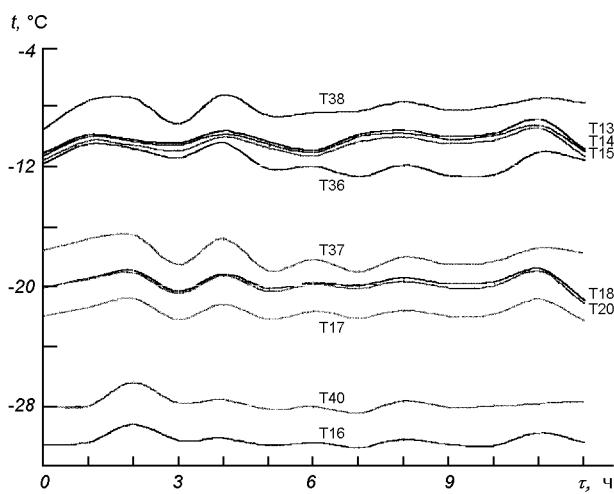


Рис. 4. Температурное поле прибора в режиме «тень» при средней температуре основания ОПУ минус 10°C (длительность испытаний 12 ч)

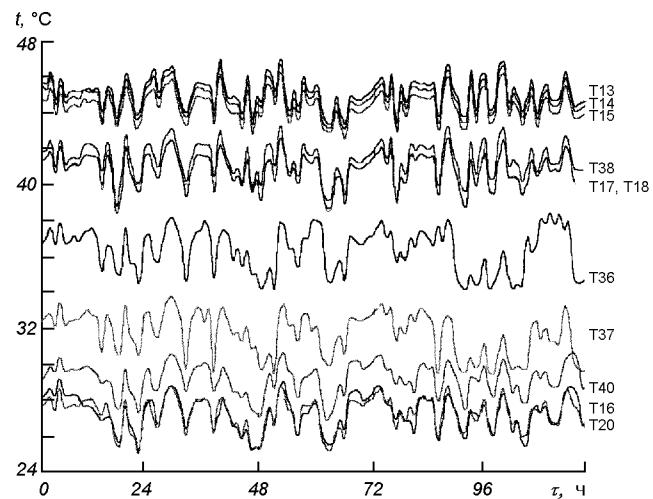


Рис. 5. Температурное поле прибора в режиме «освещение» при средней температуре основания ОПУ $+45^{\circ}\text{C}$ (длительность испытаний 120 ч)

платы Т36 выше, чем на дальней радиоплате Т37 (соответственно 34...36 °C и 30...32 °C), наблюдаемое их температурное различие такое же, как и в режиме «тень». Самая низкая температура внутри прибора, примерно 28...30 °C, зафиксирована на тыльной стороне фильтра кожуха Т40.

Температуры снаружи на стекле фильтра Т16 и металлической стенке кожуха Т20, теплоизолированного ЭВТИ на протяжении всего времени испытаний остаются практически неизменными и составляют 26...28 °C. Относительно низкая температура Т16 связана с высокими отражательными свойствами материала оптического фильтра. Из анализа экспериментальных данных в режиме «освещение» следует, что диапазон значений температур основных узлов и элементов лежит в пределах 28...42 °C внутри ОЭП и 26...28 °C снаружи прибора.

Из данных рис. 4 и 5 видно, что избыточная суммарная теплота, накапливаемая внутри прибора, в результате внешних теплообменных процессов и внутренних тепловыделений при работе самого ОЭП, сбрасывается в окружающую среду в обоих режимах через окно оптического фильтра (см. рис. 2, 3). С другой стороны, в режиме «освещение» тепловой поток от ИСИ лишь частично проникает во внутренний объем ОЭП через оптический фильтр кожуха и практически не прогревает его узлы и элементы.

Выводы

В результате проведенных циклов отработки тепловых режимов «тень» (12 ч) и «освещение» (120 ч) ОЭП в моделирующей термовакуумной установке ТВК-0.12:

- исследованы фактически реализующиеся поля температур ОЭП в условиях, максимально приближенных к эксплуатационным;
- подтверждена работоспособность узлов, элементов ОЭП и стабильность его основных параметров при воздействии основных факторов космического пространства: для режима «тень» при температуре посадочной плоскости минус 10 °C: их температурные пределы функционирования –8 °C ... –31 °C, для режима «освещение» при температуре посадочной плоскости 45 °C: их температурные пределы функционирования 26...42 °C;
- осуществлена проверка на стойкость узлов и элементов прибора в условиях термовакуумного воздействия;
- экспериментальные данные использованы в тепловых расчетах проектируемых приборов.

Созданный в НТУУ «КПИ» лабораторный стенд ТВК-0.12 показал надежность и хорошую работоспособность при проведении настоящих длительных и непрерывных исследований ОЭП.

1. Дубиновский А. М., Панков Э. Д. Стендовые испытания и регулировка оптико-электронных приборов. — Л.: Машиностроение, 1986.—152 с.
2. Козлов Л. В. и др. Моделирование тепловых режимов космического аппарата и окружающей его среды — М.: Машиностроение.—1971.—382 с.
3. Копяткевич Р. М. и др. Тепловые режимы радиоэлектронных приборов космических аппаратов // Тр. Второй российской национальной конференции по теплообмену. — 1999.—Том 1.—С. 129—132.
4. Мартынов Д. А. Моделирование тепловых воздействий при проведении испытаний оптико-электронных приборов в вакууме // Оптический журн.—1994.—№ 11.—С. 23—26.
5. Нуриев М. Д. Воздействие и моделирование космического вакуума. — М.: Машиностроение.—1982.—176 с.
6. Рассамакин Б. М., Рогачев В. А., Хоминич В. И. и др. Экспериментальное моделирование тепловых режимов малогабаритных космических аппаратов и их внешних тепловых потоков. I. Термовакуумная установка ТВК-2.5 // Космічна наука і технологія.—2002.—8, № 1.—С. 37—41.
7. Рассамакин Б. М., Рогачев В. А., Хоминич В. И. и др. Экспериментальное моделирование тепловых режимов малогабаритных космических аппаратов и их внешних тепловых потоков. II. Результаты термовакуумных испытаний макета микроспутника типа МС-1-ТК-ТВ // Космічна наука і технологія.—2002.—8, № 4.—С. 3—10.
8. Рымов А. И. Имитатор солнечного излучения // Светотехника.—1989.—№ 9.—С. 4—6.
9. Рымов А. И., Скоблова В. И. Оптические интеграторы // Светотехника.—1988.—№ 8.—С. 12—15.
10. Смолкин М. Н., Тельный А. А. Источники света для имитации солнечного излучения // Оптико-мех. пром-сть.—1979.—№ 10.—С. 51—54.
11. Тельный А. А. Имитация солнечного излучения в лабораторных условиях // Оптико-мех. пром-сть.—1975.—№ 5.—С. 43—47.
12. Шеволдин В. А., Гридин А. С. Комплексное физическое моделирование условий эксплуатации оптико-электронных приборов // Оптический журн.—1994.—№ 1.—С. 95—100.

PHYSICAL SIMULATION OF EXTERNAL ENVIRONMENT AND THERMAL VACUUM TESTS OF OPTICAL-ELECTRONIC MEASURING DEVICE FOR THE MICRO-SPUTNIK

B.M.Rassamakin, V. A. Rogachov, S. M. Khairnasov, V. I. Khominich, V. A. Shevchenko, S. K. Fedorenko

Bench equipment and simulation facility of TVC-0.12 type for thermal vacuum tests of an optical-electronic device (OED) for space application are described. Results of OED thermal vacuum tests are discussed. We give OED space temperature fields in relation to external and internal heat effects corresponding to various heat modes of the OED operation in orbit.

УДК 534.1

В. П. Трякин¹, Н. Г. Шульженко², П. П. Гонтаровский², Ю. И. Матюхин²

¹Державне конструкторське бюро «Південне» ім. М. К. Янгеля, Дніпропетровськ

²Інститут проблем машинобудування ім. А. М. Підгорного Національної академії наук України, Харків

Оценка резонансных режимов колебаний космического аппарата

Надійшла до редакції 18.04.03

Викладено результати досліджень вільних і вимушених коливань просторової стержневої конструкції космічного апарату, які використані в аванпроекті, при гармонічних збуреннях від небалансу роторів електромахових двигунів орієнтації з урахуванням зосереджених мас та демпфування в матеріалі на основі методу скінчених елементів.

Для обеспечения ориентации космических аппаратов (КА) обычно используются электромаховические двигатели. Их роторы обладают статическим и динамическим небалансом и создают вращающиеся векторы силы и момента, пропорциональные квадрату угловой скорости. Эти нагрузки вызывают гармонические вынужденные колебания КА и размещенных на них приборов. На уровень вибрации приборов устанавливаются жесткие нормы. Для оценки уровня колебаний КА разработано специальное математическое обеспечение, которое позволяет численно моделировать вынужденные колебания конструкций при различных условиях работы двигателей.

Фермы КА представляют собой сложные пространственные рамные конструкции, содержащие сотни произвольно соединенных стержней различного сечения, несущих специальное оборудование. В данной методике эти объекты могут моделироваться набором стержней с распределенными и сосредоточенными массами и моментами инерции с учетом демпфирования в материале.

Алгоритм решения задачи построен на использовании метода конечных элементов. Задача сводится к системе дифференциальных уравнений относительно вектора неизвестных узловых перемещений \mathbf{u}

$$\mathbf{M}\ddot{\mathbf{u}} + \mathbf{B}\dot{\mathbf{u}} + \mathbf{C}\mathbf{u} = \mathbf{P}e^{i(\omega t + \alpha)}, \quad (1)$$

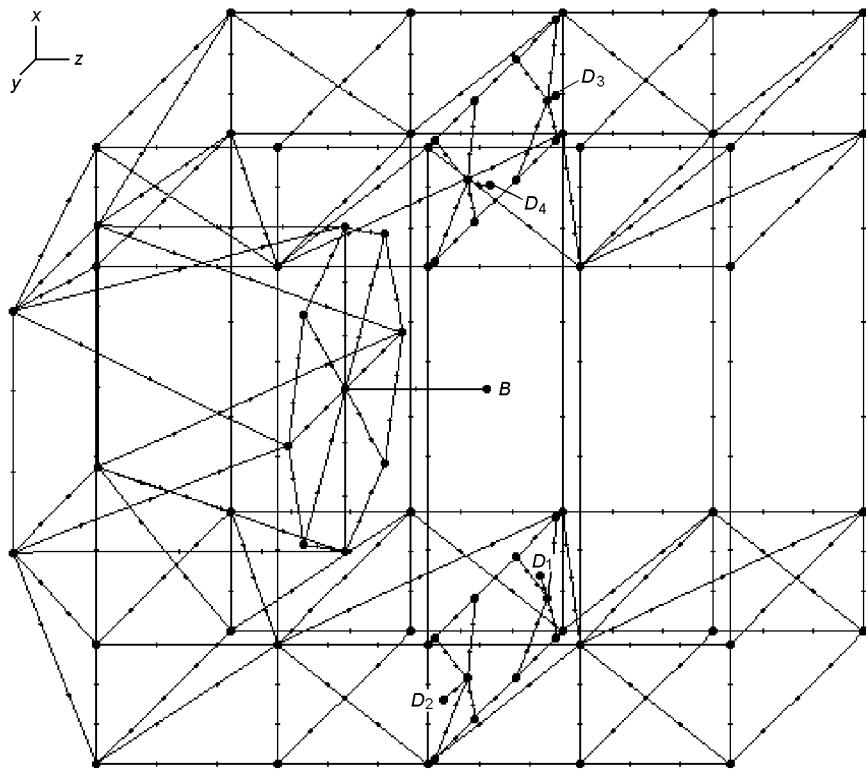


Рис. 1. Расчетная схема космического аппарата: D_1 — D_4 — электромаховичные двигатели, B — центр масс оптического блока

в заданном диапазоне частот разработана программа на языке Си, состоящая из двух исполняемых файлов. В первом файле осуществляется ввод и контроль исходной информации, дискретизация конструкции на конечные элементы и вычисление редкозаполненных матриц M , B , C (1) специальной клеточно-столбцовой структуры, зависящей от конфигурации соединения стержней. Построение алгоритмов расчета с матрицами такой структуры позволило существенно снизить вычислительные затраты и память ЭВМ. Второй загрузочный модуль выполняет построение системы разрешающих уравнений и вычисление амплитудно-частотной характеристики или спектра собственных частот и форм колебаний с использованием упрощенной системы

$$(C - \omega^2 M)u = 0. \quad (4)$$

Для этого разработана методика поиска собственных частот и форм колебаний на заданном интервале методом шагов по частоте с последующей их локализацией и уточнением. Для учета в симметричных конструкциях явления кратности частот разработан алгоритм, использующий принцип зо-

лотого сечения. В случае близко расположенных частот при прохождении интервала возможен пропуск нескольких частот. Это фиксируется алгоритмом по числу перемен знака главных миноров определителя системы (4) [3], который вычисляется с помощью метода квадратного корня с обобщением его на неположительно определенные матрицы. Пропущенные частоты определяются повторным расчетом соответствующего интервала с более мелким шагом. Амплитудно-частотная характеристика конструкции может строиться как с учетом, так и без учета демпфирования в материале. В последнем случае уравнения вида (4) решаются почти на порядок быстрее, чем с учетом демпфирования. По амплитудным значениям перемещений строятся формы свободных или вынужденных колебаний, которые визуализируются на экране монитора с помощью сервисного модуля.

Алгоритмом решения задачи предусмотрен учет деформации сдвига и инерции поворота сечений при изгибе стержней [4], что существенно уточняет математическую модель стержневых конструкций на высоких частотах. Для этого использованы

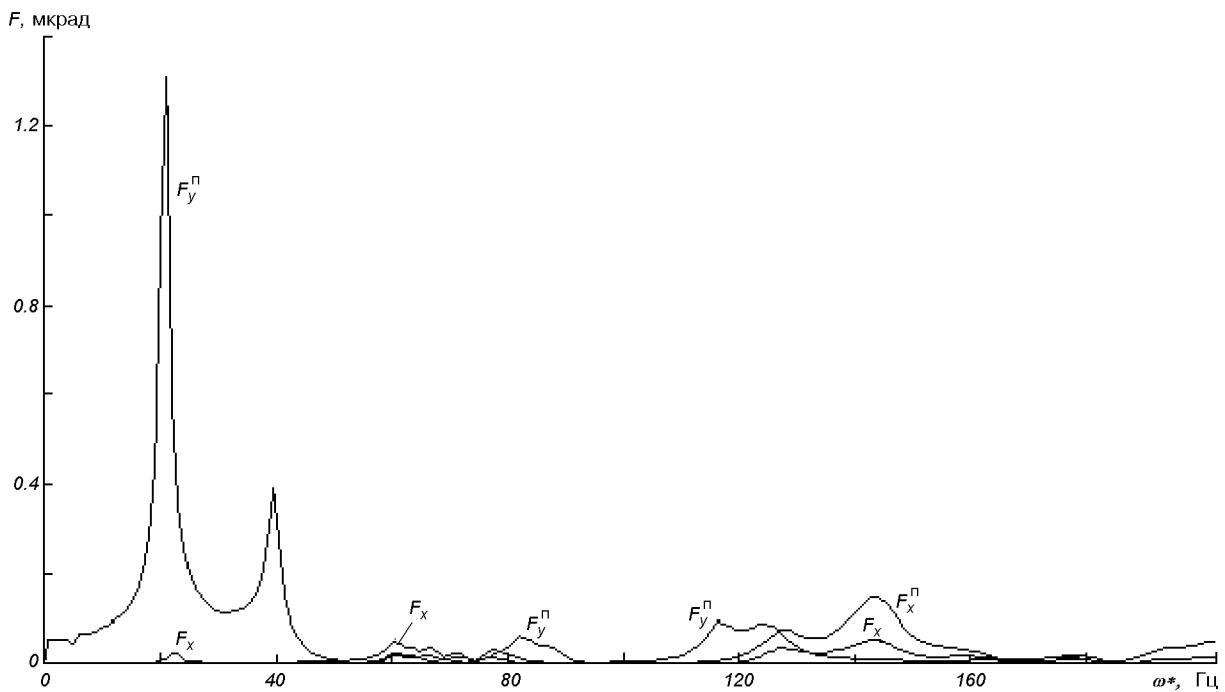


Рис. 2. Амплитудно-частотная характеристика оптического блока при работе четырех двигателей: F_x — небалансы двигателей находятся в одной фазе, F_x^n, F_y^n — небалансы второго и четвертого двигателей находятся в противофазе

специальные стержневые конечные элементы, в которых учет этих факторов не приводит к появлению дополнительных неизвестных, повышающих порядок системы уравнений.

С помощью разработанного программного обеспечения были выполнены исследования вынужденных колебаний конструкции с оптическим блоком в диапазоне частот 1—200 Гц от небаланса четырех электромаховичных двигателей.

Схема рамы, состоящей из углепластиковых стержней в форме трубы квадратного сечения со сторонами 40 мм и толщиной стенки 2 мм, представлена на рис. 1. Размеры фермы составляют 2050, 1250, 2460 мм вдоль осей x, y, z соответственно.

В заданном диапазоне частот оптический блок весом 2600 Н и с моментами инерции $J_z = 31 \text{ кг}\cdot\text{м}^2$; $J_x = J_y = 212 \text{ кг}\cdot\text{м}^2$ можно рассматривать в первом приближении как твердое тело с центром масс, отстоящим на 470 мм от плоскости крепления к шпангоуту, состоящему из стержней сечением 15×120 мм (точка B). Вращающаяся нагрузка от небаланса каждого ротора при частоте вращения 100 Гц составляла 16.1 Н, а момент — 0.04 Н·м. Характеристики материала углепластика $E = 1.5 \cdot 10^5 \text{ МПа}$; $\nu = 0.15$; $\rho = 1.5 \cdot 10^3 \text{ кг}/\text{м}^3$. Масса остальных приборов распределялась по стержням

(кроме шпангоута и стоек).

Выполнены расчеты собственных частот, форм и амплитудно-частотных характеристик космического аппарата в указанном диапазоне частот для уточненной расчетной схемы с учетом деформаций сдвига и инерции поворота поперечных сечений, с разным уровнем затухания для нескольких вариантов работы двигателей. Как и следовало ожидать, спектр собственных частот КА настолько густой, что решение задачи отстройки собственных частот от рабочих становится бессмысленным. Например, первая собственная частота КА близка к 5.2 Гц, а сотая — 148.2 Гц.

При учете рассеяния энергии в материале число резонансов, наблюдавшихся на амплитудно-частотных характеристиках перемещений и углов поворота в контрольных точках, становится значительно меньше числа собственных частот. При этом количество резонансов уменьшается по мере роста демпфирования в материале, так что группы резонансов вырождаются в одиночные пики.

Результаты расчета вынужденных колебаний КА показывают, что при верхнем значении декремента затухания в материале ($\delta = 0.15$) угловые вибрации оптического блока в области 20 Гц превышают в два раза допустимые значения $727 \cdot 10^{-9}$ рад (рис. 2).

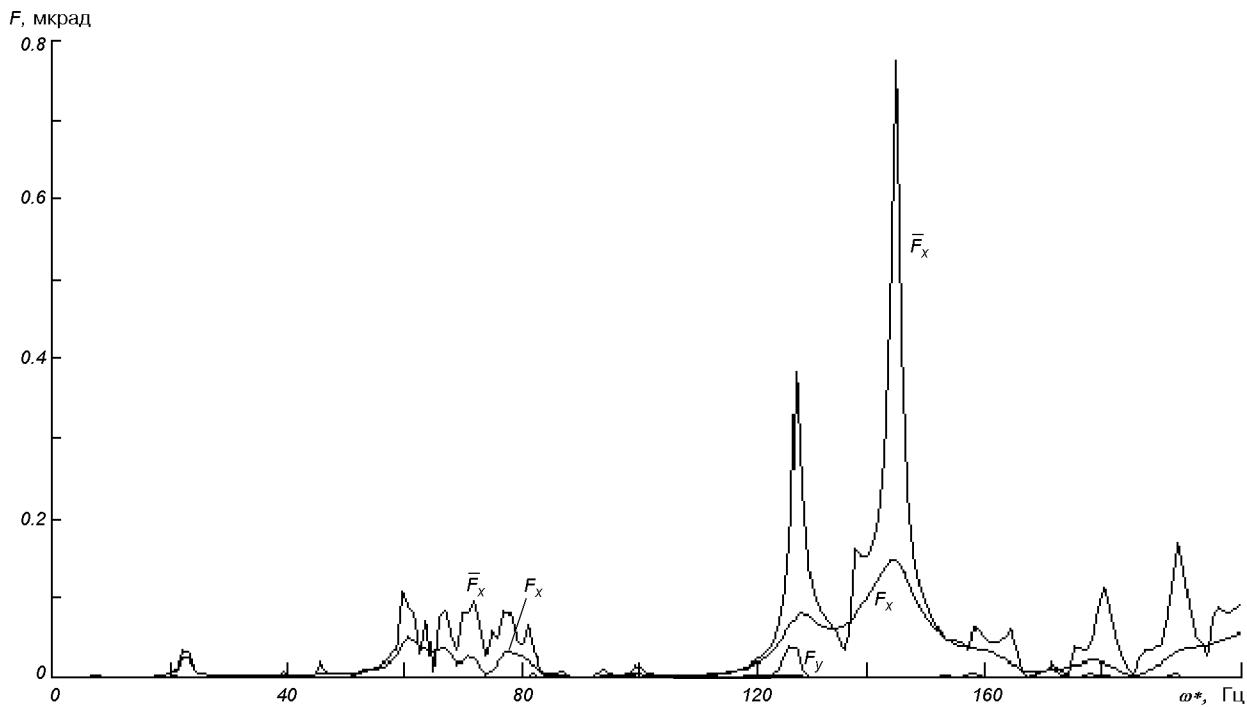


Рис. 3. Амплитуды угловых вибраций центра масс оптического блока при работе четырех двигателей (небалансы роторов имеют одинаковую фазу): F_x — для декремента затухания 0.15 и \bar{F}_x , F_y — для декремента затухания 0.03

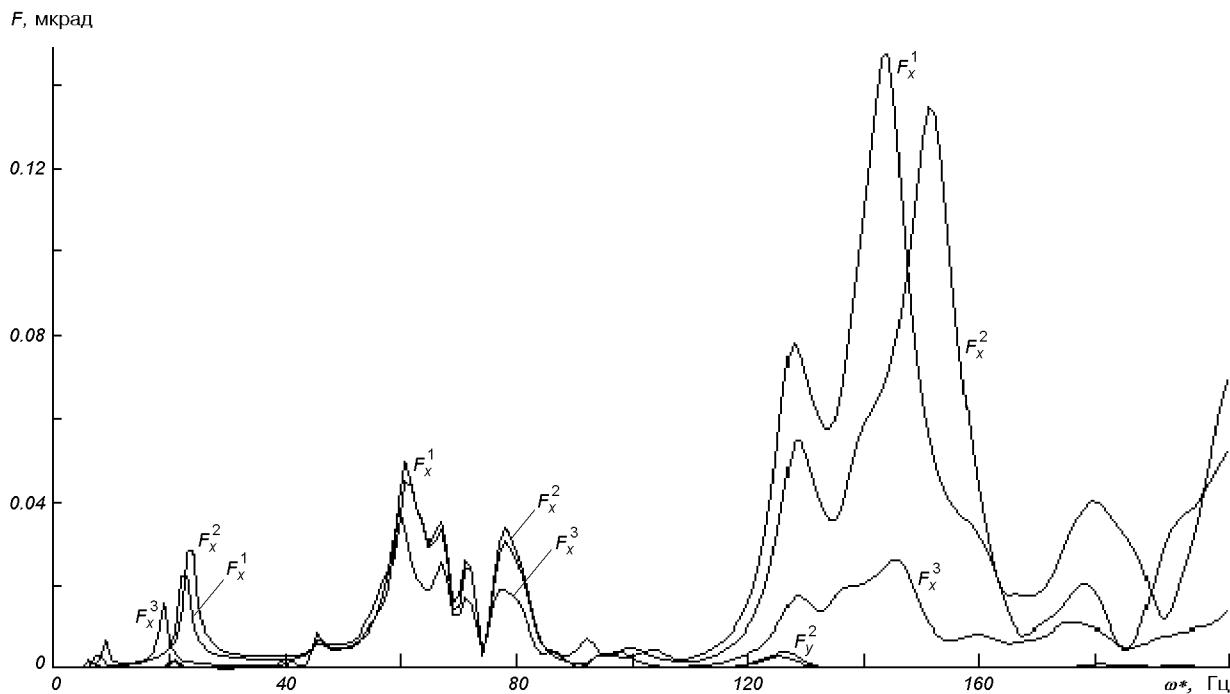


Рис. 4. Амплитудно-частотная характеристика центра масс оптического блока при работе четырех двигателей (небаланс роторов находится в одной фазе): 1 — исходная конструкция, 2 — жесткость стоек увеличена в 10 раз, 3 — жесткость стоек уменьшена в 10 раз

Здесь и далее $\omega^* = \omega/(2\pi)$. Вместе с тем на частотах выше 40 Гц амплитуды меньше допустимого уровня. При больших значениях частот угловые вибрации оптического блока значительно меньше допустимых. При уменьшении декремента затухания до $\delta = 0.03$ амплитуды увеличиваются в 4—5 раз, а резонансные пики становятся более выраженными (рис. 3).

Оценка влияния упругих свойств стоек, на которые опирается шпангоут с оптическим блоком, показала, что увеличение и уменьшение на порядок модуля упругости материала от исходного значения приводят к смещению резонансных пиков и изменению их уровня. Однако уровень максимальных амплитуд угловых перемещений оптического блока во всем рассматриваемом диапазоне частот изменяется несущественно (рис. 4). За счет изменения жесткостных и инерционных характеристик элементов конструкции нельзя существенно уменьшить максимальные амплитуды колебаний оптического блока во всем диапазоне частот. Такую задачу можно решать только для узких интервалов частот.

Из полученных результатов следует также, что амплитуды колебаний стержней фермы, возбуждаемые небалансами двигателей, во много раз превышают амплитуды центра масс оптического блока.

Выполненная в работе визуализация изменения форм собственных и вынужденных колебаний во времени, цветное представление анимации деформированного состояния существенно облегчает анализ результатов. Отметим высокое быстродействие программного обеспечения, которое достигается за счет рациональной организации вычислительного процесса и использования алгоритмов, учитывающих ленточно-столбцовую структуру системы решающих уравнений МКЭ. Так, время расчета вынужденных колебаний КА как стержневой системы, имеющей 5340 степеней свободы, на персональном компьютере с тактовой частотой 400 МГц составляет примерно 20 с.

Разработанное математическое обеспечение позволяет путем моделирования вынужденных колебаний сложных стержневых конструкций на этапе проектирования добиться выполнения норм на уровень вибрации, сократив затраты на экспериментальные исследования и сроки доводки.

В заключение отметим, что необходимое снижение уровня вибраций оптического блока в широком диапазоне частот за счет изменения жесткостных характеристик стоек, на которые опирается шпангоут с блоком, не достигается, поэтому для решения поставленной задачи необходимы изменения других конструктивных особенностей системы. Вместе с тем подчеркнем, что вибрации выше допустимого уровня наблюдаются только в узких диапазонах частот возбуждения, меньших 40 Гц. Этим обстоятельством можно воспользоваться для осуществления мероприятий по уменьшению колебаний блока при доводке конструкции.

1. Зенкевич О. К. Метод конечных элементов в технике. — М.: Мир, 1975.—542 с.
2. Пановко Я. Г. Внутреннее трение при упругих колебаниях. — М.: Физматгиз, 1960.—194 с.
3. Тимошенко С. П. Колебания в инженерном деле. — М.: Физматгиз, 1959.—440 с.
4. Филиппов А. П. Колебания деформируемых систем. — М.: Машиностроение, 1970.—736 с.

ESTIMATING THE RESONANCE OSCILLATION REGIMES IN SPACE VEHICLES

V. P. Triakin, N. G. Shul'zhenko, P. P. Gontarovskii,
Yu. I. Matiukhin

We present some results of an investigation of natural and forced oscillation of a space vehicle spatial structure for the case of harmonic excitation due to imbalance of rotors of electric momentum orientation motors with consideration for lumped masses and damping in the material. The investigation was carried out on the basis of the finite-element method. Our results are used in the pilot project.

УДК 681.518

В. І. Іщенко, І. В. Зімчук

Житомирський військовий інститут радіоелектроніки імені С. П. Корольова

**Підсистема цифрової корекції
систем управління орієнтацією космічного апарату**

Надійшла до редакції 01.04.03

Розглянуто синтез алгоритму управління кутовим положенням корпусу космічного апарату. Наводяться результати цифрового моделювання.

Необхідність керування кутовим положенням корпусу космічного апарату (КА) зумовлена його призначенням та вимогами щодо забезпечення виконання траекторних маневрів, відновлення енергоресурсів та забезпечення надійності функціонування КА. Завдяки вказаним причинам керування орієнтацією є основним режимом роботи системи керування КА, який, як правило, триває безперервно протягом усього терміну активного функціонування КА [4, 7].

З позиції теорії автоматичного регулювання системи управління кутовим положенням КА — це замкнені системи автоматичного управління [5]. Властивості систем управління орієнтацією КА значним чином впливають на якість розв'язання задач, що ставляться перед КА. Застосування традиційних аналогових регуляторів не завжди дозволяє забезпечити високу точність орієнтації в перехідному та сталому режимах роботи. Потрібні значення показників якості системи управління КА можуть бути досягнуті за рахунок застосування цифрових обчислювальних пристрій з реалізованими на їхній базі алгоритмами управління [1, 4].

Застосуванню цифрових обчислювальних пристрій для управління орієнтацією КА присвячено ряд робіт [1, 2, 6, 7]. Однак у роботах [1, 6, 7] розглянуто лише застосування алгоритмів оптимального оцінювання для фільтрації вихідних сигналів приладів орієнтації, при цьому питання формування сигналу управління аналоговою частиною не розглядаються. В роботі [2] викладено алгоритм

цифрового управління неперервною частиною, параметри якого не залежать від параметрів об'єкта управління, що не дозволяє значною мірою підвищити якість системи управління орієнтацією КА.

Метою нашої роботи є покращення динамічних та статичних характеристик системи управління кутовим положенням корпусу КА за рахунок доповнення існуючої аналогової системи підсистемою цифрової корекції.

Задача синтезу цифрового регулятора ставиться за допомогою структурної схеми лінійної системи орієнтації КА, що приведена на рис. 1 [2, 5, 6].

Цифровий обчислювальний пристрій (ЦОП) входить до складу бортової ЕОМ та виконує функції вимірювача сигналу розузгодження $\varepsilon(n)$ між бажаним $\varphi(n)$ та дійсним $\varphi_0(n)$ значеннями кутового положення КА, а також здійснює управління аналоговою частиною системи управління орієнтацією КА. Приведена система призначена для одноосної орієнтації КА. Виконавчим елементом системи є двигун-маховик.

Якщо давач кута та підсилювач є безінерційними ланками [5], їхні передаточні функції будуть мати вигляд

$$K_\varphi(p) = K_\varphi, \quad K_n(p) = K_n.$$

Давач кутової швидкості описується ідеальною диференціюючою ланкою [5] з передаточною функцією

$$K_{\dot{\varphi}}(p) = K_{\dot{\varphi}}p.$$

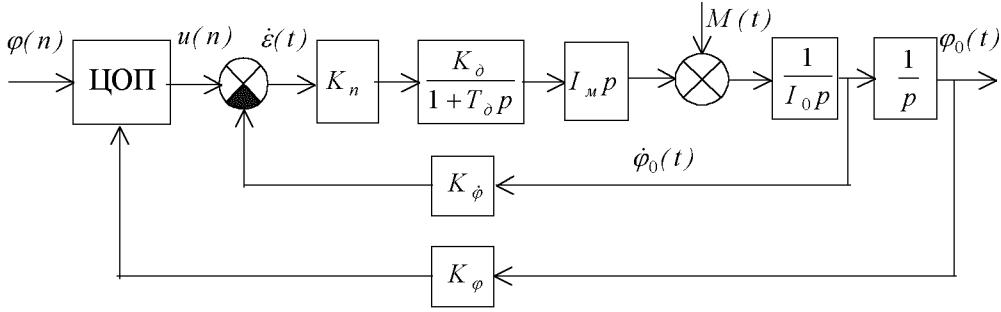


Рис. 1. Структурна схема лінійної системи управління орієнтацією космічного апарату (див. текст)

Привідний двигун маховика описується аперіодичною ланкою [2, 5], передаточна функція якої відповідає виразу

$$K_d(p) = \frac{K_d}{1 + T_d p},$$

де K_d , T_d — коефіцієнт перетворення та постійна часу двигуна.

Передаточні функції маховика та об'єкта управління (КА) [1, 2, 7] подані у такому вигляді:

$$K_m(p) = I_m p,$$

$$K_0(p) = \frac{1}{I_0 p^2},$$

де I_m , I_0 — моменти інерції маховика та КА.

Припускається, що вхідна дія на систему управління кутовим положенням КА в дискретні моменти часу $t_n = nT$ в режимі стабілізації описується рівнянням

$$\varphi(n) = \varphi,$$

а в режимі програмного повороту або при виконанні закрутки [7] рівнянням

$$\varphi(n) = \varphi(n - 1) + \dot{\varphi}(n - 1)T,$$

де φ , $\dot{\varphi}$ — значення кутового положення та його похідна; T — інтервал часової дискретизації; n — номер дискрети.

Необхідно синтезувати алгоритм управління аналоговою частиною системи управління орієнтацією КА, структура і параметри якої вважаються відомими. Критерій якості — мінімум середнього значення додатку абсолютнох значень помилки орієнтації:

$$\frac{1}{N} \sum_{n=1}^N |\varepsilon(n)| \rightarrow \min,$$

де $\varepsilon(n) = \varphi(n) - \varphi_0(n)$ — помилка орієнтації.

Для синтезу алгоритму управління орієнтацією КА скористаємося методом трьох поліномів [8], згідно з яким передаточна функція цифрового регулятора визначається виразом

$$F(z) = \frac{C(z) - A(z)}{A(z)\psi(z)}, \quad (1)$$

де $C(z)$ — характеристичний поліном замкненої системи, який визначає її стійкість, $\psi(z)$ — дискретна передаточна функція об'єкта управління, $A(z)$ — поліном, який визначає точність системи управління та розраховується з умови

$$A(z)\varphi(n) = 0.$$

Для забезпечення другого порядку астатизму цифрового регулятора поліном $A(z)$ матиме вигляд

$$A(z) = (1 - z^{-1})^2. \quad (2)$$

Характеристичний поліном замкненої системи задається у вигляді [8]

$$C(z) = (1 - Q_1 z^{-1})(1 - Q_2 z^{-1}). \quad (3)$$

На підставі алгебраїчного критерію Гурвіца [1] визначаються умови стійкості системи:

$$0 < Q_1 < 1, \quad 0 < Q_2 < 1.$$

За структурною схемою, що приведена на рис. 1, розраховується передаточна функція розімкненої системи

$$\psi(p) = \frac{K}{p(p + b)},$$

де

$$K = \frac{K_n K_d I_m}{I_0 T_d},$$

$$b = \frac{I_0 + K_\phi K_n K_d I_m}{I_0 T_d}.$$

З використанням табличних даних [3] визначається дискретна передаточна функція об'єкта управління з екстраполятором нульового порядку:

$$\psi(z) = \frac{c_1 z^{-1} + c_2 z^{-2}}{1 + d_1 z^{-1} + d_2 z^{-2}}, \quad (4)$$

де

$$d_1 = -1 - e^{-bT},$$

$$d_2 = e^{-bT},$$

$$c_1 = \frac{K}{b^2} [bT - 1 + d_2],$$

$$c_2 = \frac{K}{b^2} [1 - d_2 - bTd_2].$$

Підстановкою рівнянь (2)–(4) до виразу (1) розраховується передаточна функція цифрового регулятора:

$$F(z) = \frac{a_0 + a_1 z^{-1} + a_2 z^{-2}}{1 + b_1 z^{-1} + b_2 z^{-2}},$$

де

$$a_0 = \frac{2 - Q_1 - Q_2}{c_1},$$

$$a_1 = -\frac{1 + 2d_2 - d_2Q_1 - d_2Q_2 - Q_1Q_2}{c_1},$$

$$a_2 = \frac{d_2(1 - Q_1Q_2)}{c_1},$$

$$b_1 = \frac{c_2 - c_1}{c_1};$$

$$b_2 = -\frac{c_1}{c_2}.$$

На підставі рівняння для управлюючої дії [8]

$$u(n) = F(z)\varepsilon(n),$$

визначається алгоритм управління аналоговою частиною системи управління орієнтацією КА:

$$u(n) = a_0\varepsilon(n) + a_1\varepsilon(n-1) + a_2\varepsilon(n-2) - b_1u(n-1) - b_2u(n-2). \quad (5)$$

Дослідження синтезованого алгоритму управління кутовим положенням корпусу КА проводилось шляхом математичного моделювання. При моделюванні безперервних частин системи використовувались рекурентні формули за методом трапецій [3]. Для виконавчого елемента маємо таке рекурентне рівняння:

$$M_m(k) = \frac{2K_{\pi}K_d I_m}{T + 2T_d} [\dot{\varepsilon}(k) - \dot{\varepsilon}(k-1)] - \frac{T - 2T_d}{T + 2T_d} M_m(k-1),$$

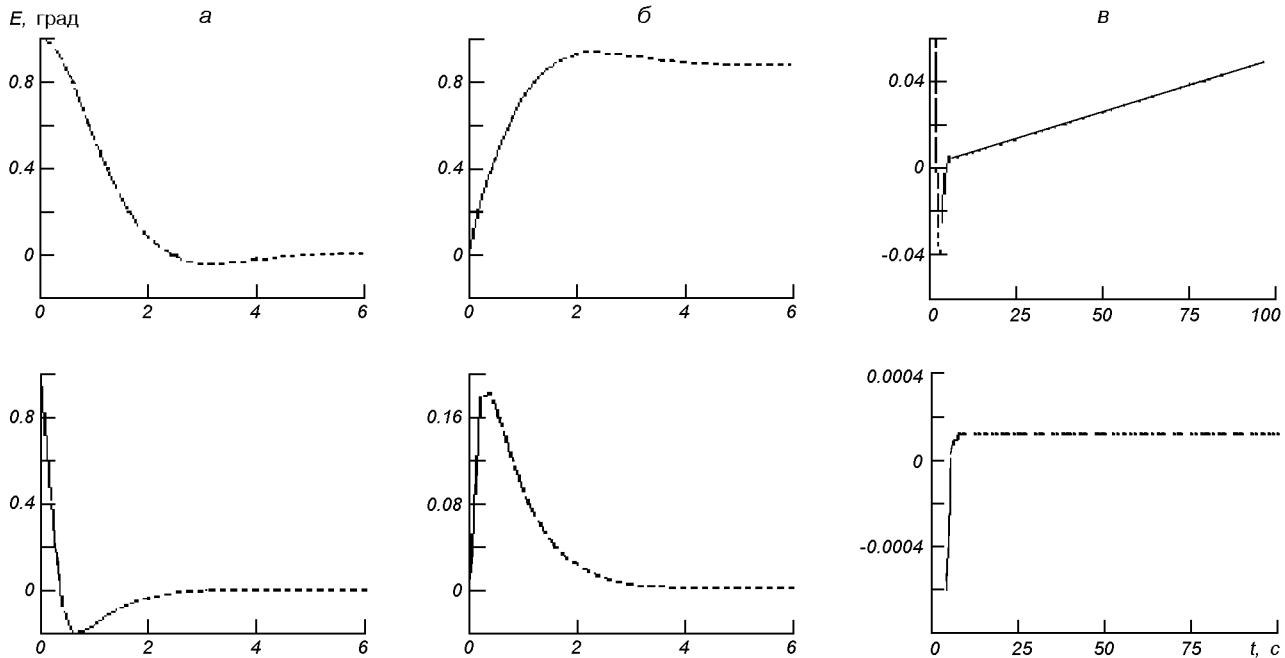


Рис. 2. Помилка орієнтації КА для аналогового (зверху) та цифрового (знизу) регуляторів: а — при одиничній входній дії, б — при лінійній входній дії, в — при наявності збурення

де $M_{\text{m}}(k)$ — обертовий момент маховика, $\dot{\varepsilon}(k) = u(n) - K_{\dot{\varphi}}\dot{\varphi}_0(k)$ — вихідний сигнал елемента порівняння, $\dot{\varphi}_0(k)$ — кутова швидкість обертання корпусу КА.

Для космічного апарату маємо

$$\begin{aligned}\dot{\varphi}_0(k) &= [M_{\text{m}}(k) + M(k)] \frac{T}{2I_0} + \\ &+ [M_{\text{m}}(k-1) + M(k-1)] \frac{T}{2I_0} + \dot{\varphi}_0(k-1), \\ \varphi_0(k) &= [\dot{\varphi}_0(k) + \dot{\varphi}_0(k-1)] \frac{T}{2} + \varphi_0(k-1).\end{aligned}$$

Дослідження синтезованої цифрової системи управління орієнтацією КА проводилось шляхом математичного моделювання при таких умовах:

$$\begin{aligned}M(k) &= 0, \quad I_{\text{m}} = I_0, \quad K_{\text{n}} = 1.45, \\ K_{\text{d}} &= 0.71 \text{ рад} \cdot \text{B}^{-1} \text{c}^{-1}, \quad T_{\text{d}} = 0.5 \text{ c}, \\ K_{\dot{\varphi}} &= 0.1 \text{ B} \cdot \text{c} / \text{рад}, \quad K_{\varphi} = 1 \text{ B} / \text{рад}, \\ Q_1 &= 0.75, \quad Q_2 = 0.85.\end{aligned}$$

Слід відмітити, що часовий параметр n змінюється через такт квантування $T = 0.1$ с, а часовий параметр k змінюється через такт моделювання $T_0 = 0.01$ с. Результати дослідження у вигляді помилки орієнтації для аналогового та синтезованого регуляторів при одиничній вхідній дії $\varphi(nT) = 1^\circ$ приведені на рис. 2, а, а при лінійній вхідній дії $\varphi(nT) = 0.8nT$ — на рис. 2, б.

Із отриманих результатів видно, що порівняно з аналоговим регулятором застосування синтезованого алгоритму управління дозволяє зменшити час регулювання в два рази при одиничній вхідній дії та уникнути динамічної помилки орієнтації при лінійній вхідній дії.

Дослідження проводилось також при вхідній дії $\varphi(nT) = 1^\circ$ та збурюючому моменті $M(k) = 0.0005 \text{ Н} \cdot \text{м}$ [5]. Результати дослідження у виг-

ляді помилки орієнтації для аналогового та синтезованого регуляторів приведені на рис. 2, в.

Результати дослідження показали, що при наявності збурення застосування синтезованого алгоритму управління дозволяє уникнути збільшення помилки орієнтації.

Таким чином, використання синтезованого цифрового регулятора дає змогу покращити динамічні та статичні характеристики системи управління кутовим положенням корпусу КА і, як наслідок, покращити якість рішення задач, що ставляться перед КА.

1. Бесекерский В. А., Иванов В. А., Самотокин Б. Б. Орбитальное гирокомпенсирование / Под ред. Б. Б. Самотокина. — СПБ: Политехника, 1993.—256 с.
2. Бесекерский В. А., Изранцев В. В. Системы автоматического управления с микро ЭВМ. — М.: Наука, 1987.—320 с.
3. Гостев В. И., Стеклов И. К. Системы автоматического управления с цифровыми регуляторами: Справочник. — К.: Радиоаматор, 1998.—704 с.
4. Инженерный справочник по космической технике. Изд. 2-е перераб. и доп. / Под ред. А. В. Солодова. — М.: Воениздат, 1977.—430 с.
5. Каргу Л. И. Системы угловой стабилизации космических аппаратов. — М.: Машиностроение, 1980.—172 с.
6. Огарков М. А. Методы статистического оценивания параметров случайных процессов. — М.: Энергоатомиздат, 1990.—208 с.
7. Павловский М. А., Горбулин В. П., Клименко О. М. Системы керування обертальним рухом космічних апаратів. — К.: Наук. думка, 1997.—200 с.
8. Пушкарев Ю. А. Анализ и синтез дискретных систем оценивания. — Житомир: ЖВУРЭ, 1989.—326 с.

A SUBSYSTEM OF THE DIGITAL CORRECTION OF CONTROL SYSTEM OF SPACE VEHICLE ORIENTATION

V. I. Ishchenko, I. V. Zimchuk

Synthesis of the control algorithm of the angular position of space vehicle hull is considered and simulation results are presented.

УДК 550.388; 520.16+523.31+523.9:520.86

Е. И. Григоренко¹, Д. А. Дзюбанов¹, В. Н. Лысенко¹,
В. И. Таран¹, Л. Ф. Черногор²

¹Інститут іоносфери НАНУ и МОНУ, Харків

²Харківський національний університет ім. В. Н. Каразіна

Магнитная, ионосферная и атмосферная бури большой интенсивности в сентябре 1998 года: сравнение результатов измерений и моделирования

Надійшла до редакції 14.02.03

Спостереження за допомогою радара некогерентного розсіяння в Харкові однієї з найсильніших магнітних бур 25 вересня 1998 р. показали значні зміни поведінки середньоширотної іоносфери, яка належить до внутрішньої області плазмосфери (геомагнітна широта радара 45.7° ; $L = 1.9$). Розглядаються деякі особливості яскраво вираженої негативної іоносферної бури. До них належать: значні зменшення електронної концентрації, збільшення висоти максимуму шару F2, збільшення температури заряджених та нейтральних компонентів атмосфери. Вони пояснюються в термінах термосферних збурень, джоулівського нагрівання, проникнення магнітосферних електрических полів в середні широти, а також іншими ефектами. Порівнюються результати вимірювань і моделювання атмосферних та іоносферних процесів під час збурення.

ВВЕДЕНИЕ

Вспышки на Солнце и выбросы корональной массы — самые мощные проявления его активности. Они сопровождаются усилением электромагнитного излучения светила и потока корпускул (солнечных космических лучей), увеличением интенсивности солнечного ветра, генерацией ударной волны и появлением межпланетных выбросов. Их энергетика велика [12—13].

В результате вспышек в геокосмосе развиваются процессы с малым (около 8 мин), средним (10—200 мин) и большим (30—40 ч) запаздыванием, которые вызваны соответственно усилением электромагнитного излучения, потоков корпускул и солнечного ветра. Увеличение интенсивности последнего приводит к генерации значительных возмущений геомагнитного поля (до 10^3 нТл), параметров ионосферы (электронная концентрация N увеличивается до двух раз или уменьшается в 2—10 раз) и атмосферы (температура газа T_n увеличивается на сотни кельвин). Указанные возмущения в геокос-

мосе именуются магнитными, ионосферными и атмосферными бурами. Они представляют собой проявление единого процесса — геокосмической бури.

Геокосмическим (часто называемым магнитными) бурям посвящены десятки книг и многие сотни научных статей, в частности книга [41] и обзоры [17, 22].

Исследования геокосмических бурь проводятся в рамках грандиозных проектов. Несмотря на затрачиваемые усилия, в настоящее время нет полного понимания физических процессов, сопутствующих геокосмическим бурям. Еще хуже дело обстоит с моделированием и прогнозом этих процессов в глобальных масштабах во всех областях околоземного пространства.

Исследование геокосмических бурь и их последствий является актуальным ввиду их большого общенаучного и прикладного значения. В частности, интенсивные бури могут сопровождаться сбоями (авариями) в работе мощных линий электропередач, систем интернета, радионавигации, телекоммуникации, изменениями траекторий низкоорбиталь-

тальных космических аппаратов и т. д. Кроме того, геокосмические бури опосредованно влияют на самочувствие и здоровье людей, а также состояние биосферы Земли в целом.

Наблюдение каждой геокосмической бури позволяет продвинуться в понимании сложной и многогранной картины физических процессов, сопровождающих бури.

Целью данной работы является сравнение результатов измерений и моделирования вариаций параметров ионосферы и атмосферы, сопровождавших уникальную магнитную бурю 25 сентября 1998 г.

Для наблюдения процессов в ионосфере (атмосфере) использовался единственный в Украине радиорадар некогерентного рассеяния (НР), размещенный в Ионосферной обсерватории вблизи г. Харькова (геомагнитные координаты: 45.7° , 117.8° ; географические координаты: 49.6° с. ш., 36.3° в. д.). Его основные параметры следующие: импульсная мощ-

ность передающего устройства 3.6 МВт (средняя мощность 100 кВт), коэффициент усиления антенны около 12700 (диаметр антенны 100 м, ее эффективная площадь около 3700 м^2 , ширина луча диаграммы направленности около 1°), рабочая частота 158 МГц. В зависимости от режима работы передающего устройства измерения ведутся в диапазоне высот 100–1500 км. Для уменьшения статистической погрешности использовался интервал обработки 1.5–15 мин для отношения сигнал/шум на входе системы 10–0.2. При этом относительная погрешность определения параметров ионосферы (концентрации электронов N , температуры электронов T_e и ионов T_i) не превышала 3–10 %. Параметры нейтральной атмосферы вычислялись по полученным параметрам ионосферы.

Моделирование пространственно-временных вариаций параметров ионосферы и атмосферы осуществлялось на основе моделей IRI-90 и MSIS-86 [15, 23].

Таблица 1. Данные о солнечной активности

Дата, сентябрь 1998 г.	F10.7	Число солнечных пятен	Площадь солнечных пятен, 10^{-6}	Рентгеновское излучение (фон)	Число рентгеновских вспышек			Число оптических вспышек				
					C	M	X	S	2	4	1	0
21	138	151	910	B 3.5	4	0	0	4	1	0	0	0
22	141	154	720	B 3.5	3	0	0	5	0	0	0	0
23	143	162	760	B 5.3	4	1	0	8	0	0	1	0
24	135	156	800	B 4.1	2	0	0	5	1	0	0	0
25	139	118	680	B 3.7	4	0	0	6	0	0	0	0
26	136	115	770	B 5.3	4	0	0	8	0	0	0	0
27	127	87	620	B 4.0	5	0	0	7	3	0	0	0

Таблица 2. Данные о потоках протонов и электронов с энергиями ε_p и ε_e

Дата, сентябрь 1998 г.	Потоки протонов, $10^9 \text{ м}^{-2} \text{ сут}^{-1} \text{ стер}^{-1}$			Потоки электронов, $10^{10} \text{ м}^{-2} \text{ сут}^{-1} \text{ стер}^{-1}$
	$\varepsilon_p > 1 \text{ МэВ}$	$\varepsilon_p > 10 \text{ МэВ}$	$\varepsilon_p > 100 \text{ МэВ}$	
21	1.5	0.17	0.038	1.4
22	1.4	0.17	0.039	2.5
23	4.5	0.33	0.041	5.6
24	130	1.2	0.039	8.7
25	1100	3.4	0.024	52
26	53	0.21	0.022	62
27	43	0.22	0.024	120

МАГНИТНАЯ БУРЯ

Характеристика космической погоды. Ежедневные данные об основных фактах, определяющих космическую погоду, представлены в интерне-

те (<http://solar.sec.noaa.gov/weekly>). Ежедневные данные об активности Солнца и потоках частиц приведены в табл. 1 и 2. Из табл. 1 видно, что 23 сентября произошла вспышка на Солнце класса M6/3B. Она началась в 06^h44^m, а закончилась в

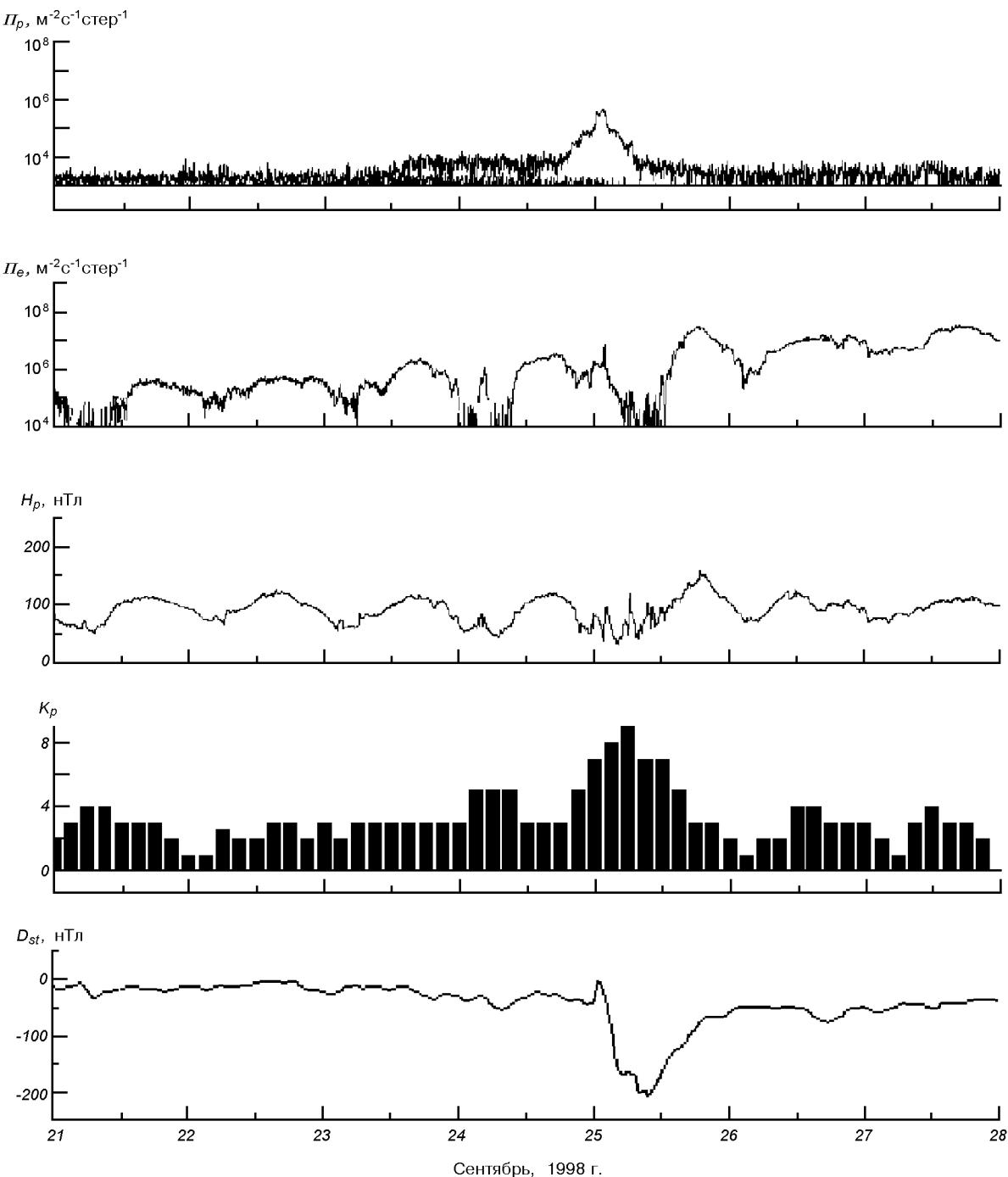


Рис. 1. Временные вариации потоков протонов и электронов, H_p -составляющей геомагнитного поля, K_p - и D_{st} -индексов в течение 21–28 сентября 1998 г. [<http://solar.sec.noaa.gov/weekly>]

10^{10} – 10^{11} кВт, достигнув максимальной интенсивности в 07^h06^m UT. Плотность потока мощности рентгеновского излучения в диапазоне длин волн $\lambda\lambda$ 0.1–0.8 нм достигла значений $6.9 \cdot 10^{-5}$ Вт/м² (класс M6.9).

Временные зависимости потоков протонов и электронов, а также H_p -составляющей геомагнитного поля (H_p -составляющая параллельна оси спутника, которая почти параллельна земной оси) показаны на рис. 1. Измерения выполнены на спутнике GOES-8. Значения потоков и H_p усреднены на интервале времени 5 мин. На этом же рисунке указаны K_p -индексы.

Из рис. 1 видно, что 22 и 23 сентября 1998 г. были магнитоспокойными днями. В первой половине следующего дня (24 сентября) наблюдалась умеренная буря ($K_p = 5$), которая к 25 сентября перешла в интенсивную магнитную бурю ($K_p = 5..9$, суммарный индекс $\Sigma K_p = 51$). Им соответствовали флюктуации H_p со средними амплитудами 3–5 и 30 нТл и продолжительностью около 9 и 21 ч соответственно.

Зависимость индекса D_{st} от времени показана на том же рис. 1. Видно, что около 01^h имело место увеличение индукции магнитного поля на 33 нТл, а затем ее уменьшение на 203 нТл примерно до 10 ч. В интервале времени 10^h–18^h индекс D_{st}^* увеличился на 122 нТл. В течение времени 01^h–10^h наблюдалась основная фаза магнитной бури, фаза восстановления ее продолжалась нескольких суток, вплоть до 13^h 30 сентября.

Энергетика магнитной бури. Энергия бури E_{ms} определяется значением $D_{st min}$ [22]:

$$E_{ms} = \frac{3}{2} E_M \frac{|D_{st}^*|}{B_0}, \quad (1)$$

где $B_0 \approx 3 \cdot 10^{-5}$ Тл — значение индукции магнитного поля на экваторе, $E_M \approx 8 \cdot 10^{17}$ Дж — энергия дипольного магнитного поля Земли. Скорректированное значение

$$D_{st}^* = D_{st} - bp^{1/2} + c.$$

Здесь $b = 5 \cdot 10^5$ нТл/(Дж·м⁻³)^{1/2}, $c = 20$ нТл, $p = N_p m_p v_{sw}^2$, N_p и m_p — концентрация и масса протонов, v_{sw} — скорость солнечного ветра.

Энергия магнитной бури 25 сентября, оцениваемая по формуле (1), при значении $D_{st min}^* \approx -300$ нТл, составила величину $1.2 \cdot 10^{16}$ Дж. Максимальное значение мощности бури в интервале времени 02^h–04^h приблизилось к $1.4 \cdot 10^{12}$ Вт. По классификации [14] данная бури относится к крайне сильным, а значит

универсальным. Некоторые ее эффекты по наблюдениям на радаре НР в Харькове описаны в работах [5, 8–11, 20, 39]. Здесь мы остановимся на них подробнее.

ИОНОСФЕРНАЯ БУРЯ

Результаты измерений. Электронная концентрация и высота максимума области F. Сильнейшая ионосферная буря началась после полуночи и продолжалась по крайней мере до полудня 25 сентября (при значениях $K_p \geq 7$). На рис. 2, *a* и *b* показаны вариации критической частоты f_0F2 , полученной по ионограммам через 15-минутные интервалы времени, и соответствующих значений электронной концентрации N_m в максимуме слоя F2.

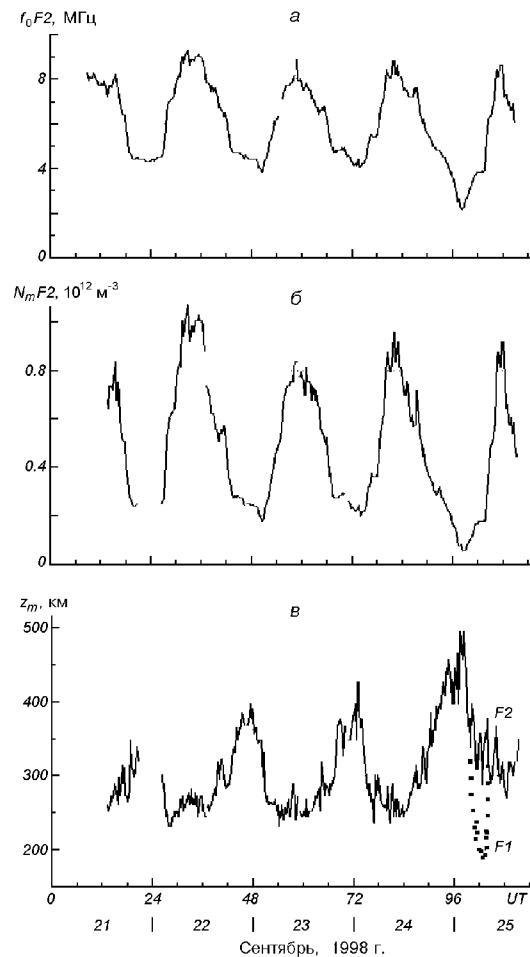


Рис. 2. Параметры максимума области F ионосферы в период 21–25 сентября 1998 г.: *a* — критическая частота f_0F2 , *b* — электронная концентрация N_m ; *c* — высота максимума z_m .

Видно, что понижение f_0F2 , характерное для отрицательной ионосферной бури, началось после полуночи и интенсивно прогрессировало. Разница частот по сравнению со спокойным периодом с 13^h 22 сентября до 13^h 23 сентября ($A_p = 10, 14$), который можно рассматривать как контрольный день, достигла 1.7 МГц около 02^h и 3.3 МГц около 07^h30^m. При этом значение N_m уменьшилось в 3 и 3.5 раза соответственно. Примерно с 06^h30^m до 7^h30^m, т. е. во время главной фазы бури, в результате глубокой депрессии электронной концентрации на высотах слоя F2 основной максимум N_m сместился в область доминирующих молекулярных ионов (ниже 200 км). Слой F2 был экранирован слоем F1 (рис. 2, в), на ионограммах вертикального зондирования зафиксировано так называемое условие G .

Значительное уменьшение N наблюдалось во всем интервале высот 250—500 км (рис. 3). Минимальной величины N достигла в период главной фазы бури, точнее в интервале времени 02^h—07^h. На высоте 300 км в указанном интервале времени уменьшение N по сравнению со спокойным днем варьировало от девяти до трех раз. С увеличением высоты уменьшение значений N уменьшалось. Например, на высоте 400 км оно составило 2.8—1.6 раза. Этот эффект, по-видимому, можно объяснить увеличением приведенной плазменной высоты во время возмущения за счет нарастающего с высотой дополнительного нагрева плазмы.

На рис. 2, в приведены временные вариации высоты максимума z_m области F. В контрольный день поведение высоты максимума характерно для спокойной среднеширотной ионосферы: ночью значение $z_m F2 \approx 390$ км, что превышало дневные значения (250—260 км). С восходом Солнца наблюдалось уменьшение $z_m F2$, обусловленное суточными вариациями фотохимических процессов и термосферных ветров: меридиональная составляющая термосферного ветра ночью направлена к экватору и способствует подъему слоя на более высокие уровни, а днем она обращен к полюсу, что обеспечивает понижение $z_m F2$. После захода Солнца высота $z_m F2$ увеличивалась к характерным ночных значениям. В возмущенный день 25 сентября, как видно из рисунка, наблюдалось увеличение значений $z_m F2$ по сравнению с контрольным днем примерно на 100 км около полуночи и на 50 км вблизи полудня.

На рис. 4 показаны высотные профили электронной концентрации в последовательные моменты времени (через 15 мин) в период отрицательной ионосферной бури. Видно, что в интервале времени

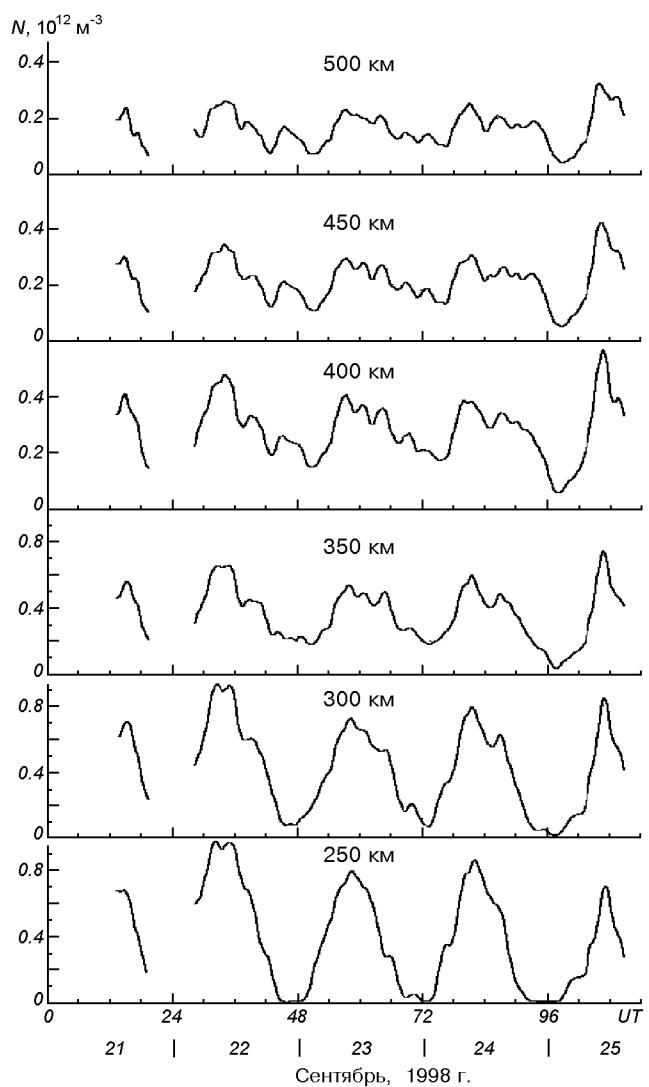


Рис. 3. Временные вариации электронной концентрации N на фиксированных высотах

04^h30^m—08^h30^m увеличение концентрации $N_m F2$ замедлилось, высота $z_m F2$ увеличилась, толщина слоя увеличилась. Высотные профили существенно деформировались. Концентрация N в области F1 изменялась мало, так что отношение $N_m F2 / N_m F1$ уменьшилось, и в интервале времени 06^h30^m—07^h30^m стало меньше единицы.

Температуры электронов и ионов. Рис. 5 иллюстрирует вариации температур электронов и ионов в период 21—25 сентября. Суточная зависимость температуры электронов T_e характеризуется быстрым увеличением во время восхода Солнца,

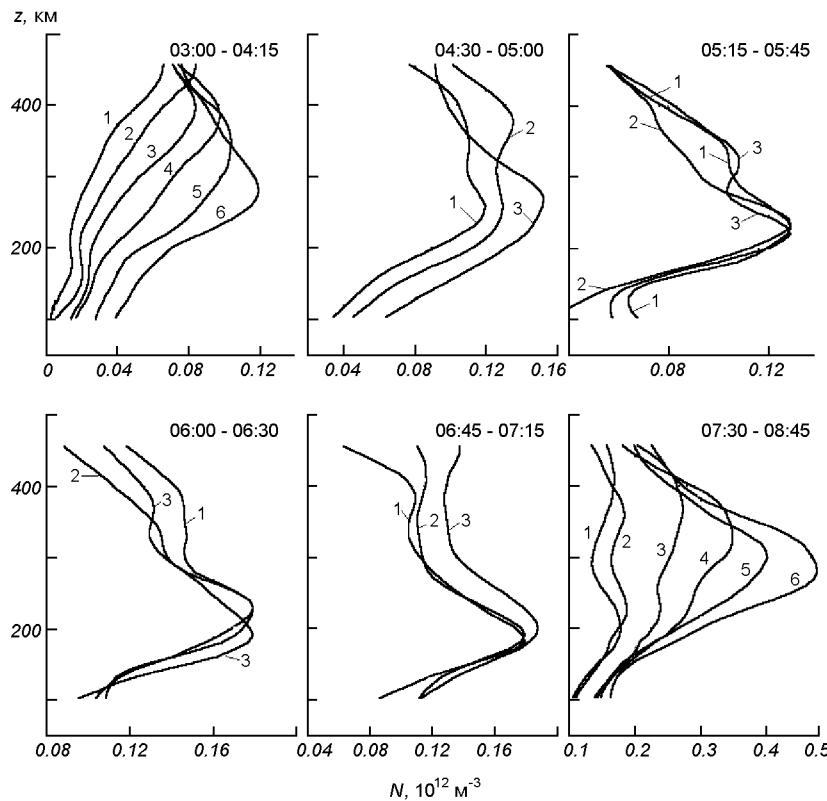


Рис. 4. Высотные профили электронной концентрации N в возмущенный день 25 сентября 1998 г. Числы у кривых означают последовательность моментов времени (через 15 мин)

уменьшением T_e вблизи полудня за счет увеличения теплопередачи от электронов к ионам, которая пропорциональна N^2 , и снижением T_e после захода Солнца. Во время бури имел место дополнительный нагрев электронного газа, который наблюдался после начала бури и до восхода Солнца. Максимальное превышение T_e по сравнению с контрольным днем отмечалось около 02^h , оно увеличивалось с высотой, достигнув примерно 800 К на высоте 500 км.

После восхода Солнца поведение T_e изменилось: на высотах 250—350 км T_e уменьшилась по сравнению с контрольным днем и восстановила свое значение только к местному полудню, т. е. к концу главной фазы бури. Наибольшее уменьшение T_e , почти на 500 К, отмечалось на высоте 250 км, с увеличением высоты оно уменьшалось. Выше 400 км температуры электронов в возмущенный и контрольный день практически совпадали. Следует отметить [5, 20], что уменьшение T_e во время бури сопровождалось изменением направления вертикальной скорости плазмы v_z , которая на высотах

250—350 км достигла значений 50—35 м/с около 03^h . В это же время в спокойный день 23 сентября скорость составила $v_z \approx -(20—30)$ м/с.

Из рис. 5 видно также, что суточные изменения T_i в спокойный день 22—23 сентября невелики, с восходом Солнца температура T_i увеличилась от ночных значений 900—960 К в интервале высот 300—450 км до дневных величин около 1200 К, вечером наблюдалось снижение T_i и переход к ночным условиям. Во время бури на всех высотах вплоть до конца наблюдений (15^h) отмечался дополнительный нагрев ионного газа по сравнению со спокойным днем. Максимальное превышение T_i составляло 450—500 К на высотах 400—450 км в интервале времени $02^h—05^h$.

Результаты моделирования. Концентрация электронов и высота максимума F2-слоя. Данные параметры ионосферы рассчитаны с привлечением Международной справочной модели ионосферы IRI [15]. К числу входных параметров модели относятся индексы, описывающие уровень солнечной и геомагнитной активности. Остановимся под-

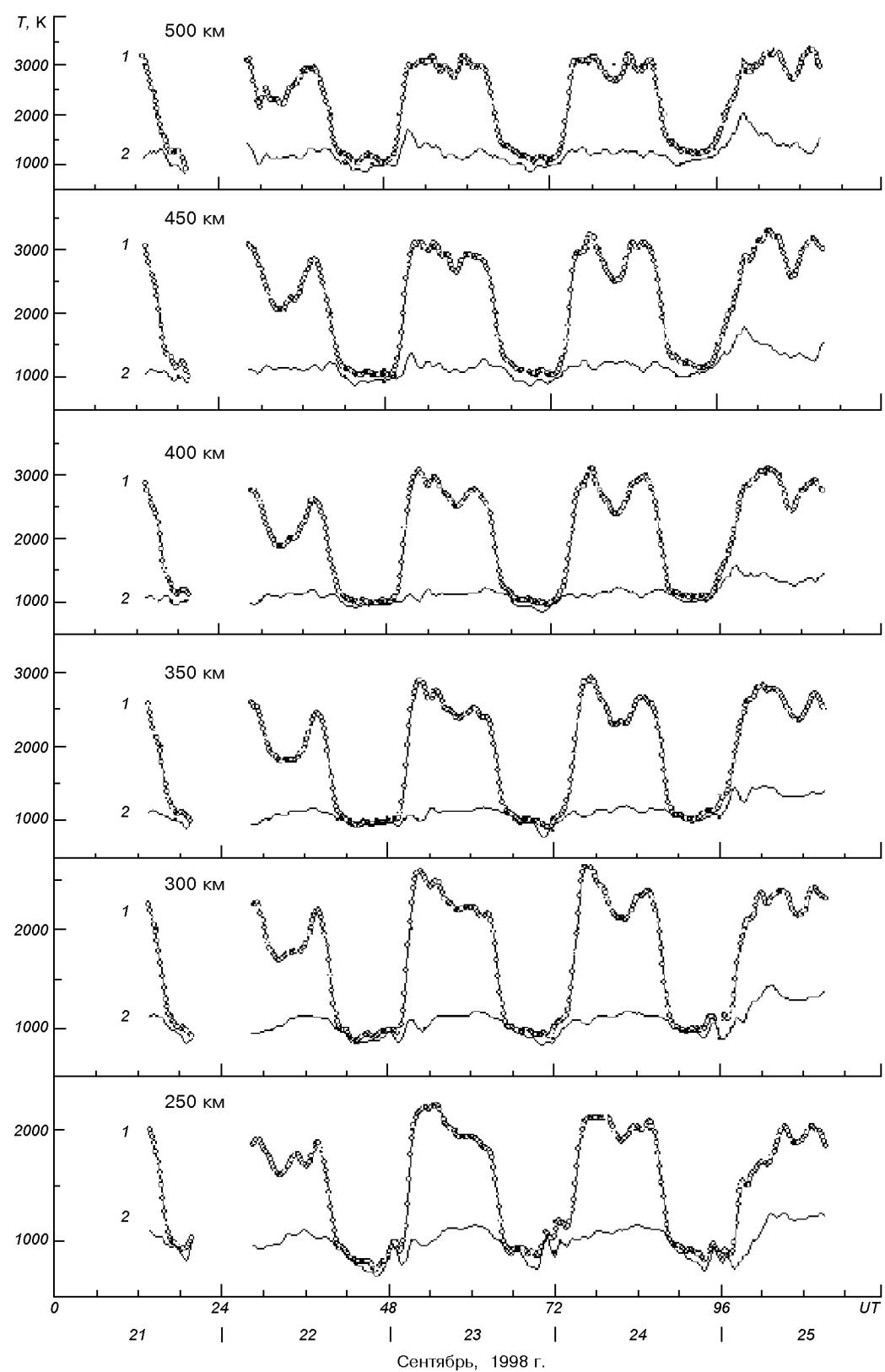


Рис. 5. Временные вариации температур электронов T_e (1) и ионов T_i (2) на фиксированных высотах 21—25 сентября 1998 г.

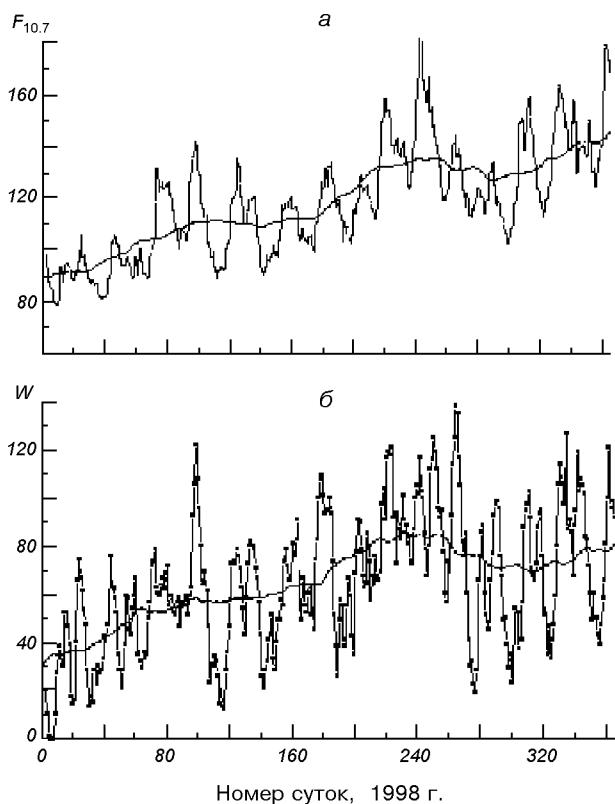


Рис. 6. Вариации потока радиоизлучения Солнца $F_{10.7}$ (а) и числа Вольфа W (б)

робнее на состоянии гелиофизической обстановки в 1998 г. Как известно, солнечная активность характеризуется числом Вольфа W и плотностью потока радиоизлучения $F_{10.7}$ на длине волны 10.7 см. Первый индекс является традиционным для описания активности Солнца, второй же более удобен для постоянного мониторинга, поскольку неблагоприятные погодные условия не препятствуют его регистрации. Кроме того, наблюдения $F_{10.7}$ объективны. Подсчет солнечных пятен и их группировка, напротив, субъективны.

Различные модели верхней атмосферы используют в качестве входного параметра первый либо второй индекс. В частности, термосферная модель MSIS использует индекс $F_{10.7}$, а модель ионосферы IRI — число Вольфа. На рис. 6, а приведены изменения ежедневных значений $F_{10.7}$. Сплошная линия соответствует скользящему усреднению индекса за три солнечных оборота ($F_{10.7A}$). При этом 22, 23, 24 и 25 сентября значения $F_{10.7}$ равнялись 142, 144, 136 и 139, среднее значение $F_{10.7A}$ состав-

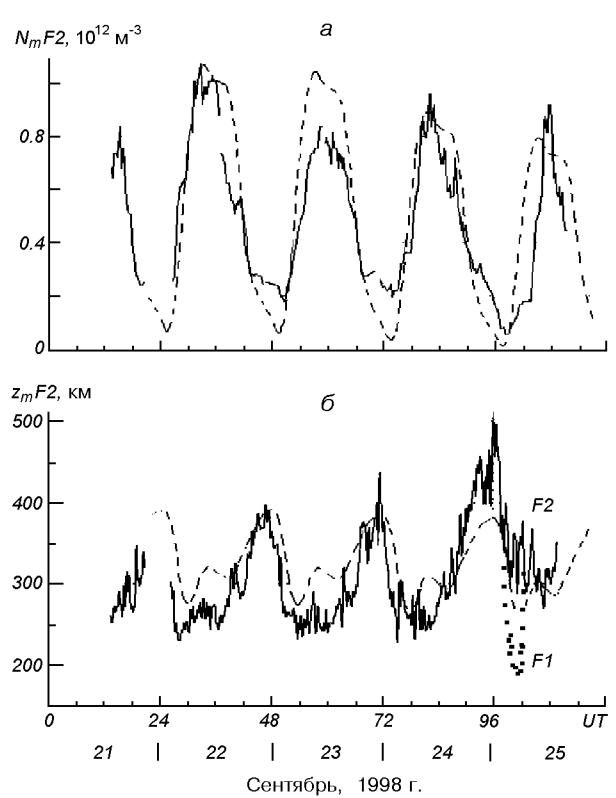


Рис. 7. Значения электронной концентрации N_m (а) и высоты $z_m F_2$ максимума слоя F2 (б): сплошная линия — измерения, штриховая — расчет по модели IRI-90

ляло 131. Видно, что для указанных дат индексы $F_{10.7}$ имеют близкие значения, поэтому модельные расчеты, использующие эти значения, также должны иметь близкие результаты. На рис. 6, б приведены ежедневные значения числа Вольфа W , а также усредненные значения по периоду времени, равному трем солнечным оборотам. Указанным датам соответствуют значения $W = 138, 135, 117$ и 105, среднее значение (за три оборота Солнца) составляло 77. Поэтому при использовании этих параметров ожидаются различия в модельных расчетах.

Для моделирования состояния ионосферы в магнитоспокойный период, предшествующий магнитной буре, была использована версия IRI-90, поскольку более поздние версии модели, начиная с IRI-95, производят расчет ионосферных параметров непосредственно для интересующей даты, используя скользящее годовое усреднение заранее подготовленного массива чисел Вольфа. Поскольку здесь рассматриваются четыре соседние даты (22, 23, 24 и 25 сентября), очевидно, что среднегодовые значе-

ния числа Вольфа будут для них практически одинаковыми, как и результаты модельных расчетов. Поэтому, чтобы видеть различие соседних дней, была выбрана модель IRI-90, допускающая введение значения W в качестве входного параметра.

Результаты расчета N и $z_m F2$ приведены на рис. 7. Параметры главного максимума F-области соответствуют характеру суточных вариаций. При значительных (до порядка величины) изменениях N_m вариации $z_m F2$ в течение суток доходят до 100 км. Увеличение высоты максимума слоя обусловлено восходящим движением ионосферной плазмы вдоль магнитных силовых линий под действием термосферного ветра, направленного ночью от полюса к экватору. Уменьшение $z_m F2$ в утренние и дневные часы связано как с изменением направления скорости переноса плазмы, так и с началом процесса ионизации в остывшей за ночь атмосфере. Увеличение $z_m F2$ в дневное время вызван нагревом нейтральной атмосферы, приводящим к увеличению концентрации атомарного кислорода, а также к увеличению коэффициента линейной рекомбинации.

В ночное время N_m , как известно, поддерживается за счет нисходящего потока плазмы из протоионосферы, а в дневное время определяется тремя основными процессами: ионизацией, рекомбинацией и переносом плазмы за счет амбиополярной диффузии, термосферного ветра и дрейфа в скрещенных электрическом и геомагнитном полях. В целом при сопоставлении рассматриваемых дат друг с другом видно уменьшение интенсивности ионизирующего излучения Солнца, проявляющееся как некоторое уменьшение N_m от дня ко дню.

Температуры электронов и ионов. Результаты расчета по модели IRI-90 электронной и ионной температур на высоте 300 км иллюстрирует рис. 8. Поведение электронной температуры T_e обусловлено, с одной стороны, нагревом электронного газа сверхтепловыми электронами, с другой стороны — охлаждением за счет передачи тепла ионам и нейтральным частицам. В дневное время вариации T_e в области F2 ионосферы отражают также изменения концентрации электронов, поскольку скорость передачи тепла ионам прямо пропорциональна N^2 . Температура ионов T_i занимает промежуточное положение между температурой электронов и температурой нейтральных частиц. Однако в силу более интенсивного теплообмена с нейтральными частицами, чем с электронами, температура ионов в большей степени характеризует тепловой режим нейтральной верхней атмосферы. Разность температур ионов и нейтральных частиц составляет

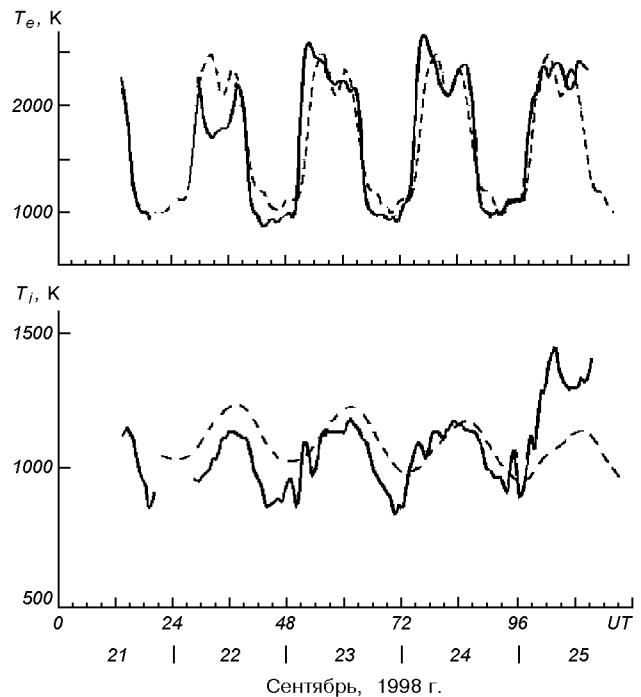


Рис. 8. Значения температуры электронов T_e (а) и ионов T_i (б): сплошная линия — измерения, штриховая — расчет по модели IRI-90 на высоте 300 км

на высотах F2-области несколько десятков градусов. С увеличением высоты степень ионизации плазмы увеличивается, и значения температуры ионов стремятся к значениям электронной температуры.

Соответствие результатов наблюдений и моделирования. Электронная концентрация N_m в максимуме слоя и высота максимума $z_m F2$. На базе модели MSIS-86, данных радара и методики [6] было проведено сравнение измеренных и расчетных значений электронной концентрации в максимуме слоя и высоты этого максимума для спокойного и возмущенного дней.

Использовались следующие соотношения, полученные в работе [6] из аналитического решения уравнения непрерывности для случая дневной стационарной среднеширотной ионосферы и аппроксимации результатов численных расчетов (в системе СИ):

$$\begin{aligned} \lg N_m = & 1.08 \lg N(O) - 0.65 \lg \beta + \\ & + 9 \cdot 10^{-3} w + \lg(I/I_{144}) - 6.28, \end{aligned}$$

Таблица 3. Сравнение значений N_m и $z_m F2$ для спокойных (23 сентября) и возмущенных (25 сентября 1998 г.) суток по данным радара НР в Харькове и модельным расчетам

Дата, сентябрь 1998 г.	Время, UT	$N(O) \cdot 10^{-14}, m^{-3}$	$N(N_2) \cdot 10^{-14}, m^{-3}$	$N(O_2) \cdot 10^{-12}, m^{-3}$	T_n, K	$w, m/c$	$\beta(O^+) \cdot 10^{-4}, c^{-1}$	$N_m \cdot 10^{-11}, m^{-3}$		$z_m F2, km$	
								расчет	экспер.	расчет	экспер.
День											
23	07 ^h	8.0	1.8	7.0	1120	-10	2.8	8.7	7.3	266	260
25	07 ^h	9.0	2.7	19.0	1440	20	7.0	12.6	5.0	351	330
Ночь											
22	21 ^h	5.5	1.3	4.5	930	50	1.5	—	—	360	375
24	21 ^h	6.0	2.4	12.0	980	40	3.5	—	—	365	450

$$z_m F2(km) = 50 \lg N(O) + 50 \lg \beta + 1.55w - 270.$$

Значения параметров нейтральной атмосферы взяты из модели MSIS-86 на высоте 300 км, I/I_{144} — отношение полного потока солнечного ионизирующего излучения к потоку при индексе солнечной активности $F_{10.7} = 144$, коэффициент рекомбинации β и константы реакций $\gamma_1(O^+, N_2)$ и $\gamma_2(O^+, O_2)$, входящих в β , определялись из выражений [24]:

$$\begin{aligned}\beta(O^+) &= \gamma_1 N(N_2) + \gamma_2 N(O_2), \\ \gamma_1 &= 8.0 \cdot 10^{-20} (T_n/300)^2, \\ \gamma_2 &= 2.0 \cdot 10^{-17} (300/T_n)^{0.4}.\end{aligned}$$

Для ночных условий высота максимума ионизации находилась из выражения

$$z_m F2(km) = 40 \lg N(O) + 40 \lg \beta + w - 128.$$

Расчеты проведены для дня и ночи местного времени. Результаты расчетных и измеренных параметров N_m и $z_m F2$ для спокойных (23 сентября) и возмущенных (25 сентября) суток приведены в табл. 3. Видно, что расчеты по упрощенным выражениям, предложенным в работе [6], показали хорошее согласие модельных и экспериментальных данных для случая стационарной F2-области в магнитоспокойных условиях. Отличия параметров N_m и $z_m F2$ лежат в пределах ± 0.1 для $\lg N_m$ и 6–15 км для z_m .

Рис. 7, а иллюстрирует сопоставление временных вариаций электронной концентрации в максимуме области F, полученных с помощью радара в Харькове и рассчитанных по модели IRI-90. Видно, что модельные расчеты отслеживают изменения уровня солнечной активности (параметра W) в рассматриваемый период наблюдения и обнаруживают удов-

летворительное согласие (до 25 %) с дневными экспериментальными результатами в спокойные даты. В то же время вочные часы модель занижает значения N_m в несколько раз. В возмущенный день, в период главной фазы бури, модельные значения N_m превышают измеренные до четырех раз.

На рис. 7, б приведены высоты максимума F2-области ионосферы, полученные по результатам эксперимента и расчета по модели IRI-90. Видно, что в спокойные даты модельные $z_m F2$ превышают измеренные значения на 25–50 км, при этом ночные результаты согласуются несколько лучше. В магнитовозмущенных условиях модель дает существенно заниженные значения $z_m F2$: днем на 25–50 км, ночью — на 80–100 км.

Итак, модельные расчеты параметров ионосферы N_m и $z_m F2$ по методике [6] показали в целом хорошее согласие с экспериментальными данными в условиях спокойной ионосферы. Расчеты по модели IRI-90 не всегда отражают особенности поведения ионосферы украинского региона даже в спокойных условиях. В периоды магнитных возмущений использование этой модели для описания или оперативного прогноза поведения ионосферы, как показывает сравнение, не правомерно. Целью сравнения была оценка сверху погрешности, допускаемой при использовании модели IRI-90 в магнитовозмущенных условиях. Это необходимо, прежде всего, специалистам в области распространения радиоволн и телекоммуникаций, которые применяют доступную им модель IRI-90.

Температуры заряженных компонентов атмосферы. На рис. 8 приведены временные вариации температур электронов T_e и ионов T_i на высоте 300 км, полученных экспериментально и из модели

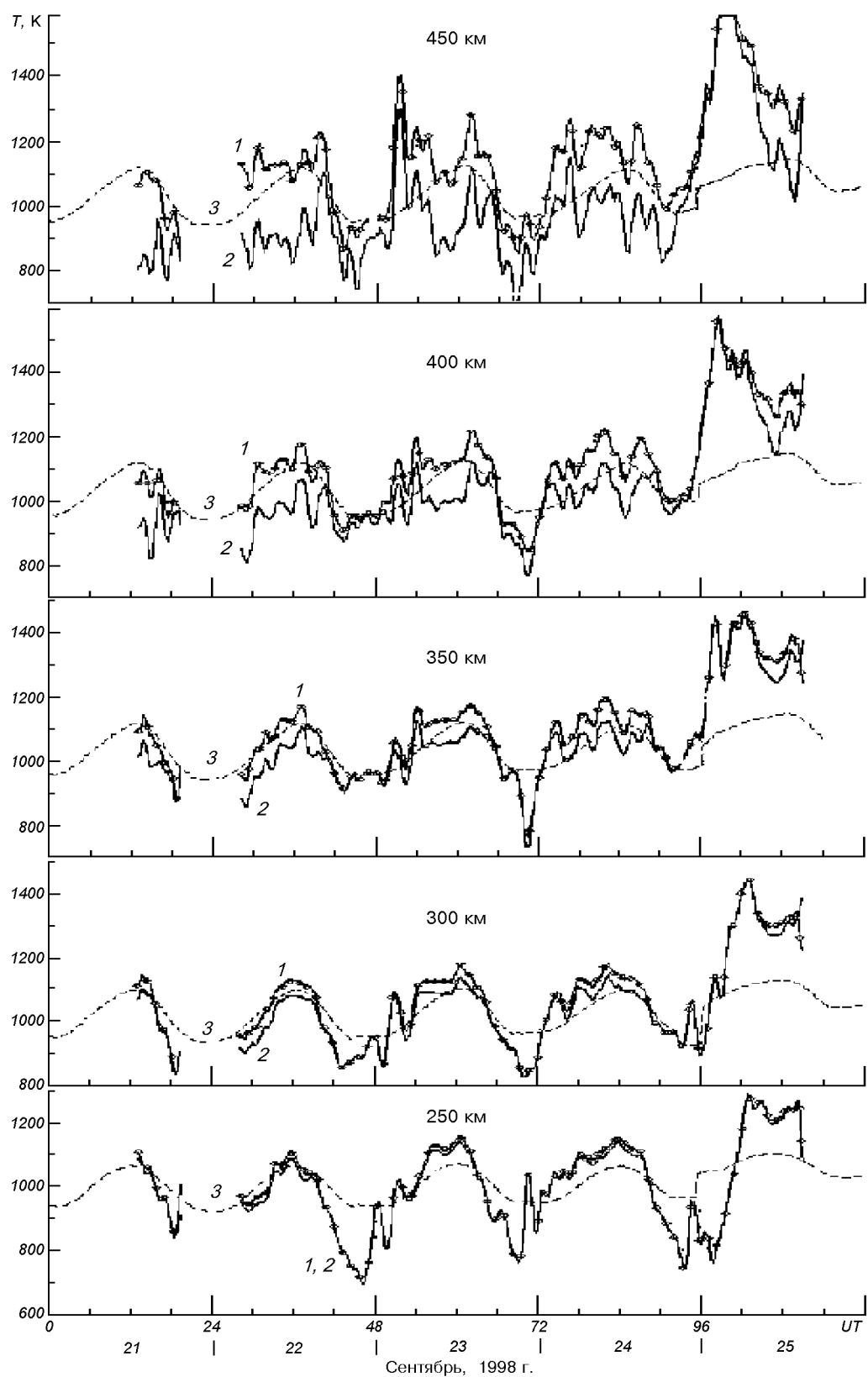


Рис. 9. Измеренные температуры ионов T_i (1) и рассчитанные температуры нейтралов T_n по данным НР (2) и $T_{n\text{MSIS}}$ по модели MSIS-86 г

IRI-90. Видно, что модель в общем неплохо описывает поведение T_e как в спокойных, так и возмущенных условиях. Наибольшее различие наблюдалось 22 сентября, значения T_e представляются завышенными для модельных величин N_m , рассчитанных для этой даты. Наибольшее отличие T_i отмечалось в период возмущения, когда модель дает заниженные значения T_i примерно на 400 К.

АТМОСФЕРНАЯ БУРЯ

Результаты вычислений. Температура нейтралов. Известно, что нейтральная атмосфера существенно влияет на поведение ионосферной плазмы как в спокойных, так и возмущенных условиях. К числу важных параметров, определяющих состояние верхней атмосферы, относятся температура нейтрального газа, его состав и скорость ветра. Эти параметры методом НР непосредственно не измеряются. Температуру нейтралов и скорость ветра рассчитывают из измеренных методом НР параметров ионосферы N , T_e , T_i , нейтральный состав определяют из термосферной модели. Температура нейтральных компонентов T_n вычислялась из уравнения теплового баланса ионного газа [3, 38] с привлечением термосферной модели MSIS-86 [23]. При этом полагалось, что в среднеширотной области F2 в квазистационарных условиях на высотах, где теплопроводностью газа можно пренебречь, скорость нагрева ионов O^+ за счет теплообмена с электронами можно приравнять скорости охлаждения за счет передачи тепла нейтральным частицам. Условие квазистационарности выполняется с большим запасом, так как время становления температуры газа за счет локальных процессов намного меньше времени ее становления за счет динамических процессов. К тому же, характерное время магнитоионосферных возмущений составляет единицы часов и более. Для этого случая уравнение теплового баланса можно записать в виде [35, 36]:

$$T_i - T_n = \frac{4.82 \cdot 10^7 N(T_e - T_i) T_e^{3/2}}{6.6N(N_2) + 5.8N(O_2) + 0.2N(O)(T_i + T_n)^{1/2}}.$$

Здесь $N(N_2)$, $N(O)$, $N(O_2)$ — концентрации молекулярного азота, атомарного и молекулярного кислорода, рассчитанные из термосферной модели MSIS-86. Температура T_n вычислялась по методике [36].

Зависимости $T_n(t)$ в период измерений на высотах 250—450 км приведены на рис. 9. Видно, что

во время бури на высоте 300 км T_n увеличилась в среднем на 200 К (отдельные отклонения составляли до 360 К) по сравнению с контрольным днем и отслеживала вариации температуры ионного газа. Эти данные хорошо согласуются с существующими представлениями и результатами, полученными, например, в работах [16, 19, 34].

Особенности высотного поведения T_n . К ним относятся следующие: 1) в спокойные дни T_n при переходе от 250 к 300 км мало изменилась, достигнув, по-видимому, значения температуры экзосфэры; 2) выше 300 км с увеличением высоты расчетное значение T_n уменьшалось, что подтверждает некорректность принятой методики расчета для больших высот, где следует учитывать теплопроводность ионного и нейтрального газов; 3) в спокойные сутки (22—23 сентября) T_n на высоте 300 км изменялась примерно от 850 К ночью до 1150 К днем. В период бури (25 сентября) температура нейтралов увеличилась до 950 К ночью и до 1450 К днем; 4) в возмущенный день T_n увеличивалась с высотой, отслеживая увеличение T_i , вплоть до высоты 450 км, что свидетельствует о нагреве нейтральной атмосферы, ее расширении и увеличении экзосферной температуры. Увеличение T_n по сравнению со спокойным днем составляло в

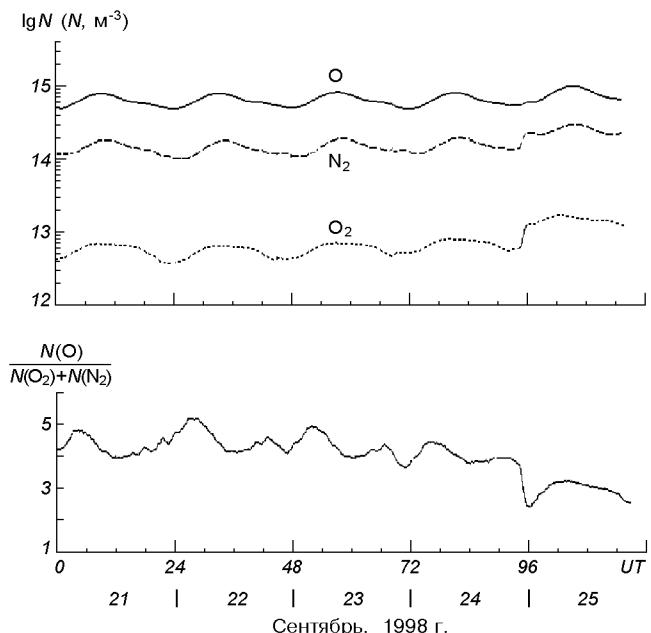


Рис. 10. Временные вариации концентрации основных компонент нейтральной атмосферы, а также параметра $N(O)/(N(N_2) + N(O_2))$ на высоте 300 км в период 21—25 сентября 1998 г. (из расчета по модели MSIS-86)

главную фазу бури 250, 360, 430, 520 и 720 К на высотах 250, 300, 350, 400 и 450 км соответственно; 5) модель MSIS-86 не отражает реальных значений T_n в магнитовозмущенных условиях, давая заниженную величину температуры. Максимальные отличия T_n , рассчитанной из данных радара, по сравнению с модельными значениями днем составляли 190, 320, 340, 470, 670 К на высотах 250, 300, 350, 400, 450 км соответственно; 6) обнаружено запаздывание приходящего сверху возмущения T_n , которое составляло около 3.5 ч в диапазоне высот 250—450 км.

Результаты моделирования. Концентрация нейтральных составляющих. На рис. 10 показаны изменения концентрации основных составляющих нейтральной атмосферы $N(N_2)$, $N(O)$, $N(O_2)$ на высоте 300 км, которые, как известно, определяют скоростиphotoхимических процессов в ионосфере и поведение N . Данные получены с привлечением модели нейтральной атмосферы MSIS-86, к числу входных параметров которой относятся поток солнечного излучения $F_{10.7}$ и суточный индекс геомагнитной активности A_p . Здесь же приведен параметр $N(O)/(N(N_2) + N(O_2))$, который характеризует соотношение процессов образования и потерь ионов O^+ . Во время магнитной бури наибольшее изменение N наблюдалось около 02^h. В это время, согласно модели, концентрация $N(N_2)$ на высоте 300 км увеличилась по сравнению с контрольным днем в 1.9 раза, $N(O_2)$ — в 2.8 раза и $N(O)$ — в 1.2 раза. В результате отношение $N(O)/(N(N_2) + N(O_2))$ уменьшилось в 1.7 раза.

Соответствие результатов наблюдений и моделирования. Температура нейтралов. Временные вариации температуры нейтралов T_n на высотах 250—450 км, полученной из данных радара и модели MSIS-86, приведены на рис. 9. Сравнение показало, что в спокойные сутки 22—23 сентября температура T_n на высоте 300 км, определяемая из модели, удовлетворительно согласуется с результатами расчета по данным НР; их различие составляет около 50 К как ночью, так и днем. Во время возмущений рассчитанные для высоты 300 км по модели MSIS-86 значения T_n ниже определяемых в среднем на 260 К, с максимальным отклонением до 320 К в главную фазу бури. С увеличением высоты расхождение модельных и определяемых значений увеличивается, достигая 670 К на высоте 450 км. Такое отличие связано, по-видимому, с тем, что модель MSIS ориентирована в основном на прогнозирование среднемесячных медианных значений параметров F2-области в магнитоспокойных условиях, хотя геомагнитные эффекты включены в

модель. Эти эффекты, очевидно, отражены недостаточно. Неадекватность модели условиям термосферных возмущений также отмечалась в ряде работ [16, 25, 34].

ОБСУЖДЕНИЕ

Электронная концентрация. Остановимся на причинах наблюдаемого значительного уменьшения N на высотах F2-области. Объяснение отрицательной ионосферной бури за счет изменения нейтрального состава, связанного с высокоширотным нагревом и перестройкой глобальной термосферной циркуляции, было предложено задолго до того, как оно было обнаружено с помощью масс-спектрометрических измерений на спутниках и вошло в стандартные модели нейтральной атмосферы. Расчеты, выполненные по модели MSIS-86, показали, что около 02^h, когда отмечалось наибольшее уменьшение N , концентрация $N(N_2)$ на высоте 300 км увеличилась по сравнению с контрольным днем в 1.9 раза, $N(O_2)$ — в 2.8 раза и $N(O)$ — в 1.2 раза. В результате параметр $N(O)/(N(N_2) + N(O_2))$, который характеризует соотношение процессов ионобразования и рекомбинации, уменьшился в 1.7 раза. Видно, что результаты расчета не могут объяснить наблюдаемое на этой высоте падение N более чем в девять раз, т.е. модель MSIS-86 дает заниженные изменения нейтрального состава. Этот вывод согласуется с результатами, полученными в работах [16, 19, 37]. Заметим также, что в работах [25, 26, 29, 30, 37] показано, что уменьшение N на порядок величины, а также разрушение слоя F2, требуют более значительного уменьшения отношения $N(O)/(N(N_2) + N(O_2))$, чем это следует из модели MSIS, в том числе уменьшения концентрации $N(O)$ до шести раз. Кстати, эти данные согласуются с последними результатами масс-спектрометрических измерений на спутниках, представленными в работе [31]. Установлена также существенная роль в увеличении скорости потерь ионов O^+ таких факторов, как нагрев атмосферы, усиление электрических полей, возбуждение колебательных уровней молекул $N_2(v)$ и $O_2(v)$ [16, 25, 26, 28, 29, 34]. Учет $N_2(v)$ в модельных расчетах в ряде случаев позволяет уменьшить расчетное значение N_mF2 в два раза, а учет $O_2(v)$ — еще примерно в 1.3 раза [29] и существенно улучшить согласие с измеренными значениями N . Известно [2, 3, 29, 38], что для среднеширотной F-области ионосферы источником возбуждения колебательных уровней молекул N_2 и O_2 могут быть высокие значения

температуры электронов ($T_e > 1500$ К) и потоки высыпающихся из магнитосферы энергичных частиц. Оба фактора имели место во время рассматриваемой бури. Дополнительный нагрев электронного газа наблюдался после начала бури и до восхода Солнца. Высыпания энергичных электронов были зафиксированы спутником GOES-8 после 02^h и продолжались вплоть до полуночи 25 сентября.

Следует отметить, что после полуночи одной из вероятных причин отрицательного ионосферного возмущения, наблюдаемого с помощью харьковского радара, могло быть смещение к экватору главного ионосферного провала. Действительно, этот эффект был обнаружен при исследовании глобальной картины крупномасштабных ионосферных возмущений во время рассматриваемой бури [1]. Авторы этой работы проводили анализ глобальных карт полного электронного содержания (ПЭС), построенных по данным навигационной системы GPS. Было установлено, что в европейском секторе на фазе развития бури, вочные и предутренние часы 25 сентября 1998 г., экваториальная стенка главного ионосферного провала сместилась до географической широты 40°. В соответствии с картами глобального распределения ПЭС в северном полушарии, которые приведены в работе [1], минимум провала был близок к Харькову, по крайней мере в период времени 03^h—05^h, а отрицательное возмущение на широте Харькова наблюдалось с 01^h до 09^h. Подобный эффект смещения к экватору главного ионосферного провала наблюдался ранее неоднократно, например по данным внешнего зондирования со спутника «Интеркосмос-19» [7], по результатам наблюдений магнитных бурь в марте 1990 г. и в ноябре 1993 г. на среднеширотном радаре НР в Миллстоун-Хилле (геомагнитная широта около 53°, $L \approx 3.2$) и спутнике DMSP [21, 34] и т. д. Интересен тот факт, что смещение провала отмечено на харьковском радаре (геомагнитная широта 45.7°), т. е. на геомагнитной широте, которая соответствует $L \approx 1.9$. Такая L -оболочка принадлежит внутренней плазмосфере. Это свидетельствует о том, что нами действительно наблюдалась крайне сильная магнитная буря.

Следует отметить, что механизм формирования ионосферных возмущений и физическая схема их развития сложны и требуют учета многих факторов (см., например, схему физических процессов во время геокосмической бури в работе [14]). Исследование вклада каждого фактора проводится с помощью постепенно совершенствующихся глобальных моделей ионосферы, таких как FLIP [32, 33, 40], модели IZMIRAN [29] и др. Результаты наблюдения каждой новой бури дают материал для их

уточнения и развития.

Высота максимума области F. Измерения на радаре в Харькове показали увеличение $z_m F2$ во время бури примерно на 100 км ночью и на 50 км днем. Подъем слоя F объясняется рядом факторов [16, 18, 34]. Среди них расширение термосферы и перестройка термосферной циркуляции за счет усиления высокоширотного источника нагрева нейтрального газа. В результате меридиональный компонент ветра, направленный к полюсу днем, уменьшается и препятствует снижению слоя F2. Ночью он направлен к экватору и складывается с дополнительным ветром из высоких широт, поднимая слой на более высокие уровни. Определенный вклад в подъем высоты $z_m F2$ могут вносить также магнитосферные электрические поля, проникающие во время возмущений в средние и низкие широты. Так, электрическое поле, направленное на восток, вызывает подъем F2-слоя. Хотя в проведенном эксперименте эффекты термосферного ветра и электромагнитного дрейфа разделить нельзя, тем не менее можно предположить, что именно их совместный вклад вызвал наблюдаемое необычное увеличение скорости эквивалентного [34] ветра w [5, 20], которое способствовало увеличению $z_m F2$. Амплитуда w увеличилась после 00^h 25 сентября, достигла значения 100 м/с после 03^h на высоте 300 км и почти до полуночи превышала соответствующие значения в спокойный день. Главная буря 25 сентября развивалась на достаточно возмущенном фоне предшествующего дня, когда также наблюдался подъем слоя F2. Он имел место после 18^h, т. е. до начала главной бури, сопровождался увеличением скорости w и, вероятно, был связан с волновыми возмущениями, генерируемыми в ночь 24—25 сентября серией интенсивных магнитосферных суббурь. Авроральный индекс AE после 18^h (24 сентября) увеличивался от уровня 300 нТл, достиг значения 1500 нТл около 22^h и 2000 нТл — около 24^h.

Температуры заряженных и нейтральных компонентов атмосферы. Во время бури увеличение температуры электронного газа нарастало с высотой, достигнув $\Delta T_e \approx 800$ К на высоте 500 км около 02^h. После восхода Солнца оно сменилось уменьшением T_e на высотах 250—350 км. На высоте 250 км уменьшение T_e составило почти 500 К. Этот процесс сопровождался изменением направления вертикальной скорости плазмы на тех же высотах 250—350 км при наибольших значениях $v_z \approx 50$ м/с [5, 20]. Известно, что увеличение T_e во время бури объясняется джоулевым нагревом, связанным с проникновением магнитосферных

электрических полей в средние широты и высыпанием энергичных частиц, которые приводят к усилению ионосферных динамо-токов, а также с уменьшением охлаждения электронного газа из-за низких значений концентрации электронов, наблюдавшихся в предутренние часы [16]. Это эффекты локального характера. Охлаждение электронного газа, которое наблюдалось после восхода Солнца, могло быть вызвано изменением направления движения плазмы и выносом ее вверх со скоростью $v_z \approx 50$ м/с [5, 20]. По-видимому, увеличение кинетической энергии направленного движения электронов привело к снижению энергии их теплового движения и уменьшению T_e .

Нагрев ионного газа во время бури отмечался на всех высотах вплоть до конца наблюдений. Максимальное увеличение T_i составило 450—500 К на высотах 400—450 км. Увеличение T_i объясняется теми же процессами джоулевой диссипации ионосферных токов, которые вызвали увеличение T_e . Определенный вклад может вносить также фрикционный нагрев за счет трения быстро движущихся под действием электрических полей ионов о нейтральный газ [16, 34]. Эти источники нагрева усиливаются в периоды возмущений.

Нагрев нейтрального газа является одним из эффектов термосферных возмущений, связанных с магнитной бурей. Установлено, что в возмущенный день температура T_n увеличивалась с высотой, отслеживая увеличение T_i , вплоть до высоты 450 км. Увеличение T_n по сравнению со спокойным днем увеличивалось с высотой и составляло в главную фазу бури $\Delta T_n = 250—720$ К в диапазоне высот 250—450 км. Эти данные согласуются с результатами [16, 19, 34]. Увеличение T_n во время бури вызывают ряд процессов [3, 25]. Среди них существенны высокоширотный нагрев термосферы за счет джоулевой диссипации магнитосферных электрических полей и высыпающихся энергичных частиц, а также фрикционный нагрев за счет ион-нейтрального трения. Последний обусловлен разностью скоростей нейтрального ветра и $E \times B$ -дрейфа ионов [16] и может привести к увеличению T_n во время бури на несколько сотен градусов [16, 19, 38]. Известно, что полярные эффекты влияют на среднеширотную ионосферу как некоторые глобальные возмущения нейтрального состава, температуры и термосферной циркуляции. Они сопровождаются генерацией внутренних гравитационных волн и более длиннопериодных приливных гармоник с горизонтальными масштабами порядка нескольких тысяч километров, источником которых являются магнитосферные суббури и бури. Возму-

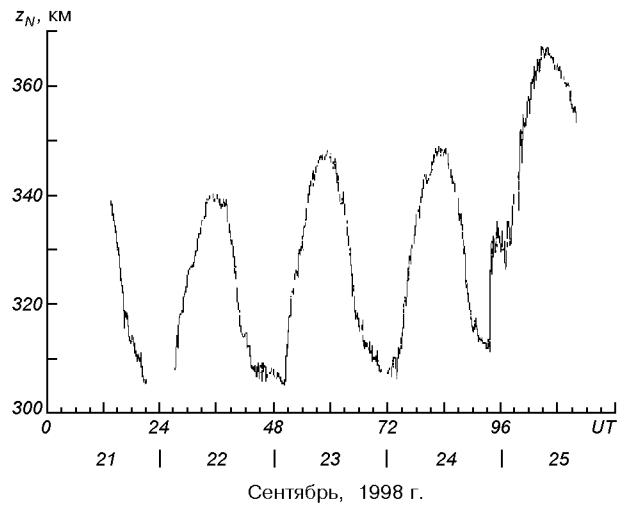


Рис. 11. Временные вариации высоты z_N — нижней границы области диффузии, где $\tau_{\text{хим}} = \tau_{\text{диф}}$ в период 21—25 сентября 1998 г.

щения нейтрального состава и температуры переносятся из высоких широт в средние за счет усиления меридионального ветра к экватору. Этот перенос является нелокальным источником нагрева среднеширотной термосферы. С другой стороны, проникновение магнитосферных электрических полей в средние широты и высыпание энергичных частиц из магнитосферы являются источником локального джоулева нагрева термосферы. Совместное действие этих факторов, очевидно, наблюдалось в нашем случае и подтверждалось все той же положительной волной ветра и в главную фазу бури 25 сентября [5, 20].

Следует отметить, что во время бури было зарегистрировано увеличение T_n , по крайней мере до высоты 450 км, где T_n достигла значения 1770 К. Это значит, что высота термопаузы, выше которой атмосфера становится изотермичной, увеличилась от 300 км в спокойный день до 450 км и более во время бури. Нагрев термосферы сопровождался изменением нейтрального состава и увеличением концентрации тяжелых компонентов нейтрального газа. Это привело к увеличению высоты z_N (рис. 11), на которой сравниваются характерные времена фотохимических процессов и диффузии. Видно, что в возмущенный день величина z_N увеличилась более чем на 15 км. Расчет z_N выполнен по данным нейтрального состава из термосферной модели MSIS-86, которая, как упоминалось, дает заниженные значения концентрации нейтральных компонентов в период возмущений. Можно ожи-

дать, что реальные значения z_N были выше. Как видно из рис. 11, амплитуда суточных колебаний z_N и среднее за сутки значение этой высоты продолжает увеличиваться и после окончания магнитной бури. Из этого следует, что буря вызывает в атмосфере, а возможно, и в геокосмосе, и более инерционные, чем описанные, процессы.

Вариации T_n во времени имели волновой характер. Максимум нагрева нейтральных частиц наблюдался сначала на больших высотах (около 03^h), а затем на меньших высотах (около 06^h—07^h), т. е. нагретый газ опускался вниз. Запаздывание приходящего сверху возмущения T_n составляло 3—4 ч в диапазоне высот 250—450 км.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

1. С помощью радара НР в Харькове проведены комплексные наблюдения отклика ионосферы на крайне сильную магнитную бурю 25 сентября 1998 г. Хотя основные магнитосферно-ионосферные процессы проходят, как правило, в полярных широтах, тем большую ценность представляют сведения о вызванном бурей мощном возмущении среднеширотной ионосферы, связанной с внутренней плазмосферой (геомагнитная широта 45.7°, $L = 1.9$). Данна интерпретация эффектов бури в свете современных представлений, проведено сравнение результатов измерений и моделирования вариаций параметров ионосферы и термосферы во время бури.

2. Обнаружено и объяснено уменьшение электронной концентрации, которое в главную фазу бури (02^h—08^h) составило 3—3.5 раза в максимуме области F и от 9 до 3 раз на высоте 300 км. В результате глубокой депрессии слой F2 оказался экранированным слоем F1. Показано, что привлечение рассчитанного по модели MSIS-86 изменения нейтрального состава, связанного с высокоширотным нагревом термосферы и перестройкой глобальной термосферной циркуляции, не может объяснить наблюдаемое глубокое падение N и разрушение слоя F2 и требует корректировки модели, а также учета других факторов (колебательно-воздушных молекул $N_2(v)$ и $O_2(v)$, влияния электрических полей на коэффициент рекомбинации и т. д.).

3. В ночное время отрицательное ионосферное возмущение, по-видимому, было вызвано смещением к экватору главного ионосферного провала, что подтверждает анализ глобальных карт полного электронного содержания (ПЭС), построенных по данным навигационной системы GPS.

4. Зарегистрирован подъем высоты максимума электронной концентрации z_mF2 в среднем на 100 км ночью и на 50 км днем. Он вызван расширением термосферы и перестройкой глобальной термосферной циркуляции за счет усиления высокоширотного источника нагрева.

5. Отмечен рост температур электронов T_e и ионов T_i продолжительностью 6 и 16 ч соответственно. Около 02^h на высоте 500 км увеличение T_e составило около 800 К, а T_i — 500 К. Дополнительный нагрев ионосферной плазмы обусловлен усилием ионосферных токов за счет проникновения магнитосферных электрических полей в средние широты и высыпания энергичных частиц, джоулевой диссипацией их энергии, а также фрикционным нагревом за счет ион-нейтрального трения.

6. Обнаружено уменьшение T_e (до 500 К) после восхода Солнца на высотах 250—350 км, которое сопровождалось инверсией скорости вертикального переноса плазмы на этих же высотах. Охлаждение T_e можно объяснить, по-видимому, изменением направления движения плазмы и выносом ее вверх со скоростью $v_z \approx 50$ м/с, что привело к снижению энергии теплового движения электронного газа.

7. Обосновано, что во время бури имело место увеличение температуры нейтральной атмосферы на 360 К на высоте 300 км. Модель MSIS-86 для возмущенных условий занижает значения T_n примерно на 320 К на этой же высоте. Увеличение T_n объясняется как высокоширотным нагревом термосферы, переносимым из высоких широт в средние широты за счет усиления меридионального ветра к экватору, так и локальным джоулевым нагревом, связанным с проникновением магнитосферных электрических полей в средние широты. Получены данные об увеличении T_n во время бури по крайней мере до высоты 450 км. При этом ΔT_n составило 250—720 К в диапазоне высот 250—450 км. Это свидетельствует о том, что высота термопаузы увеличилась от 300 км в спокойный день не менее чем до 450 км во время бури.

8. Моделирование атмосферных и ионосферных процессов с использованием моделей MSIS-86 и IRI-90 показало, что в спокойные даты результаты моделирования и измерения в целом неплохо согласуются, в магнитовозмущенных условиях различия достигали сотен процентов для N , десятков процентов для T_e и T_i . В возмущенные периоды моделирование ионосферных процессов требует использования моделей типа FLIP, позволяющих исследовать вклад различных физико-химических процессов в состояние ионосферы.

Наблюдения уникальной магнитной бури 25 сентября 1998 г. иллюстрируют тесную взаимосвязь явлений на Солнце, в ближнем космосе, ионосфере и термосфере, которые характеризуют состояние космической погоды. Геокосмические бури могут вызывать существенные возмущения в среднеширотной ионосфере и атмосфере, что является важным фактором, оказывающим влияние на технологическую деятельность человека и «здоровье» всей планеты.

Авторы выражают глубокую признательность Л. Я. Емельянову и И. Б. Склярову за проведение трудоемких измерений на радаре НР, А. В. Болибок за выполнение сложных компьютерных вычислений.

1. Афраймович Э. Л., Косогоров Е. А., Леонович Л. А., Пирог О. М. Глобальная картина крупномасштабных ионосферных возмущений во время магнитной бури 25 сентября 1998 г. // Геомагнетизм и аэрономия.—2002.—42, № 4.—С. 491—498.
2. Брюнелли Б. Е., Намгаладзе А. А. Физика ионосферы. — М.: Наука, 1987.—528 с.
3. Бэнкс П. М. Тепловая структура ионосферы // ТИИЭР.—1969.—57, № 3.—С. 6—30.
4. Бэнкс П. М. Источники энергии в высокосиротной верхней атмосфере // Полярная верхняя атмосфера. — М.: Мир, 1983.—С. 121—133.
5. Григоренко Е. И., Емельянов Л. Я., Таран В. И., Черногор Л. Ф. Результаты наблюдений процессов в ионосфере, сопутствующих геомагнитной буре 25 сентября 1998 года при помощи радара некогерентного рассеяния в Харькове // Тр. XX Всерос. конф. по распространению радиоволн. — Нижний Новгород: Талам, 2002.—С. 56—57.
6. Иванов-Холодный Г. С., Михайлов А. В. Прогнозирование состояния ионосферы (детерминированный подход). — Л.: Гидрометеоиздат, 1980.—190 с.
7. Индюков А. Е., Климов Н. Н., Васильев Г. В., Флигель М. Д. О положении главного ионосферного провала по данным внешнего зондирования // Исслед. по геомагнетизму, аэрон. и физ. Солнца.—1985.—Вып. 71.—С. 58—61.
8. Таран В. И. Исследование ионосферы в естественном и искусственно возмущенном состояниях методом некогерентного рассеяния // Геомагнетизм и аэрономия.—2001.—41, № 5.—С. 659—666.
9. Таран В. И., Григоренко Е. И. Ионосферно-протоносферные процессы во время естественных возмущений по данным Харьковского радара некогерентного рассеяния // Сб. тр. Первой украинской конференции по перспективным космическим исследованиям. — Киев: АДЕФ-Украина, 2001.—С.119—124.
10. Таран В. И., Григоренко Е. И., Лысенко В. Н., Пуляев В. А. Ионосферные эффекты магнитных бурь по наблюдениям на радаре некогерентного рассеяния в Харькове // Информационные технологии: наука, техника, технология, образование, здоровье: Сб. тр. ХГПУ.—1999.—Вып. 7, ч. 3.—С. 381—383.
11. Таран В. И., Лысенко В. Н., Григоренко Е. И. Особенности процессов переноса плазмы и ионосферно-протоносферного взаимодействия во время магнитных бурь // Вестник нац. технич. ун-та «Харьковский политехнический институт»: Сб. науч. тр.—2001.—Вып. 4.—С. 261—264.

12. Физика космоса: Маленькая энциклопедия. — М.: Сов. энциклопедия, 1986.—783 с.
13. Черногор Л. Ф. Энергетика процессов на Земле, в атмосфере и околоземном космосе в свете проекта «Попередження» // Космічна наука і технологія.—1999.—5, № 1.—С. 38—47.
14. Черногор Л. Ф. Физика Земли, атмосферы и геокосмоса в свете системной парадигмы // Радиофизика и радиоастрономия.—2003.—8, № 1.—С. 59—106.
15. Bilitza D. International reference ionosphere-status 1995/1996 // Adv. Space Res.—1997.—20(9).—P. 1751—1754.
16. Buonsanto M. J. Millstone Hill incoherent scatter F region observations during the disturbances of June 1991 // J. Geophys. Res.—1995.—100, N A4.—P. 5743—5755.
17. Buonsanto M. J. Ionospheric storms – A review // Space Sci. Rev.—1999.—88.—P. 563—501.
18. Buonsanto M. J., Gonzalez S. A., Pi X., et al. Radar chain study of the May, 1995 storm // J. Atmos. Solar-Terr. Phys.—1999.—61.—P. 233—248.
19. Buonsanto M. J., Pohlman L. M. Climatology of neutral exospheric temperature above Millstone Hill // J. Geophys. Res.—1998.—103, N A10.—P. 23.381—23.392.
20. Chernogor L. F., Grigorenko Ye. I., Taran V. I., Tyrnov O. F. Dynamic processes in the near-Earth plasma during the September 25, 1998 magnetic storm from Kharkiv incoherent scatter radar data // Programme Poster Presentations International Union of Radio Science XXVIIth General Assembly. — Maastricht the Netherlands, 2002.—P. 2280.
21. Foster J. C., Rich F. J. Prompt mid-latitude electric field effects during severe geomagnetic storms // J. Geophys. Res.—1998.—103.—P. 26.367—26.372.
22. Gonzales W. D., Jozelyn J. A., Kamide Y., et al. What is a geomagnetic storm? // J. Geophys. Res.—1994.—99, N A4.—P. 5771—5792.
23. Hedin A. E. MSIS-86 thermospheric model // J. Geophys. Res.—1987.—92, N 5.—P. 4649—4662.
24. McFarland M., Albritton D. L., Fehsenfeld F. C., et al. Flow-drift technique for ion mobility and ion-molecule reaction rate constant measurements. II. Positive ion reactions of N^+ , O^+ and N_2^+ with O_2 and O^+ with N_2 from thermal to 2 eV // J. Chem. Phys.—1973.—59, N 12.—P. 6620—6628.
25. Mikhailov A. V., Foster J. C. Daytime thermosphere above Millstone Hill during severe geomagnetic storms // J. Geophys. Res.—1997.—102.—P. 17.275—17.282.
26. Mikhailov A. V., Fürster M. Some F2-layer effects during the January 06–11, 1997 CEDAR storm period as observed with the Millstone Hill incoherent scatter facility // J. Atmos. Solar-Terr. Phys.—1999.—61.—P. 249—261.
27. Pavlov A. V., Buonsanto M. J. Using steady-state vibrational temperatures to model effects of N_2^* on calculations of electron densities // J. Geophys. Res.—1996.—101.—P. 26.941—26.945.
28. Pavlov A. V. The role of vibrationally excited oxygen and nitrogen in the ionosphere during the undisturbed and geomagnetic storm period of 6—12 April 1990 // Ann. Geophys.—1998.—16.—P. 589—601.
29. Pavlov A. V., Buonsanto M. J., Schlesier A. C., et al. Comparison of models and data at Millstone Hill during the 5–11 June 1991 storm // J. Atmos. Solar-Terr. Phys.—1999.—61.—P. 263—279.
30. Prölss G. W. Storm-induced changes in the thermospheric composition at middle latitudes // Planet. Space Sci.—1987.—35.—P. 807—811.
31. Prölss G. W., Craven J. D. Perturbations of the FUV dayglow and ionospheric storm effects // Adv. Space Res.—1998.—22(1).—P. 129—134.
32. Richards P. G., Fennelly J. A., Torr D. G. EUVAC: A solar EUV flux model for aeronomics calculations // J. Geophys.

- Res.—1994.—99.—P. 8981—8992.
33. Richards P. G., Torr D. G. Ratios of photoelectron to EUV ionization rates for aeronomics studies // J. Geophys. Res.—1988.—93.—P. 4060—4066.
34. Richards P. G., Torr D. G., Buonsanto M. J., et al. Ionospheric effects of the March 1990 magnetic storm: Comparison of theory and measurement // J. Geophys. Res.—1994.—99, N A12.—P. 23.359—23.365.
35. Salah J. E., Evans J. V. Measurements of thermospheric temperature by incoherent scatter radar // Space Res.—1973.—13.—P. 267—286.
36. Salah J. E., Evans J. V., Alcayde D., et al. Comparison of exospheric temperatures at Millstone Hill and St-Saintin // Ann. Geophys.—1976.—32, N 3.—P. 257—266.
37. Schlesier A. C., Buonsanto M. J. The Millstone Hill ionospheric model and its application to the May 26–27, 1990 ionospheric storm // J. Geophys. Res.—1999.—104, N A10.—P. 22.453—22.468.
38. Shunk R. W., Nagy A. F. Electron temperature in the F region of the ionosphere: theory and observations // Rev. Geophys. and Space Phys.—1978.—16, N 3.—P. 355—399.
39. Taran V. I., Grigorenko Ye. I., Kiyashko G. A. The F region ionosphere response on the severe magnetic storm on September 25, 1998 // Space Plasma physics: Космічна наука і технологія. Додаток до журналу.—2001.—7, N 2.—P. 42—46.
40. Torr M. R., Torr D. G., Richards P. G., et al. Mid- and low-latitude model of thermospheric emissions, 1. O⁺(²P) 7320 Å and N₂ (²P) 3371 Å // J. Geophys. Res.—1990.—95.—P. 21.147—21.168.
41. Tsurutani B. T., Gonzales W. D., Kamide Y., et al. Magnetic Storms. Geophysical Monograph 98. — Washington, D.G., American Geophysical Union, 1997.—348 p.

SEVERE MAGNETIC, IONOSPHERIC AND ATMOSPHERIC STORMS IN SEPTEMBER 1998: THE COMPARISON OF MEASUREMENT AND MODELING RESULTS

Ye. I. Grigorenko, D. A. Dzyubanov, V. N. Lysenko,
V. I. Taran, L. F. Chernogor

The Kharkiv IS radar observations during the 25 September 1998 severe magnetic storm showed significant changes in the behavior of the midlatitude ionosphere related to the inner plasmasphere (geomagnetic latitude of the radar is equal to 45.7°, $L = 1.9$). Some features of a pronounced negative ionosphere storm are considered. Among them are a considerable electron density depletion, uplifting in the peak height $z_m F2$, increase in plasma and neutral temperatures. They can be explained in terms of thermosphere disturbances, the Joule heating, the penetration of magnetospheric convection electric fields into midlatitudes, and other effects. A comparison of the measured and modeled ionosphere and atmosphere responses to the magnetic storm is presented.

УДК 533.951

Ю. А. Клименко, О. К. Черемных

Інститут космічних досліджень Національної академії наук України і Національного космічного агентства України, Київ

О распределении заряда на пылевых частицах космической плазмы

Надійшла до редакції 29.07.03

Для вивчення зарядових властивостей пилу в космічній плазмі ми вперше застосували метод детального балансу, розвинutий раніше для задач фізики твердого тіла. Запропонований метод адекватно враховує факт дискретності заряду та оперує у термінах ймовірностей наявності того чи іншого заряду на пилинці. Отримана система рівнянь дозволяє знайти аналітичний вираз для форми зарядового розподілу на пилинці. Показано, що це розподiл Гаусса, а його пiк збiгається зi значенням, вiдомим з теорiї обмежених орбiт. Показано, що вiдносна флюктуацiя заряду на пилинцi збiльшується зi зменшенням її розмiру. Наведено простi аналiтичнi вирази для основних статистичних i термодинамiчних параметрiв пилу в космiчнiй плазмi. Результати обговорюються у термiнах статистичної теорiї та фiзики плазми.

ВВЕДЕНИЕ

К настоящему моменту времени имеется ряд экспериментальных доказательств наличия пылевых частиц в космической плазме, начиная от звезд и квазаров, межзвездных пылевых облаков, планетарных колец, кометных хвостов, и вплоть до магнитосферы и ионосферы Земли, где образование пыли формируется за счет извержения вулканов, метеоритных дождей и ряда антропогенных факторов — пожаров, ракетных выхлопов, взрывов и пр. [6—8, 10]. С развитием космических исследований выясняется все большая роль пыли в космической плазме. Она играет доминирующую роль в механизмах формирования звезд и «энергетическом питании» квазаров, в образовании планетарных колец в структуре кометных хвостов и пр. Характерными трудностями для описания космических пылевых структур являются: необходимость одновременного учета электростатического и гравитационного взаимодействий пылевых частиц, рост пылинок за счет постоянной и долговременной депозиции вещества на них, сложные, и до сих пор окончательно не понятые, процессы слипания пылевых частиц и зависимость динамики этих процессов от размеров пыли [2—4, 6—11].

Данная теоретическая работа направлена на изучение зарядовых свойств пылинок в космической плазме. Хорошо известно, что внесение частиц пыли в плазму приводит к практически мгновенному накоплению заряда на них, однако до сих пор считалось, что стационарный заряд, накопленный на пылинке, является фиксированным. В работе на основании простых соображений мы показываем, что данное утверждение, вообще говоря, справедливо только для макроскопического размера пылинок. В микроскопической пыли (порядка микрометра и менее) заряд на пылинках сильно флюктуирует, и эта зарядовая флюктуация тем больше, чем меньше заряд пылинки. Предлагаемый подход позволяет естественным образом определить основные термодинамические параметры пылевой плазмы как системы частиц (пылинок) с переменным электрическим зарядом на них, что невозможно в рамках уже известных и широко используемых подходов. Ниже будут изложены: стандартный метод определения заряда на пылинке, основные идеи предлагаемого подхода, основные уравнения, на основании которых будут изучены основные статистические свойства зарядового распределения и найдены аналитические зависимости для термодинамических параметров пылевой плазмы.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Одной из основных проблем в физике пылевой плазмы является проблема определения заряда на микрочастицах пыли. Как показывают экспериментальные исследования [8, 10], пылевые частицы, по тем или иным причинам появившиеся в плазме, достаточно быстро приобретают большие отрицательные заряды за счет их столкновений с электронами и ионами. Хорошим качественным методом описания таких столкновений является модель ограниченных орбит [8, 10]. В рамках этой модели предполагается, что любая из плазменных частиц (электрон или ион), попадая на пылинку, «прилипает» к ней и рекомбинирует с находящимися на ней электронами и ионами. Преимущество такой модели состоит в том, что каким бы сложным не было поведение электростатического потенциала вокруг пылинки, предельный прицельный параметр попадания плазменных частиц на пылинку, определяемый из условия нормального касания с пылевой частицей, может быть легко найден из законов сохранения энергии и момента импульса. В предложении максвелловских распределений для скоростей электронов и ионов вдали от пылевой частицы и учете всех возможных путей попадания плазменных частиц на пылинку несложно посчитать полный поток электронов и ионов, падающих на пылевую частицу.

Для однозарядных ионов метод ограниченных орбит дает следующие выражения для теплового электронного и ионного потоков на отрицательно заряженную пылевую частицу радиуса a [8]:

$$\psi_e = 2\sqrt{2\pi} n_{e,0} v_{Te} a^2 \exp(-\eta N), \quad (1)$$

$$\psi_i = 2\sqrt{2\pi} n_{i,0} v_{Ti} a^2 \left(1 + \frac{\eta N}{\tau}\right). \quad (2)$$

Здесь $n_{e,0}$ и $n_{i,0}$ — равновесные концентрации электронов и однозарядных ионов в пылевой плазме, v_{Te} и v_{Ti} — средние скорости их теплового движения, $\tau = T_i/T_e$, T_e и T_i — электронная и ионная температуры в энергетических единицах, N — зарядовое число пылинки, а величина η имеет вид

$$\eta = \frac{e^2}{aT_e}. \quad (3)$$

Выражения (1) и (2) определяют число частиц, падающих на пылинку в единицу времени (размерность с^{-1}). Сомножители в (1) и (2) учитывают эффекты отталкивания электронов от отрицательно заряженной пылевой частицы и притяжения однозарядных ионов к ней соответственно.

Обычно предполагается, что в условиях термоди-

намического равновесия тепловые потоки электронов и ионов на пылевую частицу должны уравновешивать друг друга ($\psi_e = \psi_i$). Равенство потоков дает следующее уравнение для величины N искомого зарядового числа на отдельно взятой пылевой частице:

$$\eta N = \ln \left(\frac{\sqrt{\tau\mu}}{\tau + \eta N} \right), \quad (4)$$

где $\mu = m_i/m_e$ — отношение масс иона и электрона. При получении (4) было учтено условие квазинейтральности плазмы в пределе бесконечно малой концентрации пылевых частиц:

$$n_{e,0} = n_{i,0}. \quad (5)$$

Численное решение уравнения (4) при $\eta \ll 1$ показывает [10], что зарядовое число N обратно пропорционально числу η :

$$N \approx \frac{2.5}{\eta}, \quad (6)$$

и практически во всех интересующих нас случаях слабо (по логарифмическому закону) зависит от остальных параметров пылевой плазмы.

Изложенный подход определения заряда пылевой частицы игнорирует тот факт, что приход и уход заряда на пылинку происходит дискретным образом, в единицах, кратных заряду электрона. Очевидно, что эффектом дискретности заряда плазменных частиц можно пренебречь при условии, что поток этих частиц на пылинку является непрерывным. То есть, в момент попадания какой-либо частицы на пылинку следующая за ней частица находится достаточно близко от поверхности пылинки.

Для оценки непрерывности падающих электронного и ионного потоков, определим средние расстояния \bar{L}_e , \bar{L}_i между плазменной частицей и пылинкой в момент падения предыдущей частицы на пылинку и сравним их с размером a пылинки. Если справедливо неравенство $\max(\bar{L}_e, \bar{L}_i) \ll a$, то потоки можно считать непрерывными, и дискретностью заряда на падающих частицах можно пренебречь. Предполагая, что характерные скорости частиц потока имеют порядок тепловых, и учитывая, что характерные частоты электронных и ионных соударений с пылевой гранулой равны

$$\begin{aligned} \tau_e &= \psi_e^{-1}, \\ \tau_i &= \psi_i^{-1}, \end{aligned} \quad (7)$$

получаем

$$\begin{aligned} \bar{L}_e &= v_{Te} \tau_e, \\ \bar{L}_i &= v_{Ti} \tau_i. \end{aligned} \quad (8)$$

Тогда условие непрерывности потоков сводится к достаточно простому неравенству

$$n_{e,0}a^3 \gg 1. \quad (9)$$

Для характерных размеров космических пылинок $a \approx 1$ мкм (хвост кометы Галлея, планетарные кольца Юпитера и Сатурна и пр. [6]) неравенство (9) реализуется при достаточно высоких концентрациях плазменных частиц ($n_{e,0}, n_{i,0} \gg 10^{12}$ см $^{-3}$), что практически не реализуется в условиях космоса. Последнее означает, что расчет заряда на пылевых частицах требует иного подхода, который бы учел дискретность заряда на плазменных частицах, взаимодействующих с пылинкой.

Легко понять, что в космической плазме практически всегда реализуется неравенство, обратное (9):

$$n_{e,0}a^3 \ll 1. \quad (10)$$

Поэтому в момент попадания какой-либо плазменной частицы на космическую пылинку следующая за ней частица находится на достаточно большом удалении от поверхности пылевой гранулы и «чувствует» изменение заряда пылинки в результате попадания на нее предыдущей частицы. Это означает, что проблема расчета заряда на пылинке является более сложной, чем модель, основанная на балансе потоков плазменных частиц. В частности, в рамках этой модели ничего нельзя сказать о величине флюктуации зарядов на пылинках в зависимости от основных экспериментально наблюдаемых параметров пылевой плазмы. Поэтому представляется актуальным рассмотреть вопрос о распределении заряда на пылинках, учитывая дискретный характер накопления заряда на пылинке. Ниже, оставаясь в рамках модели ограниченных орбит, мы продемонстрируем простой эффект флюктуации заряда на пылинке относительно некоторого среднего значения. Это означает, что заряд на пылинке является величиной переменной, а не постоянной, как обычно считается. Следовательно, рассматриваемая система из пылевых гранул является открытой системой с флюктуирующими параметром, в качестве которого выступает заряд. Поскольку в такой системе с фактически переменным числом частиц можно применить математический аппарат классической термодинамики, то в рамках предлагаемой модели можно получить простые аналитические выражения для основных термодинамических величин и потенциалов.

Изучению изложенных выше вопросов и посвящена данная работа.

УРАВНЕНИЯ БАЛАНСА И ИХ СТАЦИОНАРНОЕ РЕШЕНИЕ

Вместо сложных кинетических уравнений, обычно используемых для определения заряда на пылинке, мы будем руководствоваться простыми соображениями, основанными на балансе «ухода—прихода» частиц на пылинку [1, 5]. Для описания такого баланса введем вероятность P_n того, что в текущий момент времени t полный заряд пылевой частицы (в единицах заряда электрона $e < 0$) равен числу n ($-\infty < n < \infty$). Тогда уход пылинки из состояния с зарядовым числом n возможен двумя путями — в состояние с зарядом $(n + 1)e$ после попадания электрона на пылинку, либо в состояние с зарядом $(n - 1)e$ в результате соударения пылинки с однозарядным ионом. При этом мы пренебрегаем вероятностью одновременного прихода двух и более частиц на пылинку. Из общих соображений понятно, что темп изменения данного зарядового состояния пропорционален величине P_n и суммарному потоку $\psi_e(n) + \psi_i(n)$, падающему на пылинку и вызывающему собственно изменение зарядового состояния. Под величинами $\psi_e(n)$ и $\psi_i(n)$ мы подразумеваем потоки (1) и (2) с точностью до замены N на n . Наряду с уходом пылинки из зарядового состояния n возможен и переход пылинки в это состояние из состояния с зарядом $(n + 1)e$ после попадания на пылинку однозарядного иона и из состояния с зарядом $(n - 1)e$ после попадания на нее электрона. Очевидно, что темпы этих переходов можно записать в виде $P_{n+1}\psi_i(n + 1)$ и $P_{n-1}\psi_i(n - 1)$ соответственно. Таким образом, интересующее нас уравнение баланса можно представить в виде

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} P_n = & -P_n [\psi_e(n) + \psi_i(n)] + \\ & + P_{n-1}\psi_i(n - 1) + P_{n+1}\psi_i(n + 1). \end{aligned} \quad (11)$$

Система уравнений (11) имеет интеграл движения

$$\frac{d}{dt} \sum_{n=-\infty}^{\infty} P_n = 0,$$

из которого следует, что условие нормировки

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} P_n = 1 \quad (12)$$

будет сохраняться с течением времени. Уравнения (11), (12), дополненные соответствующим начальным условием, позволяют в принципе исследовать временную динамику изменения заряда на пылинке. В то же время из эксперимента мы знаем, что процесс накопления заряда на пылинке после ее попадания в плазму происходит практически мгно-

венно. Поэтому представляется целесообразным опустить процесс зарядки пылинки и ограничиться рассмотрением установившегося распределения заряда на пылинке, т. е. найти не зависящие от времени решения системы следующих уравнений:

$$\begin{aligned} P_n [\psi_e(n) + \psi_i(n)] &= \\ = P_{n-1} \psi_e(n-1) + P_{n+1} \psi_i(n+1), & (13) \\ -\infty < n < \infty. \end{aligned}$$

Такие решения можно найти, если использовать тот факт, что решения уравнений

$$P_n = P_{n-1} \frac{\psi_e(n-1)}{\psi_i(n)}, \quad -\infty < n < \infty \quad (14)$$

автоматически являются решениями уравнения (13).

Уравнения (13) и (14) учитывают возможность наличия как отрицательного ($n e < 0$), так и положительного ($n e > 0$) зарядов на пылинке. Поэтому в общем случае нам необходимо иметь выражения для потоков плазменных частиц, падающих на произвольно заряженную пылинку. При отрицательном заряде пылинки потоки имеют вид

$$\begin{aligned} \psi_e(n) &= 2\sqrt{2\pi} n_{e,0} v_{Te} a^2 \exp(-\eta n), \\ \psi_i(n) &= 2\sqrt{2\pi} n_{i,0} v_{Ti} a^2 \left(1 + \frac{\eta n}{\tau}\right), \quad (15) \end{aligned}$$

а в противоположном случае они могут быть также получены в рамках того же приближения ограниченных орбит:

$$\begin{aligned} \psi_e(n) &= 2\sqrt{2\pi} n_{e,0} v_{Te} a^2 \left(1 + \frac{\eta |n|}{\tau}\right), \\ \psi_i(n) &= 2\sqrt{2\pi} n_{i,0} v_{Ti} a^2 \exp(-\eta |n|). \quad (16) \end{aligned}$$

Подстановка (15) и (16) в (14) с учетом (5) позволяет посредством рекурсии выразить произвольную вероятность P_n через вероятность P_0 нахождения пылинки в незаряженном состоянии:

$$\begin{aligned} P_1 &= P_0 \frac{\sqrt{\tau\mu}}{\tau + \eta}, \\ P_n &= P_{n-1} \frac{\sqrt{\tau\mu} e^{-\eta(n-1)}}{\tau + \eta n}, \quad (17) \end{aligned}$$

$n > 1$,

$$\begin{aligned} P_{-1} &= P_0 \frac{\sqrt{\tau^3/\mu}}{\tau + \eta}, \\ P_{n-1} &= P_n \frac{\sqrt{\tau^3/\mu} e^{-\eta|n|}}{\tau + \eta|n-1|}, \quad (18) \end{aligned}$$

$n < -1$.

Формулы (12), (17) и (18) дают искомое решение для стационарного распределения заряда на пылинке. Эти выражения можно существенно упростить, если воспользоваться следующими характерными оценками для входящих в (17) и (18) безразмерных величин $\eta \equiv e^2/a T_e \ll 1$, $\tau \equiv T_i/T_e \approx 1$ и $\mu \equiv m_i/m_e \gg 1$. Легко видеть, что все вероятности P_n нахождения пылинки в состояниях с положительным зарядом ($n < 0$) являются пренебрежимо малыми по сравнению с аналогичными выражениями для отрицательного заряда на пылинке. В случае отрицательного заряда ($n > 0$) вероятность P_n быстро увеличивается с увеличением числа n и достигает максимального значения вблизи точки $n = N$, которое определяется из трансцендентного уравнения

$$\eta(N-1) = \ln \left(\frac{\sqrt{\tau\mu}}{\tau + \eta N} \right). \quad (19)$$

Очевидно, что число N должно быть целым, поэтому необходимо выбрать ближайшее к целому числу решение (19). Для дальнейших расчетов удобно выразить все вероятности P_n через максимальную вероятность P_N . В результате получаем следующие соотношения

$$P_{N+k} = P_N \prod_{p=1}^k e^{-p\eta} \left(\prod_{q=1}^k (1 + qc\eta) \right)^{-1}, \quad k \geq 1, \quad (20)$$

$$\begin{aligned} P_{N-1} &= P_N, \\ P_{N-k} &= P_N \prod_{p=1}^{k-1} e^{-p\eta} \prod_{q=1}^{k-1} (1 - qc\eta), \quad k \geq 2, \quad (21) \end{aligned}$$

где

$$c = \frac{1}{\tau + \eta N}. \quad (22)$$

Формулы (20) и (21) могут быть существенно упрощены, поскольку справедливы тождества

$$\begin{aligned} \prod_{p=1}^k e^{-p\eta} &= \exp \left(-\eta \sum_{p=1}^k p \right) = e^{-\eta k(k+1)/2}, \\ \prod_{p=1}^{k-1} e^{-p\eta} &= \exp \left(-\eta \sum_{p=1}^{k-1} p \right) = e^{-\eta k(k-1)/2}, \quad (23) \end{aligned}$$

а при $k c \eta \ll 1$ можно записать

$$\begin{aligned} \prod_{q=1}^k (1 + qc\eta) &\approx \prod_{q=1}^k e^{qc\eta} = e^{\eta ck(k+1)/2}, \\ \prod_{q=1}^{k-1} (1 - qc\eta) &\approx \prod_{q=1}^{k-1} e^{-qc\eta} = e^{-\eta ck(k-1)/2}. \quad (24) \end{aligned}$$

Подстановка этих выражений в (20) и (21) дает

общую формулу

$$P_{N+k} = P_N \exp \left[-\frac{\eta(1+c)k(k+1)}{2} \right], \quad -N < k < \infty. \quad (25)$$

Как будет показано ниже, при $\eta \ll 1$ решением трансцендентного уравнения (19) будут достаточно большие зарядовые числа $N \gg 1$. Поэтому, обозначая $n = N + k$ и принимая во внимание условие нормировки (12), можно получить окончательное выражение

$$P_n = \sqrt{\frac{\eta'}{2\pi}} \exp \left[-\frac{\eta'(n-N)^2}{2} \right], \quad -\infty < n < \infty, \quad (26)$$

в котором

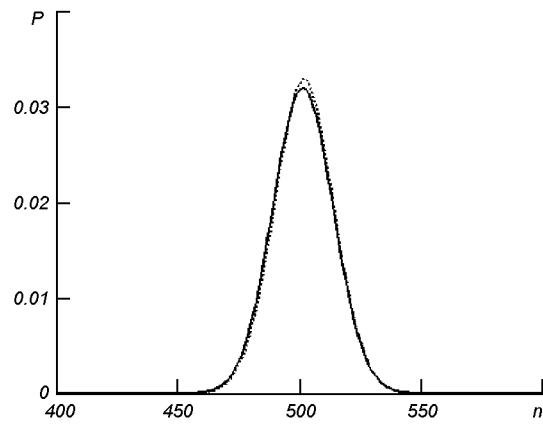
$$\begin{aligned} \eta' &= \eta(1+c) = \eta \left(1 + \frac{1}{\tau + \eta N} \right) = \\ &= \frac{e^2}{aT_e} + \frac{e^2}{a[T_i + e^2 N/a]}, \end{aligned} \quad (27)$$

а текущий индекс n распространен на всю область своего определения. Константа нормировки в (26) получена при переходе от суммирования по n к соответствующему интегрированию (в силу малости параметра η такой переход является вполне оправданным). Изучению свойств зарядового распределения (26) посвящен следующий раздел.

СТАТИСТИЧЕСКИЕ И ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЗАРЯДОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ

Из простого сравнения формул (19) и (4) легко видеть, что максимум зарядового распределения (26) с точностью до малого параметра $\eta \ll 1$ совпадает с тем зарядовым числом, которое получается из условия равенства электронного и ионного потоков, падающих на частицу. Принимая же во внимание то обстоятельство, что зарядовые числа пылинок в обоих случаях должны быть целыми, мы приходим к выводу, что максимум распределения Гаусса (26), то есть среднее значение этого распределения, совпадает с решением трансцендентного уравнения (4). Это число, как было показано ранее, является большим, и его значение может быть приближенно найдено по хорошо известной формуле (6).

На рисунке представлены графические зависимости для зарядовых распределений (17) и (26) на пылинке радиуса $a = 10^{-4}$ см при следующих безразмерных значениях параметров пылевой водородной плазмы: $\eta = 0.005$ и $\tau = 1$.



Нормированное распределение P заряда на пылевой грануле. Непрерывная линия — точная кривая (17), штриховая линия — приближение (26). Параметры расчета приведены в тексте

водородной плазмы: $\eta = 0.005$ и $\tau = 1$. Как легко видеть, распределение (26) фактически не отличается от точного распределения (17). Простой гауссов вид распределения (26) позволяет аналитически определить ряд важных статистических и термодинамических параметров зарядового распределения на пылинке. Для простоты ограничимся случаем водородной плазмы, для которой условие (6) выполняется достаточно строго. Его подстановка в (27) позволяет получить весьма простое соотношение

$$\eta' = \frac{7}{5}\eta = \frac{7}{5}\frac{e^2}{aT_e}, \quad (28)$$

использование которого дает следующее выражение для дисперсии заряда на пылинке:

$$D(P_n) = \sum_n (n - N)^2 P_n = \frac{1}{\eta'} = \frac{5}{7} \frac{aT_e}{e^2} = \frac{2}{7} N, \quad (29)$$

то есть, дисперсия заряда пропорциональна размеру частицы и накопленному заряду на ней. Для более важной характеристики относительной флюктуации заряда на пылинке получаем

$$\frac{\sqrt{D(P_n)}}{\bar{P}_n} \approx \frac{1}{3} \sqrt{\frac{e^2}{aT_e}} \approx 0.55 \frac{1}{\sqrt{N}}. \quad (30)$$

Отсюда видно, что, чем больше размер частицы и заряд на ней, тем меньше относительная флюктуация заряда на пылинке. Достаточно просто получаются и следующие, термодинамические выражения для электростатической энергии пылинки:

$$U = \sum_n \left(\frac{e^2 n^2}{2a} \right) P_n = \frac{e^2}{2a} \left(N^2 + \frac{1}{\eta'} \right) \quad (31)$$

и энтропии

$$\begin{aligned} S = - \sum_n P_n \ln(P_n) &\approx \ln \frac{1}{\sqrt{\eta}} = \\ &= \ln \sqrt{\frac{a T_e}{e^2}} \approx \ln \sqrt{N}. \end{aligned} \quad (32)$$

А поскольку химической потенциал μ пылинки может быть легко вычислен как изменение электростатической энергии пылинки при изменении ее заряда на один электрон

$$\mu = \frac{Ne^2}{a}, \quad (33)$$

то по выражениям (31)–(33) может быть легко получена как свободная энергия Гельмгольца $F = U - T_i S$, так и термодинамический потенциал Гиббса $\Phi = F - \mu N$.

ВЫВОДЫ

Итак, распределение заряда на микроскопических пылинках космической плазмы описывается распределением Гаусса. При этом положение максимума зарядового распределения совпадает с уже известным зарядовым числом, полученным из приближения ограниченных орбит на основе приравнивания электронного и ионного потоков, падающих на пылинку. Предсказано, что относительная флюктуация заряда на пылинке уменьшается с уменьшением ее размера по закону $a^{-1/2}$, где a — размер пылевой частицы. Последнее означает, что эффекты флюктуации заряда пылевых частиц становятся более существенными с уменьшением размера пылинки.

Поскольку в реальных космических условиях пылевая плазма состоит из дисперсных по размеру пылинок, то распределение заряда на пылевом компоненте плазмы должно описываться суперпозицией распределения частиц по размерам и предсказанного в работе гауссова распределения, имеющего место на пылинках фиксированного размера.

Поскольку заряд на пылинке является величиной переменной, а не постоянной, как считалось раньше, то для полного описания процессов взаимодействия пылинок в плазме должен быть применен чисто термодинамический подход, как к системе с переменным числом «частиц», в роли которых выступает элементарный заряд электрона. Детальный анализ эффектов взаимодействия ансамбля из пылевых частиц субмикронного размера с учетом

обнаруженного зарядового распределения на них будет проведен в последующих работах.

Работа выполнена при поддержке УНТЦ, грант номер NN-37.

1. Beenakker C. W. Theory of Coulomb-blockade oscillations in the conductance of a quantum dot // Phys. Rev.—1991.—B44, N 4.—P. 1646—1656.
2. Bringol L. A., Hyde T. W. Charging in a dusty plasma // Adv. Space Res.—1997.—20, N 8.—P. 1539—1542.
3. Bringol-Barge L., Hyde T. W. The calculation of grain charge in a dense dusty plasma with a nonuniform surface potential // Adv. Space Res.—2002.—29, N 9.—P. 1277—1282.
4. Bringol-Barge L., Hyde T. W. Charging in a dusty plasma with a size distributions: a comparison of three models // Adv. Space Res.—2002.—29, N 9.—P. 1283—1288.
5. Klymenko Yu. O. Manifestation of Coulomb blockade effects at an arbitrary degeneracy of the levels of a molecular contact // Low Temperature Phys.—2002.—28, N 6, P. 395—402.
6. Kotsarenko N. Ya., Koshevaya S. V., Kotsarenko A. N. Dusty plasma in space // Geofis. int.—1998.—37, N 2.—P. 71—86.
7. Shukla P. K. New collective processes in dusty plasmas: applications to space and laboratories // Plasma Phys. Control. Fusion.—2000.—42.—P. 213—221.
8. Shukla P. K., Mamun A. A. Introduction to dusty plasma physics. — London: IOP Publishing Ltd, 2002.—265 p.
9. Thomas H., Morfill G. E., Demmel V., Goree J., et al. Plasma crystal: coulomb crystallization in a dusty plasma // Phys. Rev. Lett.—1994.—73.—P. 652—655.
10. Tsytovich V. N. Dust plasma crystals, drops, and clouds // Physics-Uspekhi.—1997.—40, N 1.—P. 53—94.
11. Watanabe Y. Dust phenomena in processing plasmas // Plasma Phys. Control. Fusion.—1997.—39.—P. 59—72.

CHARGE DISTRIBUTION ON DUST PARTICLES OF SPACE PLASMA

Yu. O. Klymenko and O. K. Cheremnykh

We present a new approach to the study of charge properties of dust particles in a dusty plasma. We adopt for the first time the detailed balance method developed earlier in the solid state physics. The present theory takes adequately into account the discreteness of the charge variations on a dust grain and operates in terms of probabilities to find one or other charge on a dust particle. The proposed equations, being solved analytically, give simple analytical expressions for the shape of the charge probabilities. We demonstrate that the charge distribution of a dust grain has a Gaussian form and the peak position is coincident with the charge derived in widely used Orbital Motion Limited (OML) theory. It is shown that the relative charge fluctuation on a dusty grain is increased with decreasing the dust size. The proposed method also enables us to obtain some useful information concerning statistical and thermodynamic properties of dust grains in the space dusty plasma. We present simple analytic expressions for statistical and thermodynamic properties of dust grains in the space dusty plasma and discuss the results of our theoretical approach in terms of statistical theory and plasma physics.

УДК 621.396

А. С. Мазманишвили¹, В. А. Пуляев²

¹Національний технічний університет «Харківський Політехнічний Інститут»

²Інститут Іоносфери НАН і МОН України, Харків

**Разработка
параметров
в методе** **информационных
ионосферной
некогерентного** **технологий
плазмы
рассеяния** **оценки
радиоволн**

Надійшла до редакції 16.05.03

Розглянуто задачу виконання чисельних експериментів зі статистичною моделлю багатопараметричної системи. На основі побудованого статистичного алгоритму проведено моделювання з метою з'ясування впливу методів обробки на точність та вірогідність оцінки іоносферних даних. Приведено приклади побудови залежностей для обраних висотних профілів автокореляційної функції іоносферної плазми. Отримано оцінки температур іонної та електронної складових разом з похибками оцінювання.

ВВЕДЕНИЕ

Исчерпывающая информация об околоземной плазме — ионосфере — может быть получена с помощью радиолокационного метода некогерентного рассеяния (НР) радиоволн [8]. Особенностью метода является то, что получение геофизической информации с его помощью базируется на непараметрической статистике. Физические эксперименты основываются на первоначальном измерении сигнальных функций $f(x)$, образуемых из откликов ионосферы на зондирующие сигналы $x(t)$. Сигнальные функции связаны с вектором ионосферных параметров θ , последующее определение которых и является целью измерений. В результате исходной задачей в процессе информационных преобразований сигнала рассеяния является вычисление некоторых его характеристик и статистическое усреднение результатов наблюдений, например высотно-временного распределения автокорреляционных функций (АКФ) или соответствующих спектров. Последующая задача подразумевает уже интерпретацию полученных АКФ с целью оценки соответствующего высотно-временного распределения элек-

тронной плотности и других физических параметров, определяющих ход наблюдаемых процессов в ионосфере [5].

ПОСТАНОВКА ПРОБЛЕМЫ

Изучение литературных источников позволяет сделать заключение, что в настоящее время при анализе корреляционных или спектральных данных применяются различные методы оценки параметров исследуемой среды, и эти методы основаны на сравнении экспериментальных функций с теоретическими функциями, полученными из физических представлений об ионосферной плазме. Обычно подобные процедуры реализуются на базе различных алгоритмов спуска. Это довольно медленная и трудоемкая процедура вычислений. Оптимальность процесса вычислений, или использование наиболее быстрых и объективных алгоритмов определения геофизических параметров в автоматизированном режиме, является одним из основных требований ионосферного мониторинга с помощью он-лайновых радарных систем.

В методе НР известны решения, в рамках которых при прикладном корреляционном анализе используются элементы ускоренного статистического подхода к вычислительным процедурам. В работе [3, 4] приведены примеры усовершенствования алгоритмов обработки и принятия решений с целью их оптимизации с точки зрения практически значимых критериев качества при рассмотрении функционирования системы автоматизированного анализа геофизических временных рядов. В этом случае суть параметрической идентификации заключается в том, что исследуемый высотный диапазон условно разбивается на d интервалов с центрами на h_d . В пределах каждого интервала вычисленной АКФ ставится в соответствие свой параметрический вектор θ , который в общем случае принимается равным [4]

$$\theta(P^j) = \{N_e, T_i, T_e, f_m^+, \delta P^j\}, \quad (1)$$

где j — число параметров P в таком составе: N_e — электронная плотность плазмы, T_i и T_e — ионная и электронная температуры заряженных частиц, f_m^+ — относительные плотности для каждого из m вариантов ионного состава (комбинаций кислорода, водорода, гелия, тяжелых ионов и др.), δP^j — доверительные интервалы для каждого параметра как функция статистического усреднения результатов.

При принятых допущениях процесс определения плазменных параметров методом поиска минимума среднего квадратичного отклонения $\chi^2(\theta)$ между экспериментальной АКФ и задаваемым набором S модельных АКФ сводится к реализации выражения вида

$$\chi^2_{e \in S}(\theta) = \frac{1}{k} \sum_{i=0}^k \left[\frac{r_e(\tau_i, \theta) - r_m(\tau_i, \theta)}{\sigma(\tau_i)} \right]^2 \rightarrow \min, \quad (2)$$

где r_e — экспериментально измеренные АКФ для ее k ординат; σ — расчетная неуверенность измерения, или вес ординат; $\tau_i = i\Delta\tau$ — значения задержек (с дискретностью $\Delta\tau$) для i -й ординаты АКФ.

В качестве модельных функций r_m принимаются огибающие нормированной АКФ, дискретные значения которых, например, в области F2 ионосферы определяются ионными температурами T_i и отношениями температур $t = T_e/T_i$ [7]:

$$r_m(\tau_i; T_i, t) = \frac{2(1+t)}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \frac{\exp(-y^2) \cos(y\tau_i/\beta)}{[1+t(1-\varphi(y))]^2 + \pi t^2 y^2 \exp(-2y^2)} dy, \quad (3)$$

где

$$\beta = \frac{\lambda_0}{4\pi} \sqrt{\frac{m_i}{2\kappa T_i}}$$

— коэффициент нормирования, в котором m_i — масса ионов атомного кислорода O^+ ; λ_0 — длина зондирующей волны; κ — постоянная Больцмана;

$$\varphi(y) = 2y \exp(-y^2) \int_0^y \exp(x^2) dx$$

— зависимость, полученная в результате преобразования функции проводимости ионов и электронов.

Одна из вычислительных проблем, возникающая при функционировании процедуры, реализуемой на основе выражений (2) и (3), заключается в подборе оптимальных значений количества k ординат исследуемой АКФ, положения этих ординат на оси задержек и величины шага $\Delta\tau$. Выбор максимального k для определения отклонения $\chi^2(\theta)$ и, как следствие, наиболее точных значений ионосферных параметров в значительной степени ограничивается доступными вычислительными ресурсами. Кроме того, дальнейшее развитие информационных технологий предполагает, что требуемое качество конечного результата может быть достигнуто и без чрезвычайно больших затрат на получение промежуточных вычислений с чрезвычайно высокой точностью.

Схожие проблемы рассматривались в многих работах. Так, например, в [1] повышения качества обработки и достоверности интерпретации данных при дистанционном зондировании поверхностей в значительной степени удалось добиться за счет оптимизации промежуточных алгоритмов многоэтапной векторной фильтрации радиоизображений. В работе [6] при определении оптимальных параметров технических систем качество обработки улучшено за счет существенного сокращения объема вычислительных операций и экономии вычислительных ресурсов путем использования, по возможности, однократных вычислений в многопараметрических задачах. И наконец, в работе [2] обеспечено существенное сокращение времени поиска и анализа сигналов спутниковых систем выбором оптимального числа усредненных реализаций при соблюдении условия минимума требуемой итоговой производительности.

Целью нашей работы является оптимизация алгоритмов параметрической идентификации при оценке состояния ионосферной плазмы и частичное решение проблемы экономизации вычислительных ресурсов путем использования результатов матема-

тического моделирования процедуры обработки сигналов применительно к методу НР.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Использование приведенных выше выражений и реализация на их базе модели для проведения статистических испытаний вычислительных алгоритмов позволили осуществить различные экспериментальные исследования, результаты которых приводятся в настоящей работе. Например, было проведено многократное повторение процесса идентификации параметров на каждом из высотных участков, что позволило определить зависимость показателя эффективности системы идентификации от вида и количества привлекаемых для распознавания признаков P^j исследуемого сигнала.

Результаты в виде полученного множества случайных исходов решения дали возможность, опираясь на методы математической статистики, получать искомые оценки и определять при этом оптимальное соотношение между точностью оценок параметров вектора θ и значениями их доверительных интервалов. Результаты решения, полученные с помощью этой процедуры, позволяют в дальнейшем решать проблемы, связанные с построением вычислительных систем, предназначенных для оптимальной обработки ионосферных сигналов.

Разработанная математическая модель системы статистических испытаний, имитирующая работу радара НР и функционирование алгоритмов оценки ионосферных параметров, изображена на рис. 1. Модель состоит из: блока 1 формирования (имитация ионосферы) высотного хода ($d = 15$) некоторых ее параметров в виде вектора θ ; блока 2 расчета с помощью формулы (3) (имитация реакции ионосферы на зондирующий сигнал) формы АКФ r_m ; блока 3 искажения (имитация действия аппаратуры приема и обработки) АКФ и вследствие этого преобразования ее в экспериментальную r_s с по-

мощью датчика 4 случайных чисел; блока 5 оценки параметров в виде вектора θ по минимуму критерия $\chi^2(\theta)$ с помощью библиотеки (блок 6) из модельных АКФ r_m ; блока 7 вычисления значений доверительных интервалов δP^j ; блока 8 оценки показателя степени совпадения исходных и найденных параметров.

Принцип действия модели следующий. В блоке 3 всем высотным вариантам параметрического вектора θ (в виде соответствующих им АКФ) задается количество и расстановка k исследуемых ординат АКФ. Затем с помощью датчика случайных чисел на каждом l -м шаге в серии из n испытаний имитируется результат воздействия на АКФ аддитивной помехи $u(t)$. Под аддитивной помехой в нашей модели будем понимать суперпозицию случайной функции, не связанной с сигналом возбуждения. Это могут быть шумы аппаратуры или сигналы, порожденные внешними источниками, и, таким образом, введенный в модель параметрический шум следует рассматривать как учет неизбежного искажения формы АКФ, связанный со многими реальными факторами. Блок 4 модели позволяет по линейному закону увеличивать интенсивность аддитивного шума по мере перебора ординат АКФ, а по экспоненциальному закону — дополнительно увеличивать его интенсивность по мере продвижения вдоль высоты.

Искаженные значения АКФ, представляющие наблюдаемую плазму в том виде, в каком ее воспринимает система, поступают на вход блока оценки 5, в котором методом покоординатного спуска определяется принадлежность этой функции к одному наиболее близкому (по среднему квадратичному отклонению) модельному значению (см. рис. 2) из общего библиотечного набора в блоке 6.

В конце испытаний зафиксированные на каждом l -м шаге параметры P^j_l в блоке 7 используются для вычисления искомых оценок θ_o с доверительными интервалами δP^j следующего вида:



Рис. 1. Блок-схема системы статистических испытаний

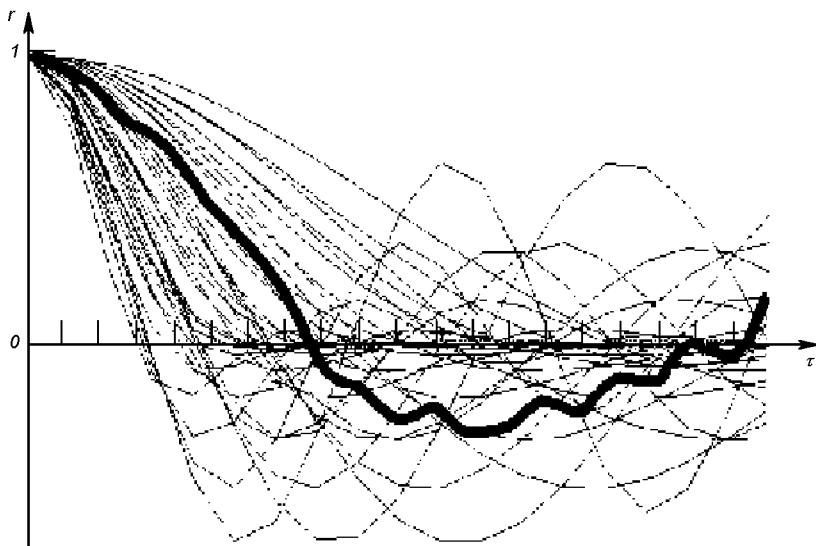


Рис. 2. Вид одной из экспериментальных АКФ на фоне модельных АКФ

$$[\bar{P}^j - \alpha \delta P^j, \bar{P}^j + \alpha \delta P^j], \quad (4)$$

где \bar{P}^j — выборочное среднее значение оценки j -го параметра; α — масштабный множитель доверительного интервала

$$\delta P^j = \left[\frac{1}{n} \sum_{l=1}^n (\bar{P}^j - P_l^j)^2 \right]^{1/2}. \quad (5)$$

В блоке 8 происходит сравнение результатов оценки θ_o с параметром θ , который задавался на этапе формирования АКФ. Число испытаний n определяется доверительным интервалом, задаваемым при формулировке задачи исследования.

Результаты моделирования, в частности при изменении T_i и T_e для случая дневной ионосферы, представлены на рис. 3, а. Здесь приведен пример вычисления задаваемых с 68-процентной ($\alpha = 1$) доверительной вероятностью оценки кинетических температур в случае использования при идентификации максимального ($k = 45$) количества ординат АКФ. Ширина каждого доверительного интервала δP^j лежит в пределах от единиц процентов на высоте 290 км до 40 % на высоте 430 км. Фрагмент слева дает представление о степени зашумленности n экспериментальных АКФ, относящихся к верхнему участку.

Анализ на каждой высоте полученного выборочного среднего \bar{P}^j параметров (центральные линии) и его исходного значения (кружочки) в данном примере дает представление о возможности несмещенного оценивания параметров. Следует отметить, что требование несмещенности является ос-

новным, и если оно принято, то дальнейшая минимизация дисперсии уже не так важна. Более того, есть возможность уменьшения времени вычислений за счет сокращения числа исследуемых точек АКФ (а значит, и возможность минимизации объема аппаратуры для их вычислений) пусть даже и за счет увеличения дисперсии. Выбор комбинаций ординат имеет исключительно важное значение, поскольку связан не только с минимизацией затрат машинного времени, но и с объемом записей в базе данных. Слишком малое k неизбежно влечет за собой потерю информации, снижает точность и достоверность статистических расчетов. Слишком большое k содержит определенную информационную избыточность. А поскольку вычисления по статистическим алгоритмам имеют число шагов, прямо пропорциональное времени вычислений, и повторяются при числовой обработке до десятков тысяч раз, то имеется необходимость в поиске такого их значения, которое, не ухудшая точности расчетов, было бы минимальным.

На рис. 3, б приведен пример одного из таких испытаний, проведенного для оценки точности совпадения исходных и найденных параметров в случае уменьшения количества k привлекаемых к идентификации ординат АКФ и варьирования их местоположением. Представлен случай использования только восьми ординат, расположенных с равномерным шагом. Видно, что ширина интервалов δP^j в этом случае все так же начинается от единиц процентов в начале высотного диапазона, но на верхнем участке достигает уже 80 %. Смещенности оценки все еще не наблюдается, а это означает, что

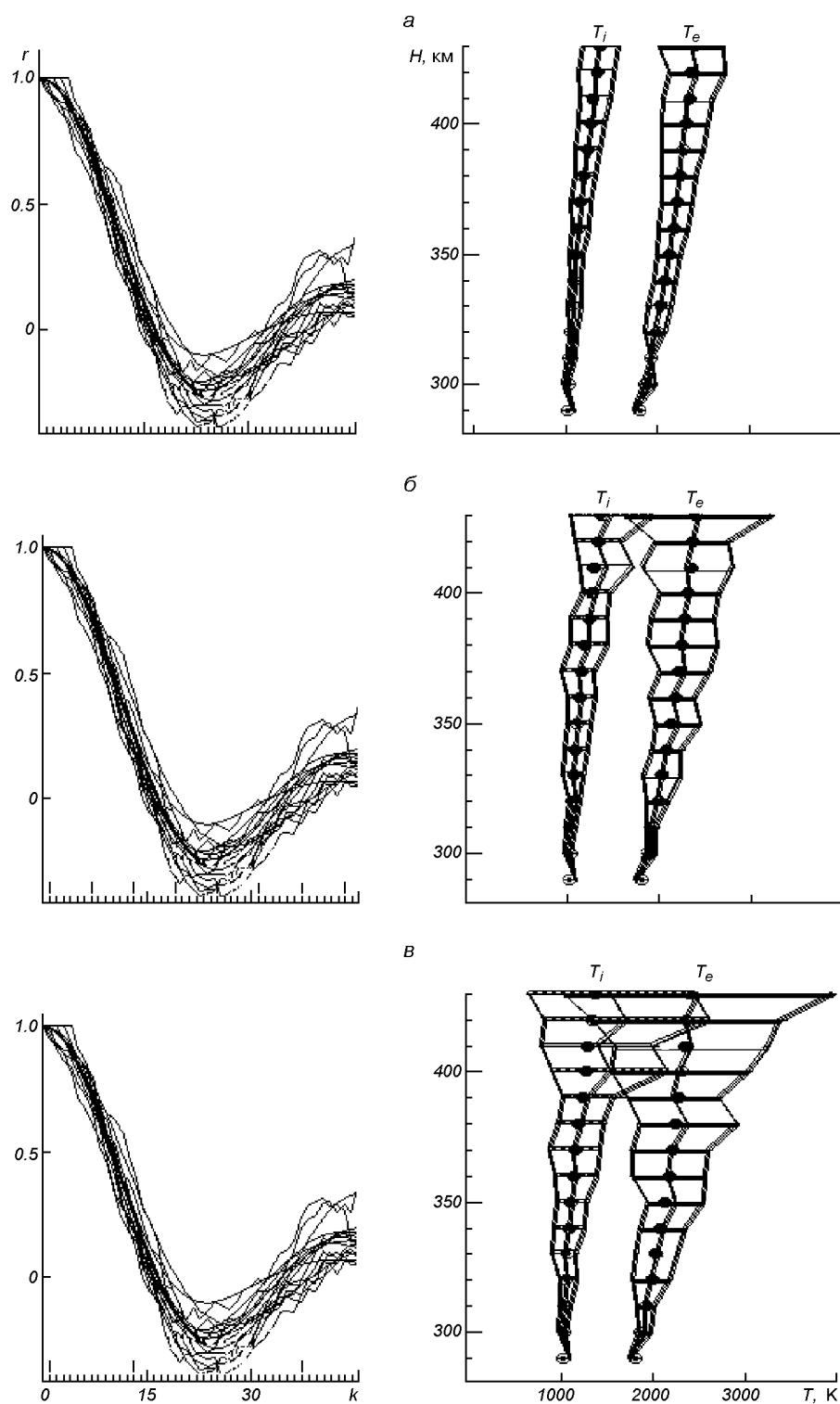


Рис. 3. Доверительные интервалы при вычислении кинетических температур ионосферной плазмы при различном (45, 8 и 4) числе используемых точек АКФ (выделены штифтами)

при достаточной плотности высотных результатов возможно получение несмещенного математического ожидания (например, методом последующего скользящего сглаживания). В то же время длительность процесса идентификации параметров сокращена почти в шесть раз.

И наконец, на рис. 3, в представлен случай использования в обработке предельно малого числа (только четырех) ординат, но при экономии машинного времени в 11 раз. Доверительный интервал вырос на максимальной высоте до 100 %, стала заметной и появившаяся смещенность оценок, особенно ионной температуры T_i с высот 390 км и выше, что указывает на нежелательность дальнейшего уменьшения количества используемых ординат АКФ в таком режиме идентификации. Графический анализ показывает, что в обработке без заметных искажений нельзя использовать менее пяти ординат в районе первых нулей АКФ. Для более строгих вычислений можно использовать анализ численных значений результатов.

Следует, однако, отметить, что нет методов обработки результатов радиофизических наблюдений, которые в той или иной степени не использовали бы априорных представлений о возможных изменениях значений сигнальных функций, участвующих в оценке составляющих параметрического вектора. В нашем случае значительный выигрыш в продолжительности вычислений удалось обеспечить за счет использования дополнительной априорной информации относительно границ вероятных положений первого и второго (наиболее информативных) нулей АКФ. Эта информация была заложена в теоретические АКФ при их расчете, и именно она способствовала использованию оптимального диапазона расположения ординат исследуемой сигнальной функции.

Выводы

Оцениваемая ширина доверительного интервала для заданной доверительной вероятности и момент появления смещения могут служить основой для выбора наиболее оптимального сочетания точности обработки, длительности времени вычислений и аппаратурных ресурсов. Использование разработанной статистической модели позволяет решать задачи построения оптимальных алгоритмов и систем оценки при исследовании поведения любой

составляющей параметрического вектора, задействованного для идентификации состояния ионосферной плазмы. Получаемые на базе модели сведения являются исходными при выборе алгоритмов обработки, при определении состава технических средств наблюдения, при оптимальном распределении точностей по вычислительным средствам, которыми оснащается распознавающая система.

1. Зиатдинов Ю. К. Методы определения оптимальных проектных параметров сложных технических систем при наличии ограничений // Космічна наука і технологія.—1996.—2, № 1-2.—С. 57—61.
2. Курекин А. А., Лукин В. В., Зеленский Л. А. Применение методов векторной медианной фильтрации при обработке многоканальных радиолокационных данных дистанционного зондирования // Космічна наука і технологія.—1996.—2, № 5-6.—С. 53—63.
3. Мазманишвили А. С., Рогожкин Е. В. Об эффекте смещения оценок параметров ионосферной плазмы при обработке данных некогерентного рассеяния // Радіотехніка.—1999.—Вип. 109.—С. 20—26.
4. Пуляев В. А. Вычислительные методы при обработке корреляционных функций сигнала некогерентного рассеяния // Вестн. ХГПУ: Сб. науч. тр. — Харьков: ХГПУ, 2000.—Вып. 103.—С. 94—96.
5. Пуляев В. А. Статистическое оценивание параметров ионосферы в методе некогерентного рассеяния радиоволн // Радіотехніка.—2002.—Вип. 129.—С. 98—102.
6. Рофварг Л. Я., Пискорж В. В. О процедуре ускоренного поиска сигналов спутниковых радионавигационных систем // Космічна наука і технологія.—1996.—2, № 3-4.—С. 62—65.
7. Farley D. T. Radio wave scattering from the ionosphere // Meth. Exp. Phys.—1971.—98.—P. 139—186.
8. Taral V. I., Bogovsky V. K., Lysenko V. N., et al. Investigation of circumterrestrial space by means of incoherent scatter radar // Космічна наука і технологія. Додаток: Space Plasma Physics.—2001.—7, № 2.—С. 42—46.

A DEVELOPMENT OF INFORMATION TECHNOLOGIES FOR RATING IONOSPHERICAL PLASMA PARAMETERS IN THE METHOD OF RADIOWAVES INCOHERENT SCATTERING

A. S. Mazmanishvili, V. A. Puliaiev

We considered the problem of performance of numerical experiments with statistical model of a multiparametrical system. On the basis of a constructed statistical algorithm, a modeling is carried out to study the influence of methods of processing on the accuracy and reliability of rating ionospheric data. Some examples of the construction of dependences for chosen high-altitude structures of autocorrelation function of ionospheric plasma are given. Estimations of the temperature of the ionic and electronic components are determined together with estimations of errors of rating.

УДК: 52.626+52.852+520.34

**В. П. Кузьков, М. М. Медведский, Д. Я. Яцків, В. Н. Недашковский,
Ю. М. Глущенко, В. Р. Суберляк, М. М. Перетятко, Н. А. Еременко**

Головна астрономічна обсерваторія Національної академії наук України, Київ

Подготовка к экспериментам по оптической связи с геостационарным спутником ARTEMIS

Надійшла до редакції 17.04.03

Зроблено розрахунки апаратури для проведення експериментів лазерного каналу зв'язку з геостационарним супутником ARTEMIS. Запропоновано схему експериментів з одночасним використанням двох типових телескопів. Наведено результати спостережень супутника.

ВВЕДЕНИЕ

Наземные системы передачи информации с использованием воздушных лазерных каналов связи в настоящее время интенсивно развиваются. Довольно эффективно они используются на небольших расстояниях для решения проблемы «последней мили» в системах коммуникации, обеспечивая скорости передачи информации 2 Мбит/с—2.5 Гбит/с и конкурируя с радиосистемами. Однако особое преимущество такие системы имеют в открытом космосе на больших расстояниях, где нет влияния атмосферы на распространение лазерного излучения. В сравнении с радиоканалами связи они обеспечивают сверхузкую диаграмму направленности при малых габаритах и энергопотреблении приемно-передающей системы при скоростях передачи до нескольких Гбит/с. Они также необходимы и для многофункциональных и многоканальных систем высокого разрешения дистанционного зондирования земной поверхности (ДЗЗ) и ближнего космоса, где необходимо передавать большие объемы информации в квазиреальном масштабе времени [1, 2].

Ведущие космические агентства разрабатывают и испытывают лазерные системы связи. Так, NASA (США) и NASDA (Япония) подготовили и провели эксперименты по передаче информации со ско-

ростью 1 Мбит/с лазерным каналом связи между наземной станцией и низкоорбитальным спутником ETS-VI в 1994—1996 г. В 1998 г. Европейским космическим агентством (ESA) был запущен ДЗЗ-спутник SPOT-4 с лазерным терминалом связи для взаимодействия с геостационарным спутником. Разработка космических систем лазерной связи начата и в Российском космическом агентстве. Подготавливается эксперимент NASDA по передаче информации со скоростью 2.5 Гбит/с по лазерному каналу связи с Международной космической станцией (МКС) на наземный пункт.

Для проведения экспериментов с лазерными каналами связи Европейским космическим агентством 12 июля 2001 г. был запущен спутник ARTEMIS (Advanced Relay and Technology MISSION) с лазерным терминалом связи SILEX (Semiconductor Laser Inter Satellite Link Experiment) на борту для приема больших объемов информации с низкоорбитального спутника SPOT-4 и проведения экспериментов с оптической наземной станцией (OGS) при несимметричном трафике 2 Мбит/с и 50 Мбит/с. Из-за нештатной работы третьей ступени ракеты-носителя после ряда корректировок спутник был выведен на круговую промежуточную орбиту высотой 31000 км, и с этой орбиты проводилось постепенное «поднятие» его

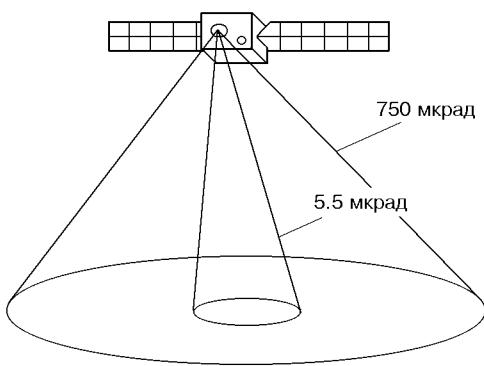


Рис. 1. Характеристики лазерных лучей ARTEMIS

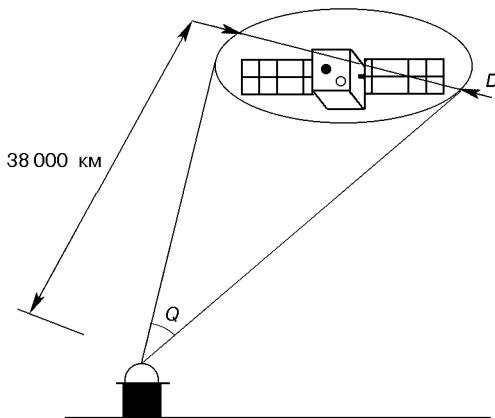


Рис. 2. Облученность спутника на орбите

орбиты с использованием бортовых ионных двигателей до геостационарного уровня. Тем не менее уже с этой промежуточной орбиты в ноябре 2001 г. были успешно проведены эксперименты по приему-передаче информации по лазерному каналу со спутника SPOT-4 и ретрансляции ее по радиоканалу на наземную станцию [4]. Также были проведены эксперименты по приему-передаче информации по лазерному каналу между спутником и OGS ESA на Канарских островах [3]. 31 января 2003 г. спутник был выведен в запланированную точку геостационарной орбиты над 21.5° в. д. Предполагаемый ресурс спутника 10 лет.

После согласования с менеджерами ESA соответствующими расчетами было показано, что аналогичные эксперименты по приему-передаче информации лазерным каналом связи и исследованию влияния атмосферы на распространение лазерного излучения между геостационарным спутником и наземной станцией можно проводить с использованием обычных астрономических телескопов.

Описание наших работ по подготовке к экспериментам с этим спутником проводится в последующем изложении.

ОБЩИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛАЗЕРНЫХ КАНАЛОВ СПУТНИКА ARTEMIS

Наведение бортового спутникового оптического терминала на наземную станцию осуществляется в несколько этапов. Маяк спутника сканирует по земной поверхности лучом в диапазоне $\lambda\lambda = 797 - 808$ нм и расходимостью 750 мкрад. При этом освещенность земной поверхности составляет около $2.4 \text{ нВт}/\text{м}^2$. На наземной станции прежде всего

необходимо принять сигнал от поискового маяка спутника (рис. 1) и послать на спутник лазерный сигнал-репер, по которому осуществляется наведение узкого коммуникационного луча со спутника на наземную станцию. После точного наведения узкого коммуникационного лазерного луча на наземную станцию и «захвата» лазерного коммуникационного луча с наземного телескопа начинается фаза передачи оптических информационных сигналов. От спутника исходит узкий (5.5 мкрад) коммуникационный луч в диапазоне $\lambda\lambda = 815 - 825$ нм со скоростью передачи 2.048 Мбит/с с применением 2PPM-модуляции, который обеспечивает освещенность наземной станции около $40 \text{ нВт}/\text{м}^2$. Наземная оптическая станция должна обеспечить наведение ответного коммуникационного луча на спутник со скоростью передачи 50 Мбит/с при NRZ-модуляции в диапазоне $\lambda\lambda = 843 - 852$ нм, обеспечивая плотность потока на геостационарной орбите спутника на уровне $90 \text{ нВт}/\text{м}^2$, не превышая максимально разрешаемую плотность облучения $900 \text{ нВт}/\text{м}^2$ (рис. 2).

ОСВЕЩЕННОСТЬ НА УРОВНЕ СПУТНИКА ОТ НАЗЕМНОГО ЛАЗЕРНОГО ИСТОЧНИКА

Очевидно, что освещенность E спутника на его орбите (рис. 2) будет определяться выражением

$$E = P_L / [\pi L^2 \sin^2(Q/2)], \quad (1)$$

где P_L — мощность наземного лазера, L — расстояние до спутника, Q — расходимость лазерного луча на выходе объектива.

Как видно из выражения (1), освещенность спутника сильно зависит от расходимости лазерного

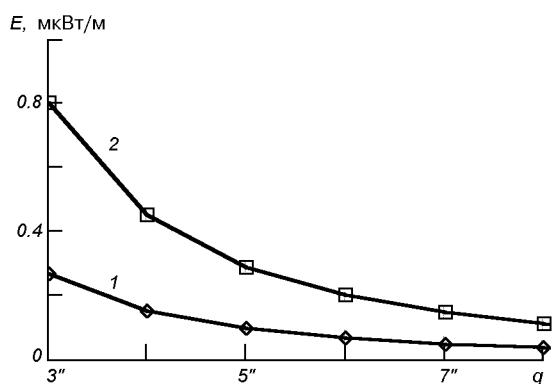


Рис. 3. Расчетная освещенность спутника E от расходимости лазерного пучка Q ("') с учетом потерь в согласующей оптике и земной атмосфере при исходящей мощности лазера 200 мВт (треугольник) и 600 мВт (квадратик)

Расчетная освещенность спутника

$Q, ''$	$E_{i,1}, \text{ нВт}/\text{м}^2$	$E_{i,2}, \text{ нВт}/\text{м}^2$
3	267	800
4	150	450
5	96	288
6	67	200
7	49	147
8	38	113

излучения. К этому добавляются потери в согласующей оптике и земной атмосфере. Так, при мощности полупроводникового лазерного диода 200 мВт и наличии трехлинзовой коллимирующей системы лазера с коэффициентом пропускания 0.9 и согласующего зеркала с коэффициентом отражения 0.9 получим на входе телескопа мощность лазерного излучения $P_l = 131$ мВт. При использовании двухзеркальной кассегреновской системы телескопа с коэффициентом отражения зеркал 0.8 получаем мощность лазерного излучения на выходе телескопа $P_t = 84$ мВт.

Потери, связанные с поглощением в земной атмосфере, определяются рассеиванием излучения на пыли и аэрозолях, атомарным и молекулярным поглощением. Так как рассеяние света подчиняется закону $1/\lambda^4$, то в относительно чистой атмосфере на длине волны 800 нм ослабление излучения на единичной массе составит лишь 0.02''. Коэффициент пропускания атмосферы средней запыленности при содержании паров воды эквивалентным 5 мм в зените составляет 0.94. Так как спутник находится геостационарной точке 21.5° , то для нашей широты он наблюдается на зенитном угле 60° . В этом случае увеличивается воздушная

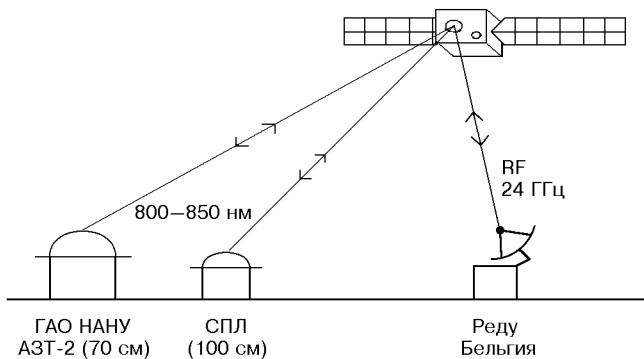


Рис. 4. Схема экспериментов между ГАО НАНУ и станцией связи в г. Реду (Бельгия)

масса, проходимая излучением, что приводит к дополнительному ослаблению лазерного излучения на 0.23''. Несложные вычисления приводят к мощности 64 мВт в пучке лазера за пределами атмосферы. Другими словами, потери мощности лазера на оптических элементах и в атмосфере приводят к ослаблению первоначальной мощности лазера оценочно в 3.1 раза.

Результаты вычисления (1) освещенности геостационарного спутника при наклонной дальности до спутника 38000 км, исходной мощности лазера 200 мВт и 600 мВт приведены в таблице и на (рис. 3). Как видно из таблицы, необходимая величина освещенности не менее в $90 \text{ нВт}/\text{м}^2$, соответствующая ошибкам передачи на уровне 10^{-6} , обеспечивается при мощности лазера в 600 мВт в диапазоне расходимостей лазерного пучка от 3'' до 8'', в то время как при мощности лазера в 200 мВт — лишь в узком пучке 3—5''.

Эти расчеты выполнены без учета потерь, связанных с турбулентностью атмосферы, отклоняющей или рассеивающей лазерный пучок. Эти потери определяются характерными радиусами турбулентности в атмосфере и диаметром проходящего их лазерного пучка. Поэтому реальную мощность лазера необходимо увеличивать до 800—900 мВт.

ПРЕДЛОЖЕННАЯ СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Для коммуникационных экспериментов «геостационарный спутник — наземная станция» особенно важны сравнительные характеристики исследования прохождения лазерного излучения через атмосферу, сравнительные характеристики прохождения импульсного лазерного излучения через атмосферу над Атлантикой по пути ARTEMIS — OGS

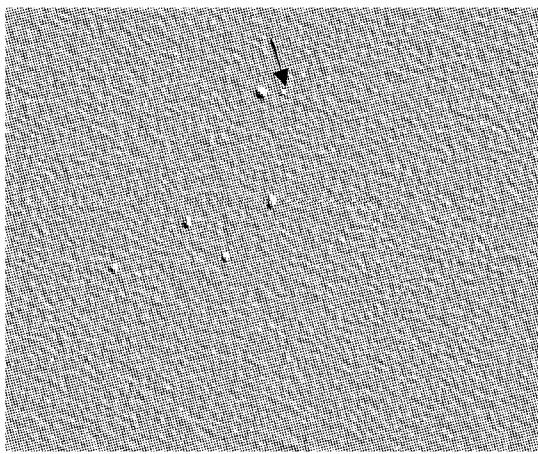


Рис. 5. Изображение спутника ARTEMIS после обработки

ESA и континентальной атмосферой по пути ARTEMIS — Киев.

Подготовка к экспериментам со спутником ARTEMIS проводилась на двух телескопах ГАО: 0.7 м астрономическом телескопе АЗТ-2 и станции спутниковой локации СПЛ с диаметром главного зеркала 1 м (рис. 4). Возможны как отдельная работа каждого из телескопов, так и совместная их работа с частичным использованием функций. То есть, один из телескопов может работать на стадии наведения, а другой — в коммуникационной фазе, или один из телескопов может работать на передачу, а второй — на прием информации.

При успешном завершении экспериментов по отработке фазы наведения на спутник, будут проведены также эксперименты по приему лазерного сигнала от спутника ARTEMIS и по передаче оптического лазерного сигнала на спутник с последующей ретрансляцией этих сигналов по радиоканалу в Ка-диапазоне (20–30 ГГц) на наземный пункт в г. Реду (Бельгия). Максимально возможная скорость передачи канала спутник — наземная станция равна 2 Мбит/с, а в обратном направлении — 50 Мбит/с.

Для совместной работы двух телескопов с частичным их использованием и разделением функций оба телескопа соединены между собой через компьютерный сервер модемной связью со скоростью передачи 33.6 Кбит/с.

Опыт наблюдения геостационарных спутников в ГАО НАНУ показывает, что их визуальная звездная величина составляет 11–15^m. Для определения возможности гидрования спутника ARTEMIS проводились его визуальные наблюдения с помощью 20-см гида телескопа АЗТ-2, а также получены его

изображения с помощью CCD-камеры с ЕОП в 12-см гиде телескопа СПЛ (рис. 5).

Оказалось, что спутник имеет визуальную величину 10–11^m, и планируемые эксперименты по оптической связи наземный телескоп — спутник ARTEMIS можно провести при теперешнем положении спутника в запланированной точке геостационарной орбиты.

На телескопе АЗТ-2 размещение приемно-передающего блока предполагается осуществить в каскаденовском фокусе. При разработке оптической приемно-передающей аппаратуры использованы основные идеи концепции многоканальной приемной системы, разработанной для МКС. Там также предусматривался лазерный канал для экспериментов по активному просвечиванию атмосферы и оптической передаче информации [1, 2].

Так как СПЛ работает в зеленом участке видимого диапазона длин волн [5], необходима доработка телескопа для работы в ближнем ИК-диапазоне. При этом будут использоваться ответвления гида фокуса кудэ телескопа.

Проведена конструкторская разработка фотоприемного блока с использованием кремниевого лавинного фотодиода с термоэлектрическим охлаждением, что позволило достичь необходимой пороговой чувствительности приемного тракта на уровне 0.15 нВт при полосе пропускания электронного тракта 8 МГц. Также разработан лазерный передающий модуль с использованием полупроводникового лазера оптической мощностью в несколько сот милливатт, при полосе пропускания электронного тракта не более 100 МГц.

Эти базовые конструкторские разработки и проработки оптико-механических систем сопряжения приемного и передающего каналов с телескопом являются существенным заделом для успешного выполнения дальнейших экспериментов по лазерной связи с геостационарным спутником ARTEMIS.

выводы

1. Проведенные расчеты, конструкторские разработки приемных и передающих узлов лазерной связи, а также наблюдения спутника ARTEMIS свидетельствуют о возможности проведения экспериментов по коммуникационной лазерной связи с геостационарным спутником с помощью обычных астрономических телескопов.

2. Предложена схема выполнения экспериментов по коммуникационной лазерной связи с геостационарным спутником с одновременным использованием двух телескопов.

3. Наземно-космические каналы оптической связи перспективны для реализации их в многофункциональных и многоканальных космических системах высокого разрешения дистанционного зондирования земной поверхности и ближнего космоса, где необходимо передавать большие объемы информации в квази-реальном масштабе времени.

В заключение выражаем особую благодарность G. Oppenhaeuser, Z. Sodnik, T. Tolker-Nielsen — менеджерам и специалистам ESA за поддержку и внимание к нашим работам и предоставленный нам большой объем научно-технической информации по спутнику ARTEMIS.

Работа выполнялась при финансовой поддержке Национального космического агентства Украины.

1. Kuz'kov V. P., Eremenko N. A., Khymenko O. A., et al. Concept of a multichannel system installed at the ISS for study of the Earth's surface and atmosphere // Космічна наука і технологія.—2000.—6, № 4.—C. 65—67.
2. Kuz'kov V. P., Eremenko N. A., Khymenko O. A., et al. The concept of a multichannel system for surface, atmosphere investigations of the Earth and near space observations // Proc. International Symposium "Interball". — Kiev: NSAU, 2000.—P. 77—80.

3. Reyes Garcia-Talavera M., Sodnik Z., Lopez P., et al. Preliminary results of the in-orbit test of ARTEMIS with the Optical Ground Station // Proc. SPIE.—2002.—N 4635.—P. 38—49.
4. Tolker-Nielsen T., Oppenhaeuser G. In-orbit test result of an operational optical intersatellite link between ARTEMIS and SPOT4, SILEX // Proc. SPIE.—2002.—N 4635.—P. 1—15.
5. Yatskiv D. Ya, Medveskij M. M., Suberlyak V. R., Peretyatk M. M. Kyiv laser ranging station report on the experimental operation 1997—1998. Kiev, 1998.—P. 3—15.—(Preprint / MAO-98-6E).

PREPARATION FOR OPTICAL COMMUNICATION EXPERIMENTS WITH THE GEOSTATIONARY SATELLITE ARTEMIS

V. P. Kuz'kov, M. M. Medvedskii, D. Ya. Yatskiv,
V. N. Nedashkovskii, Yu. M. Gluschenko, V. R. Suberliak,
M. M. Peretiakto, N. A. Yeremenko

We considered necessary conditions and carried out corresponding calculations for performing laser communication link experiments with the geostationary satellite ARTEMIS (ESA). We propose a scheme for performing experiments of this kind by using two telescopes. The results of observations of the satellite are presented.

УДК 621.396.96

Д. В. Голкин, Г. В. Худов

Харківський військовий університет

Совместная байесовская оптимизация поиска
и обнаружения объектов в радиолокационных поисках
в космических системах
дистанционного зондирования

Поступила в редакцию 02.06.03

Кратко анализируются основные результаты решения задач поиска и обнаружения объектов в радиолокационных системах. Рассматривается задача совместной оптимизации поиска и обнаружения объектов в условиях ограниченного поискового потенциала применительно к космическим радиолокационным системам дистанционного зондирования. Вводятся дифференциальные характеристики байесовского критерия минимума среднего риска. Уточняется байесовское правило принятия решения при совместной оптимизации поиска и обнаружения объектов в текущей зоне обзора.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время радиолокационные средства дистанционного зондирования поверхности Земли и океана с аэрокосмических носителей находят широкое применение для решения разнообразных задач благодаря надежному функционированию в неблагоприятных погодных условиях по сравнению с оптико-электронными и ИК-системами наблюдения, обеспечению реальной возможности извлечения такой информации, которую нельзя получить с использованием других диапазонов электромагнитных волн [13, 14, 23]. Космические информационные системы решают задачу поиска и обнаружения объектов в условиях ограниченного поискового потенциала [6, 7, 11, 17, 18].

Сейчас все большее внимание уделяется вопросам совместной оптимизации этапов поиска и обнаружения объектов [4, 5, 10, 14—16]. Получен ряд существенных научных результатов. В работе [16] показано, что есть оптимальная длительность интервалов когерентной обработки сигналов при циклическом поиске одиночного объекта и однопороговом решающем правиле. Однако алгоритм совместной оптимизации процессов поиска и обнаружения

воздушных объектов оказывается зависимым от конкретных условий радиолокационного наблюдения и должен рассчитываться для различных законов обзора воздушного пространства и процедур обработки радиолокационной информации. В работе [15] предпринята попытка оптимизировать процедуру обзора в изменяющихся условиях радиолокационного наблюдения и обеспечить минимум времени принятия решения об обнаружении всех объектов, находящихся в зоне. Необходимость совместной оптимизации процедур обзора пространства, алгоритмов обработки сигналов и решающих правил принятия решения впервые обоснована в работе [5]. В постановочном плане оптимизационная задача поиска заданного числа объектов рассмотрена как классическая задача минимизации среднего риска. Задача определения оптимального режима поиска в соответствии с байесовским критерием ставится как вариационная, и делается попытка решить ее в рамках методов стохастического программирования.

Сложность данной задачи определяется не столь-ко качеством априорной информации о распределении объектов в ячейках, сколько точностью описания зависимости параметров плотности распределе-

ния принятой реализации от времени наблюдения. В работе [4] сделан вывод о том, что множество неизвестных и случайных факторов (класс объекта, ракурс наблюдения и дальность) приводит к невозможности строгого решения задачи в рассмотренной постановке. Это предполагает поиск упрощенных, частных вариантов, в которых решение задачи стохастического программирования сводится к одноэтапным, двухэтапным и многоэтапным процедурам с использованием так называемых детерминированных эквивалентов [20]. Однако в методах, использующих детерминированный эквивалент, оптимизируются либо порядок просмотра ячеек, либо длительность наблюдения каждой из них [15]. Задача совместной оптимизации поиска и обнаружения оставалась нерешенной.

Таким образом, существующие методы оптимизации рассматривают поиск как единую задачу обзора пространства, обработки сигналов и принятия решения только в постановочном плане, получены решения для отдельных составляющих поставленной задачи. Решение задачи в целом не получено, не сформулирован единый подход к выбору критерия эффективности, адекватно отражающего задачи радиолокационных систем (РЛС) на этапе поиска и обнаружения.

Ниже будет рассмотрена задача совместной байесовской оптимизации поиска и обнаружения объектов в условиях ограниченного поискового потенциала применительно к космическим радиолокационным системам дистанционного зондирования Земли.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ИЗЛОЖЕНИЕ МАТЕРИАЛОВ ИССЛЕДОВАНИЙ

Для выяснения причин сложившихся трудностей в решении задачи совместной оптимизации поиска и обнаружения объектов проанализируем классический подход к решению задачи обнаружения с позиции теории статистических решений [9]. В теории статистических решений при наличии полного комплекта априорных данных используется критерий среднего риска — среднего значения платы за принятие решения при проверке статистических гипотез [9]

$$R = \sum_{j=0}^1 \sum_{k=0}^1 \Pi_{jk} p_j \int_{Y_k} W(y/H_j) dy, \quad (1)$$

где Π_{jk} — элементы матрицы потерь за принятие ошибочных решений, p_j — априорные вероятности гипотез, H_0 — гипотеза об отсутствии объекта, H_1

— гипотеза о наличии объекта, $W(y/H_j)$ — функция правдоподобия выборки Y при условии, что верна гипотеза H_j , Y_k — область, где верна гипотеза k . Алгоритм поиска и обнаружения будем искать в классе оптимальных байесовских алгоритмов принятия решения, при использовании которого достигается минимальное значение (нижняя граница) среднего риска. При наличии априорных данных при проверке простой гипотезы против простой альтернативы получим следующее выражение для среднего риска [9]:

$$R = p_0 r_0 + p_1 r_1, \quad (2)$$

где

$$\begin{aligned} r_0 &= \Pi_{00} P(\gamma_0/H_0) + \Pi_{01} P(\gamma_1/H_0), \\ r_1 &= \Pi_{10} P(\gamma_0/H_1) + \Pi_{11} P(\gamma_1/H_1) \end{aligned}$$

— условные риски, соответствующие гипотезе H_0 и альтернативе H_1 , γ_0 — решение о принятии гипотезы H_0 , γ_1 — решение о принятии гипотезы H_1 , $P(\gamma_i/H_j)$ — условная вероятность принятия решения γ_i при условии, что верна гипотеза H_j , $i, j = 0; 1$, $P(\gamma_1/H_0)$ — условная вероятность отвергнуть правильную гипотезу H_0 , вероятность ошибки первого рода (уровень значимости), $P(\gamma_0/H_1)$ — условная вероятность отвергнуть правильную гипотезу H_1 , вероятность ошибки второго рода.

Подставляя составляющие в выражение (2), после простых преобразований получаем [9]:

$$R = R_0 - \int_{Y_1} [p_1 (\Pi_{10} - \Pi_{11}) W(y/H_1) - p_0 (\Pi_{01} - \Pi_{00}) W(y/H_0)] dy,$$

где

$$R_0 = p_0 \Pi_{00} + p_1 \Pi_{10}$$

— неотрицательная константа.

Байесовский алгоритм проверки простой гипотезы H_0 против простой альтернативы H_1 записывается в следующем виде [9]:

$$\begin{aligned} &p_1 (\Pi_{10} - \Pi_{11}) W(y/H_1) - \\ &- p_0 (\Pi_{01} - \Pi_{00}) W(y/H_0) \stackrel{\gamma_1}{\underset{\gamma_0}{>}} 0. \end{aligned} \quad (3)$$

После преобразований выражение (3) может быть записано в виде [9]

$$l(y) = \frac{W(y/H_1)}{W(y/H_0)} \stackrel{\gamma_1}{\underset{\gamma_0}{>}} \frac{(\Pi_{01} - \Pi_{00}) p_0}{(\Pi_{10} - \Pi_{11}) p_1}, \quad (4)$$

где $l(y)$ — отношение правдоподобия.

Таким образом, байесовское правило (4) проверки простой гипотезы против простой альтернативы состоит в сравнении отношения правдоподобия $l(y)$ с порогом [9]

$$c_b = \frac{(\Pi_{01} - \Pi_{00})p_0}{(\Pi_{10} - \Pi_{11})p_1}. \quad (5)$$

Если $l(y) \geq c_b$, то принимается решение γ_1 (отклоняется гипотеза H_0), если $l(y) < c_b$, то принимается решение γ_0 (принимается гипотеза H_0).

Как видно из выражений (1)–(5), основными характеристиками среднего риска и его составляющих являются интегральные характеристики. С помощью таких характеристик можно получить некоторые показатели качества поиска и обнаружения объекта в некоторой заданной зоне обзора в целом. Очевидно, что при этом одним и тем же интегральным показателям качества будет удовлетворять бесконечное множество стратегий поиска, что и затрудняет нахождение оптимальных решающих правил для случая совместной оптимизации таких процедур, как поиск и обнаружение объекта.

Для преодоления указанного противоречия введем в рассмотрение дифференциальные характеристики критерия среднего риска, которые позволили бы учесть особенности принятия байесовского решения для каждой точки и отдельного участка зоны поиска и обнаружения объектов:

$u(x)$ — априорная плотность распределения местоположения объекта в заданной зоне обзора Ω по пространственным координатам x ,

$dp_1(x) = u(x)dx$ — априорная вероятность наличия объекта в элементарной ячейке dx зоны обзора Ω ,

$dp_0(x) = \tilde{u}(x)dx$ — априорная вероятность отсутствия объекта в элементарной ячейке dx зоны обзора Ω ,

$\tilde{u}(x)$ — априорная плотность вероятности отсутствия объекта в заданной зоне обзора Ω по пространственным координатам x ,

$dR(x) = R(x)dx$ — средний риск при принятии решения о наличии или отсутствии объекта в элементарной ячейке dx ,

$\dot{R}(x)$ — плотность среднего риска в зоне обзора,

$P(\gamma_i/H_j, x)$ — условная вероятность принятия решения γ_i при условии, что верна гипотеза H_j в элементарной ячейке dx зоны обзора Ω , $i, j = 0; 1$.

Элементы матрицы потерь оставим неизменными.

С учетом введенных обозначений дифференциальное значение среднего риска $dR(x)$ для двухальтернативного случая можно вычислить как

$$dR(x) = d(p_0(x)r_0(x)) + d(p_1(x)r_1(x)), \quad (6)$$

где

$$\begin{aligned} d(p_0(x)r_0(x)) &= \Pi_{00}P(\gamma_0/H_0, x)dp_0(x) + \\ &\quad + \Pi_{01}P(\gamma_1/H_0, x)dp_0(x), \\ d(p_1(x)r_1(x)) &= \Pi_{10}P(\gamma_0/H_1, x)dp_1(x) + \\ &\quad + \Pi_{11}P(\gamma_1/H_1, x)dp_1(x) \end{aligned}$$

— условные риски в элементарной ячейке dx зоны обзора Ω , соответствующие гипотезе H_0 и альтернативе H_1 , γ_0 — решение о принятии гипотезы H_0 в элементарной ячейке dx , γ_1 — решение о принятии гипотезы H_1 в элементарной ячейке dx , $P(\gamma_i/H_j, x)$ — условная вероятность принятия решения γ_i в элементарной ячейке dx при условии, что верна гипотеза H_j , $i, j = 0; 1$, $P(\gamma_1/H_0, x)$ — условная вероятность отвергнуть правильную гипотезу H_0 в элементарной ячейке dx зоны обзора Ω , вероятность ошибки первого рода (уровень значимости), $P(\gamma_0/H_1, x)$ — условная вероятность отвергнуть правильную гипотезу H_1 в элементарной ячейке dx зоны обзора Ω , вероятность ошибки второго рода.

После простых преобразований выражение (6) перепишется в виде

$$\begin{aligned} dR(x) &= \Pi_{00}dp_0(x) + \Pi_{10}dp_1(x) - \\ &\quad - ((\Pi_{10} - \Pi_{11})P(\gamma_1/H_1, x)dp_1(x) - \\ &\quad - (\Pi_{01} - \Pi_{00})P(\gamma_1/H_0, x)dp_0(x)), \end{aligned} \quad (7)$$

Обозначая $dR_0(x) = \Pi_{00}dp_0(x) + \Pi_{10}dp_1(x)$ и учитывая, что $dR_0(x)$ — неотрицательная константа в элементарной ячейке dx , байесовское правило проверки простой гипотезы H_0 против простой альтернативы H_1 в элементарной ячейке dx зоны обзора Ω можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned} &(\Pi_{10} - \Pi_{11})P(\gamma_1/H_1, x)dp_1(x) - \\ &- (\Pi_{01} - \Pi_{00})P(\gamma_1/H_0, x)dp_0(x) \stackrel{\gamma_1}{>} \stackrel{\gamma_0}{<} 0, \end{aligned} \quad (8)$$

или

$$dl(x) = \frac{P(\gamma_1/H_1, x)dp_1(x)}{P(\gamma_1/H_0, x)dp_0(x)} \stackrel{\gamma_1}{>} \stackrel{\gamma_0}{<} \frac{\Pi_{01} - \Pi_{00}}{\Pi_{10} - \Pi_{11}}, \quad (9)$$

где $dl(x)$ — безусловное отношение правдоподобия в элементарной ячейке dx зоны обзора Ω .

Под безусловным отношением правдоподобия понимается отношение безусловной вероятности правильного обнаружения объекта $P(\gamma_1/H_1, x)dp_1(x)$ к безусловной вероятности ложной тревоги $P(\gamma_1/H_0, x)dp_0(x)$.

Таким образом, байесовское правило (9) проверки простой гипотезы против простой альтернативы в элементарной ячейке dx зоны обзора Ω состоит в сравнении отношения правдоподобия $dl(x)$ с порогом

$$c_b = \frac{\Pi_{01} - \Pi_{00}}{\Pi_{10} - \Pi_{11}}. \quad (10)$$

Если $dl(x) \geq c_b$, то принимается решение γ_1 (отклоняется гипотеза H_0), если $dl(x) < c_b$, то принимается решение γ_{sub0} (принимается гипотеза H_0). Минимизация среднего риска сводится теперь к максимизации безусловного отношения правдоподобия.

Из изложенного выше видно, полученные результаты (6)–(10) не противоречат общей классической теории, принятой при решении задачи проверки простой гипотезы против простой альтернативы, хорошо согласуются и выражения для среднего риска, и правила проверки гипотез в элементарной ячейке dx зоны обзора Ω .

Учтем теперь, что такие введенные дифференциальные характеристики непосредственно на практике применены быть не могут, так как предполагают вычисление среднего риска и безусловного отношения правдоподобия для каждой элементарной ячейки dx , что практически нереализуемо, к тому же остается неизвестным, какой алгоритм использовать при решении задачи просмотра элементарных ячеек зоны обзора.

Введем в рассмотрение текущую зону обзора $\Omega(t)$ при условии, что $\Omega(t) \rightarrow \Omega$ при $t \rightarrow T$, где T — время обзора заданной зоны Ω . Поставим задачу нахождения оптимального байесовского правила принятия решения в текущей зоне обзора $\Omega(t)$ с учетом введенных дифференциальных характеристик. При такой постановке задачи появляется дополнительный параметр оптимизации: текущие размеры и положение зоны $\Omega(t)$ в общей зоне обзора Ω . Следовательно, создаются условия для нахождения оптимальной по байесовскому критерию минимума среднего риска стратегии поиска объекта.

Среднее значение риска теперь может быть найдено как

$$R(t) = \int_{\Omega(t)} dR(x) = \int_{\Omega(t)} \dot{R}(x) dx. \quad (11)$$

Подставляя выражение (7) в выражение (11), после ряда преобразований имеем

$$R(t) = \Pi_{00} \int_{\Omega(t)} dp_0(x) + \Pi_{10} \int_{\Omega(t)} dp_1(x) -$$

$$- [(\Pi_{10} - \Pi_{11}) \int_{\Omega(t)} P(\gamma_1 / H_1, x) dp_1(x) - \\ - (\Pi_{01} - \Pi_{00}) \int_{\Omega(t)} P(\gamma_1 / H_0, x) dp_0(x)]. \quad (12)$$

Будем считать, что

$$R_0(t) = \Pi_{00} \int_{\Omega(t)} dp_0(x) + \Pi_{10} \int_{\Omega(t)} dp_1(x)$$

— неотрицательная константа для текущей зоны обзора $\Omega(t)$ в момент времени t . Байесовское правило проверки простой гипотезы H_0 против простой альтернативы H_1 в текущей зоне $\Omega(t)$ обзора Ω записывается в виде

$$\frac{\int_{\Omega(t)} P(\gamma_1 / H_1, x) dp_1(x)}{\int_{\Omega(t)} P(\gamma_1 / H_0, x) dp_0(x)} = \frac{\int_{\Omega(t)} P(\gamma_1 / H_1, x) u(x) dx}{\int_{\Omega(t)} P(\gamma_1 / H_0, x) \tilde{u}(x) dx} = \\ = \frac{P_1(\gamma_1, t)}{P_0(\gamma_1, t)} \stackrel{\gamma_1}{\underset{\gamma_0}{\gtrless}} \frac{\Pi_{01} - \Pi_{00}}{\Pi_{10} - \Pi_{11}}, \quad (13)$$

где $P_1(\gamma_1, t)$ — текущее значение безусловной вероятности правильного обнаружения объекта в зоне $\Omega(t)$, $P_0(\gamma_1, t)$ — текущее значение безусловной вероятности ложной тревоги в зоне $\Omega(t)$.

Переходя к безусловному отношению правдоподобия $l(t) = P_1(\gamma_1, t) / P_0(\gamma_1, t)$, выражение (13) запишем в виде

$$l(t) \stackrel{\gamma_1}{\underset{\gamma_0}{\gtrless}} \frac{\Pi_{01} - \Pi_{00}}{\Pi_{10} - \Pi_{11}}. \quad (14)$$

Таким образом, полученное на основании выражений (11)–(13) оптимальное байесовское правило (14) проверки простой гипотезы против простой альтернативы состоит в максимизации отношения правдоподобия $l(t)$ в текущей зоне $\Omega(t)$ и сравнении его с порогом (10), причем, если $l(t) \geq c_b$, то принимается решение γ_1 (отклоняется гипотеза H_0), если $l(t) < c_b$, то принимается решение γ_0 (принимается гипотеза H_0).

В соответствии с выражением (13) оптимизация должна производиться по параметрам условной вероятности правильного обнаружения $P(\gamma_1 / H_1, x)$ и параметрам текущей зоны обзора $\Omega(t)$.

Рассмотрим важный частный случай. Будем считать, что аналогично критерию Неймана–Пирсона фиксируется на постоянном уровне значение безусловной вероятности ложной тревоги $P_0(\gamma_1, t)$. Тогда согласно (13) нахождение максимума безусловного отношения правдоподобия сводится к нахождению максимума безусловной вероятности правильного

обнаружения объекта

$$P_1(y_1, t) = \int_{\Omega(t)} P(y_1/H_1, x) u(x) dx.$$

Таким образом, для нахождения оптимального байесовского правила принятия решения в текущей зоне $\Omega(t)$ зоны обзора Ω наряду с решением задачи проверки гипотез в этой зоне, должна быть решена задача нахождения оптимальной по байесовскому критерию минимума среднего риска стратегии поиска объекта. Стратегия поиска $\lambda(x, t)$ есть правило, которое в любой момент времени t устанавливает, в какой области зоны обзора Ω должен производиться поиск, и с какими энергетическими затратами.

Для дальнейших исследований введем основные ограничения на стратегию поиска, используемые обычно в теории поиска. Потребуем, чтобы стратегия поиска была T -урезанной, т. е. $\lambda(x, t) = 0$ при $t > T$ и $x \in \Omega$. Иными словами, должно выполняться условие обязательного просмотра зоны обзора Ω за время поиска T . Очевидно, что

$$\begin{aligned} \lambda(x, t) &> 0 \quad \text{для } x \in \Omega/\Omega(t), \\ \lambda(x, t) &= 0 \quad \text{для } x \in \Omega(t)/\Omega. \end{aligned} \quad (15)$$

Будем считать, что стратегия поиска должна быть постоянна для всех координат, просматриваемых в фиксированный момент времени t . При этом мера текущей зоны обзора $\Omega(t)$ должна быть неубывающей функцией времени t , поскольку стратегия поиска распространяется в течение всего времени поиска. Поэтому для каждой точки зоны обзора Ω есть момент времени $t(x)$, который определяет момент начала ее просмотра:

$$\begin{aligned} \lambda(x, t) &> 0 \quad \text{для } t \in [t(x), T], \\ \lambda(x, t) &= 0 \quad \text{для } t \in [0, t(x)]. \end{aligned} \quad (16)$$

Помимо указанных выше свойств стратегии поиска, потребуем, чтобы она удовлетворяла условию оптимальности, заключающемуся в том, что если каждой T -урезанной стратегии $\lambda(x, t)$ соответствует функционал $P_1(y_1, t) = P(\lambda(x, t))$ — безусловная вероятность правильного обнаружения объекта за время t при стратегии $\lambda(x, t)$, то стратегия $\lambda_{\text{опт}}(x, t)$ будет оптимальна, если

$$P(\lambda_{\text{опт}}(x, t)) = \sup P(\lambda(x, t)). \quad (17)$$

Потребуем также, чтобы стратегия поиска была оптимальна для любого момента времени T окончания поиска, т. е. в какой бы момент времени поиск не был бы прерван, вплоть до этого момента

времени он должен быть оптимальным по критерию максимума безусловной вероятности правильного обнаружения.

Из анализа результатов по выбору стратегий поиска, исследованных в теории поиска, из всех стратегий условиям (15)–(17) наиболее полно удовлетворяет класс равномерно-оптимальных стратегий поиска объекта [1–3, 19, 21]. Стратегия $\lambda(x, t)$ равномерно-оптимальна, если ее любая T -урезанная стратегия оптимальна, т. е.

$$P(\lambda(x, t)) = P(\lambda_{\text{опт}}(x, t)), \quad \forall t \leq T. \quad (18)$$

Таким образом, при решении задачи нахождения по байесовскому критерию минимума среднего риска стратегии поиска объекта оптимальной является равномерно-оптимальная стратегия поиска, в соответствии с которой должны быть выбраны текущие размеры и положение зоны $\Omega(t)$ в общей зоне обзора Ω .

Для нахождения меры области $\Omega(t)$ распространения стратегии поиска необходимо найти область первичного поиска Ω_C из условия $u(x) > C$, где C — постоянная, а затем решить дифференциальное уравнение Аркина с нулевым начальным условием [19]:

$$\frac{d\Omega(t)}{dt} = \frac{C(\Omega(t))L_0}{\Omega(t)C'(\Omega(t))}, \quad (19)$$

где $L_0 = \varepsilon P_0$ характеризует мощность РЛС P_0 , $\varepsilon = \frac{G^2 \lambda_k^2 \sigma_{\text{об}}}{(4\pi)^3 D^4 N_0}$ — коэффициент пропорциональности, постоянный для конкретной РЛС, G — коэффициент усиления антенны РЛС, λ_k — длина волны РЛС, $\sigma_{\text{об}}$ — эффективная поверхность рассеяния объекта, D — дальность до объекта, N_0 — спектральная плотность мощности шумов излучения.

Для примера рассмотрим задачу совместной оптимизации поиска и обнаружения объекта по одной из осей координат, когда местоположение объекта задается в виде одномерного усеченного нормально-го закона с нулевым математическим ожиданием:

$$u(x) = \frac{1}{2\Phi(S/\sigma)\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma^2}\right), \quad (20)$$

где $2S$ — размер зоны обзора Ω , $\Phi(\cdot)$ — интеграл вероятности; σ — среднее квадратичное отклонение.

Такое априорное задание местоположения объекта соответствует условию, когда при постоянной дальности до объекта ширина диаграммы направленности антенны по одной из угловых координат перекрывает весь диапазон угловых координат воз-

могного появления объекта, а по другой угловой координате ширина диаграммы достаточно узкая. Тогда по этой (второй) угловой координате и должен быть произведен поиск объекта.

В соответствии с (13) при фиксированном на постоянном уровне значении безусловной вероятности ложной тревоги $P_0(\gamma_1, t)$ оптимизационная задача формулируется следующим образом:

$$\begin{aligned} P_1(\gamma_1, t) &= \int_{\Omega(t)} u(x) P(\gamma_1 / H_1, x) dx \rightarrow \max, \\ \lambda(x, t) &\geq 0, \\ x &\in \Omega(t), t > 0, \\ \int_{\Omega(t)} \lambda(x, t) dx &= L_0, t > 0, \\ \int_0^t \lambda(x, t) dt &= \varphi(x, t), \\ \int_{\Omega(t)} \varphi(x, t) dx &= L_0 t. \end{aligned} \quad (21)$$

Здесь $P_1(\gamma_1, t)$ — безусловная вероятность обнаружения объекта за время t в зоне обзора $\Omega(t)$, $P(\gamma_1 / H_1, x)$ — условная вероятность обнаружения объекта, $\lambda(x, t)$ — функция плотности поиска или стратегия поиска, $\varphi(x, t)$ — поисковое усилие в точке x на момент времени t .

Определяя из уравнения радиолокации отношение сигнал/шум $q^2(x(t))$ в точке x зоны обзора Ω , поисковое усилие $\varphi(x, t)$ свяжем с отношением сигнал/шум следующей зависимостью:

$$\varphi(x, t) = 0.5q^2(x(t)). \quad (22)$$

Решение оптимизационной задачи (21) будем отыскивать в классе равномерно-оптимальных стратегий поиска [19].

Область первичного поиска определим как Ω_c : $\{u(x) > C(t)\}$, где $C(t)$ — постоянная для всех точек текущей зоны обзора величина. Учтем, что согласно (16) моменту времени $t(x)$ начала просмотра точки с координатами x соответствует текущая точка обзора $x(t)$. Имеем

$$\frac{1}{2\Phi(S/\sigma)\sqrt{2\pi}\cdot\sigma} \exp\left(-\frac{x^2(t)}{2\sigma^2}\right) > C(t).$$

Решая полученное неравенство относительно x , получим

$$|x(t)| < \sigma \sqrt{2\ln\left(\frac{1}{2\Phi(S/\sigma)\sqrt{2\pi}\sigma C(t)}\right)},$$

где $|x(t)|$ — модуль числа $x(t)$.

Следовательно, мера области распространения стратегии поиска

$$\Omega(t) = 2\sigma \sqrt{2\ln\left(\frac{1}{2\Phi(S/\sigma)\sqrt{2\pi}\sigma C(t)}\right)}.$$

Отсюда

$$C(t) = \frac{1}{2\Phi(S/\sigma)\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{\Omega^2(t)}{8\sigma^2}\right).$$

Для определения меры области распространения стратегии поиска во времени необходимо решить дифференциальное уравнение Аркина (19). Подставляя необходимые функции в дифференциальное уравнение Аркина и решая полученное дифференциальное уравнение с нулевым начальным условием, имеем

$$\Omega(t) = \sqrt[3]{12\sigma^2 \int_0^t L_0 dt} = \sqrt[3]{12\sigma^2 L_0 t}.$$

Теперь определим функцию $\lambda(x, t)$ стратегии поиска. При условии постоянства стратегии $\lambda(x, t)$ внутри области $\Omega(t)$ имеем

$$\begin{aligned} \lambda_1(x; t) &= \\ &= \begin{cases} \frac{L_0}{\Omega(t)} & \text{для } x \in \Omega(t) \\ 0 & \text{для } x \notin \Omega(t) \end{cases} - \frac{\Omega(t)}{2}; \frac{\Omega(t)}{2}, \end{aligned}$$

Таким образом, стратегия поиска будет распространяться в области $[-\Omega(t)/2; \Omega(t)/2]$.

Это будет происходить до тех пор, пока область распространения стратегии поиска не станет равной размерам зоны поиска. Определим этот момент времени t_1 из условия

$$\sqrt[3]{12\sigma^2 L_0 t_1} = 2S,$$

откуда

$$t_1 = \frac{2S^3}{3\sigma^2 L_0}.$$

За промежуток времени $[0; t_1]$ в точках зоны обзора накопится поисковый потенциал $\varphi_1(x)$. Вычислим его согласно выражению

$$\varphi_1(x) = \int_{t(x)}^{t_1} \lambda_1(x; t) dt,$$

где $t(x)$ — введенная ранее функция, имеющая смысл времени начала просмотра точек x зоны поиска.

Подставляя выражение для $t(x)$ как нижний предел интегрирования и беря интеграл, имеем

$$\varphi_1(x) = \begin{cases} \frac{S^2 - x^2(t)}{2\sigma^2} & \text{для } x(t) \in \left[-\frac{\Omega(t)}{2}, \frac{\Omega(t)}{2}\right], \\ 0 & \text{для } x(t) \notin \left[-\frac{\Omega(t)}{2}, \frac{\Omega(t)}{2}\right]. \end{cases}$$

После момента t_1 стратегия поиска будет распространяться в условиях равномерной плотности распределения — «пьедестала». Это будет происходить в промежутке времени $[t_1; T]$. Стратегия поиска имеет вид

$$\lambda_2(x; t) = \begin{cases} \frac{L_0}{2S} & \text{для } x \in \Omega, \\ 0 & \text{для } x \notin \Omega. \end{cases}$$

В промежутке времени $[t_1; T]$ в точках зоны поиска накопится поисковый потенциал

$$\varphi_2(x) = \begin{cases} \frac{L_0}{2S}(T - t_1) & \text{для } x(t) \in \Omega, \\ 0 & \text{для } x(t) \notin \Omega. \end{cases}$$

В общем случае поисковый потенциал зависит и от времени t . Приведенные выше выражения для расчета поискового потенциала в точках зоны поиска записаны на конкретные моменты времени t_1 и T , поэтому здесь зависимость от времени опущена. В общем случае выражение для расчета поискового потенциала имеет вид

$$\varphi(x; t) = \begin{cases} \frac{3^{2/3} L_0^{2/3}}{2^{5/3} \sigma^{2/3}} & \text{для } t \in [0; t_1], x \in \left[-\frac{\Omega(t)}{2}, \frac{\Omega(t)}{2}\right], \\ \frac{L_0 t}{2S} - \frac{S^2}{3\sigma^2} & \text{для } t \in [t_1, T], x(t) \in \Omega. \end{cases}$$

Определив количество поискового потенциала, накопленное в точках x зоны поиска и учитывая связь поискового потенциала с величиной $q^2(x)$ согласно (22), рассчитаем условную и безусловную вероятности правильного обнаружения объекта за время поиска T .

Рассмотрим случай радиолокационного обнаружения когерентного сигнала, характеризуемого случайной начальной фазой и случайнм амплитудным множителем. Для этого случая широкий класс реальных распределений амплитудного множителя описывается моделью m -распределения Накагами [22]:

$$W(b) = K_m b^{2m-1} \exp(-mb^2),$$

где b — амплитудный множитель, $K_m = 2m^m / \Gamma(m)$

— нормирующий коэффициент, $\Gamma(m)$ — гамма-функция.

Для сигнала со случайной амплитудой и равномерно распределенной начальной фазой условная вероятность правильного обнаружения сигнала применительно к произвольному m -распределению амплитудного множителя имеет вид [9, 22]

$$P_1(\gamma_1/H_1, x) = (-1)^{m-1} K_m \frac{d^{(m-1)}}{dv^{(m-1)}} \left[\frac{e^{(-S_0^2(2v - q^2(x))/4v)}}{2v - q^2(x)} \right],$$

где

$$v = m + \frac{q^2}{2},$$

$$S_0 = \sqrt{2 \ln(1/F)},$$

$$F = P_0(\gamma_1/H_0, x)$$

— условная вероятность ложной тревоги, $q^2(x)$ — отношение сигнал/шум в точке x зоны обзора Ω .

Для рэлеевского распределения $m = 1$ [22]

$$P_1(\gamma_1/H_1, x) = F^{1/(1+q^2(x))}. \quad (23)$$

Для распределения Сверлинга ($m = 2$) [22]

$$P_1(\gamma_1/H_1, x) = \left[1 + \frac{q^2(x)/4}{[(1 + q^2(x))/4]^2} \ln \frac{1}{F} \right] F^{1/(1+q^2(x))}. \quad (24)$$

Рассчитаем условную вероятность правильного обнаружения объекта для случая $m = 3$. При этом

$$P_1(\gamma_1/H_1, x) = (-1)^2 K_3 \frac{d^2}{dv^2} \left[\frac{e^{-\frac{S_0^2(2v - q^2(x))}{4v}}}{2v - q^2(x)} \right],$$

где $K_3 = 27$.

Первая производная от выражения в квадратных скобках имеет вид

$$-e^{-\frac{S_0^2(1 - \frac{q^2(x)}{4v})}{2}} \left\{ \frac{S_0^2 q^2(x)}{4v^2} [2v - q^2(x)] + 2 \right\} - \frac{[2v - q^2(x)]^2}{[2v - q^2(x)]^2}.$$

Выполнив ряд математических преобразований, получим выражение для второй производной по v

$$-F^{1/[1+q^2(x)/6]} \left\{ 4/3 \ln(1/F) q^4(x) / [1 + q^2(x)/6]^3 - 16 \ln(1/F) q^2(x) / [1 + q^2(x)/6]^2 - 2/3 \ln(1/F)^2 q^4(x) / [1 + q^2(x)/6]^4 - 48 \right\} / 1296.$$

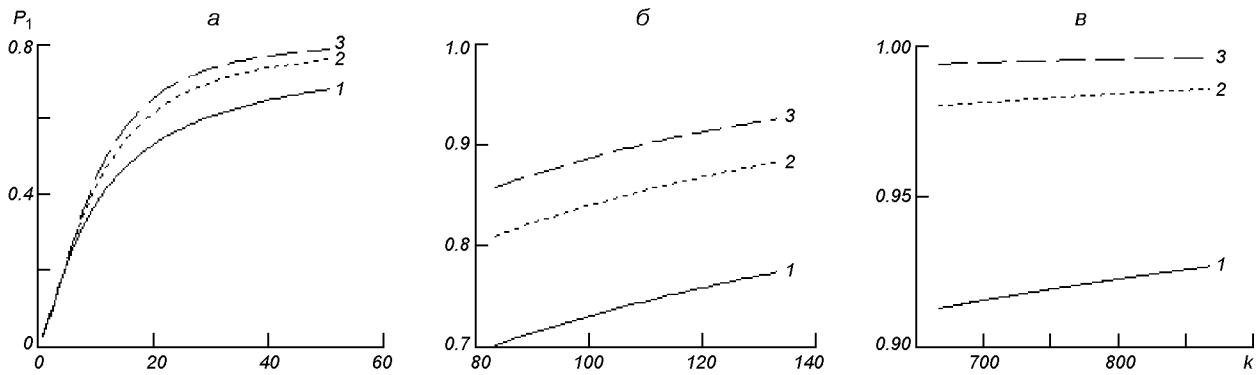


Рис. 1. Зависимость безусловной вероятности обнаружения объекта от величины, пропорциональной общему поисковому потенциалу информационной системы при $h = 1$ (a), 5 (б), 10 (в); кривая 1 — $m = 1$; кривая 2 — $m = 2$; кривая 3 — $m = 3$

После ряда преобразований выражение для условной вероятности правильного обнаружения для случая $m = 3$ имеет вид

$$\begin{aligned} P_1(\gamma_1 | H_1, x) &= \\ &= F^{1/[1 + q^2(x)/6]} \left[1 - 1/36 \ln(1/F) q^4(x) / [1 + \right. \\ &\quad \left. + q^2(x)/6]^3 + 1/3 \ln(1/F) q^2(x) / [1 + q^2(x)/6]^2 + \right. \\ &\quad \left. + 1/72 \ln(1/F)^2 q^4(x) / [1 + q^2(x)/6]^4 \right]. \quad (25) \end{aligned}$$

Выражения для безусловной вероятности правильного обнаружения объекта для различных значений m получим, подставляя выражения (20), (23)–(25) в (21) и учитывая (22). Предварительно введем следующие обозначения: $h = S/\sigma$, $w = x/\sigma$, $k = L_0 T/\sigma$. Тогда, переходя к безусловной вероятности правильного обнаружения объекта, получим для $m = 1$:

$$\begin{aligned} P_1(\gamma_1, T) &= \\ &= \frac{1}{2\sqrt{2\pi}\Phi(h)} \int_{-h}^h \exp(-2\ln(1/F)/(2 + 1/3h^2 + \\ &\quad + k/h - w^2) - w^2/2) dw, \end{aligned}$$

для $m = 2$:

$$\begin{aligned} P_1(\gamma_1, T) &= \\ &= \frac{1}{2\sqrt{2\pi}\Phi(h)} \int_{-h}^h (1 + (h^2/12 - w^2/4 + k/(4h)) / (1 + \\ &\quad + h^2/12 - w^2/4 + k/(4h))^2 \ln(1/F) \times \\ &\quad \times \exp(\ln(F)/(1 + h^2/12 - w^2/4 + k/(4h)) - w^2/2)) dw, \end{aligned}$$

для $m = 3$:

$$\begin{aligned} P_1(\gamma_1, T) &= \\ &= \frac{1}{2\sqrt{2\pi}\Phi(h)} \int_{-h}^h (1 - (1/9 \ln(1/F)(h^2/6 - w^2/2 + \\ &\quad + k/(2h))^2) / (1 + h^2/18 - w^2/6 + k/(6h))^3 + \\ &\quad + 2/3 \ln(1/F)(h^2/6 - w^2/2 + k/(2h)) / (1 + h^2/18 - \\ &\quad - w^2/6 + k/(6h))^2 + 1/18 (\ln(1/F)^2(h^2/6 - w^2/2 + \\ &\quad + k/(2h))^2 / (1 + h^2/18 - w^2/6 + k/(6h))^4 \times \\ &\quad \times \exp(\ln(F)/(1 + h^2/18 - w^2/6 + k/(6h)) - w^2/2)) dw. \end{aligned}$$

Зависимости безусловной вероятности правильного обнаружения от величины, пропорциональной общему поисковому потенциалу, при значениях условной вероятности ложной тревоги $F = 0.01$ представлены на рис. 1. Минимальное значение величины k , пропорциональной значению общего поискового потенциала РЛС, выбирается из условия обязательного просмотра всей зоны поиска ($k \geq 2/3h^3$).

Для оценки эффективности алгоритма поиска и обнаружения объекта с использованием равномерно-оптимальной стратегии поиска проведем сравнение этого алгоритма с известными алгоритмами пространственно-временного распределения поисковых усилий в РЛС [8, 12, 14], предполагающими равномерное распределение поискового потенциала по зоне обзора. Выражения для условной вероятности правильного обнаружения объекта при равномерном распределении поискового потенциала по зоне поиска имеют вид:

— для $m = 1$

$$P_1(\gamma_1/H_1, x) = F^{1/(1 + k/(2h))}, \quad (26)$$

— для $m = 2$:

$$\begin{aligned} P_1(\gamma_1/H_1, x) &= \\ &= (1 + \ln(1/F)k/(4h(1 + k/(4h))^2))F^{1/(1 + k/(4h))}, \quad (27) \\ \text{— для } m = 3: \\ P_1(\gamma_1/H_1, x) &= (1 - \ln(1/F)k^2/(36h^2(1 + k/(6h))^3) + \\ &+ \ln(1/F)k/(3h(1 + k/(6h))^2) + \\ &+ (\ln(1/F))^2k^2/(72h^2(1 + k/(6h))^4))F^{1/(1 + k/(6h))}. \quad (28) \end{aligned}$$

Безусловную вероятность правильного обнаружения объекта при равномерном распределении поискового потенциала по зоне поиска получим, подставляя (20), (26)–(28) в (21). Тогда, используя введенные ранее обозначения при $t \rightarrow T$,

для $m = 1$:

$$\begin{aligned} P_1(\gamma_1, T) &= \\ &= \frac{1}{2\sqrt{2\pi}\Phi(h)} \int_{-h}^h \exp(\ln(F)/(1 + k/(2h)) - w^2/2)dw, \end{aligned}$$

для $m = 2$:

$$\begin{aligned} P_1(\gamma_1, T) &= \\ &= \frac{1}{2\sqrt{2\pi}\Phi(h)} \int_{-h}^h (\{1 + \ln(1/F)k/(4h(1 + k/(4h))^2)\} \times \\ &\times \exp(\ln(F)/(1 + k/(4h)) - w^2/2)dw, \end{aligned}$$

для $m = 3$:

$$\begin{aligned} P_1(\gamma_1, T) &= \frac{1}{2\Phi(h)\sqrt{2\pi}} \times \\ &\times \int_{-h}^h \left(1 - \frac{\ln(1/F)k^2}{36h^2(1 + k/(6h))^3} + \frac{\ln(1/F)k}{3h(1 + k/(6h))^2} + \right. \\ &\left. + \frac{(\ln(1/F))^2k^2}{72h^2(1 + k/(6h))^4}\right) \exp\left(\frac{\ln(F)}{1 + k/(6h)} - w^2/2\right) dw. \end{aligned}$$

На рис. 2 представлены зависимости безусловной вероятности обнаружения объекта при равномерном распределении поискового потенциала по зоне обзора (нижняя кривая) и при синтезированном алгоритме распределения поискового потенциала по зоне обзора (верхняя кривая) от величины, пропорциональной общему поисковому потенциальну системы при различных значениях величины m ($h = 10$, $F = 0.01$). Видно, что алгоритм поиска и обнаружения с использованием равномерно-оптимальной стратегии поиска обеспечивает более высокое значение безусловной вероятности правильного обнаружения объекта. Это особенно заметно при

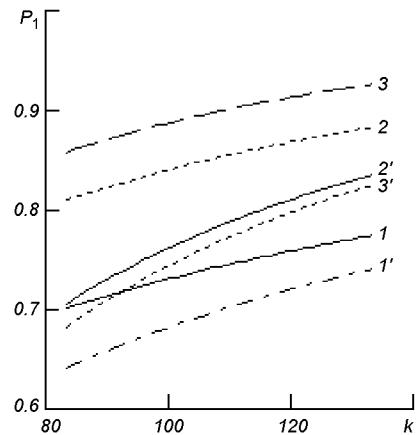


Рис. 2. Зависимость безусловной вероятности обнаружения объекта от величины, пропорциональной общему поисковому потенциальну информационной системы, при $h = 10$; кривые 1 — $m = 1$; кривые 2 — $m = 2$; кривые 3 — $m = 3$ при синтезированном алгоритме (верхние кривые) и при равномерном распределении поискового потенциала по зоне поиска (нижние кривые)

условии жесткого ограничения на величину общего поискового потенциала (малые значения величины k). При фиксации на постоянном уровне значения безусловной вероятности правильного обнаружения объекта выигрыш переходит в сокращение времени поиска и обнаружения объекта.

ВЫВОДЫ И НАПРАВЛЕНИЯ ДАЛЬНЕЙШИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

1. Таким образом, совместные алгоритмы поиска и обнаружения объекта с использованием стратегии поиска в классе равномерно-оптимальных стратегий обеспечивают выигрыш в безусловной правильной вероятности обнаружения объекта по сравнению с традиционным распределением поискового потенциала по зоне обзора. Этот выигрыш особенно возрастает с ужесточением требований к поисковому потенциальну РЛС.

2. На основании выполненных исследований можно сформулировать следующее уточненное байесовское правило принятия решения: при решении задачи проверки простой гипотезы против простой альтернативы совместная оптимизация поиска и обнаружения объектов сводится к нахождению равномерно-оптимальной стратегии поиска, вычислению максимума безусловного отношения правдоподобия в текущей зоне обзора и сравнению его с порогом.

3. Сформулированное правило достаточно легко распространяется на случай многоальтернативной задачи проверки гипотез, и при соответствующей доработке остается справедливым для случая дискретного поиска.

1. Аркин В. И. Задачи оптимального распределения поисковых усилий // Теория вероятностей и ее применения.—1964.—9, вып. 1.—С. 69—82.
 2. Аркин В. И. Равномерно-оптимальные стратегии поиска в задачах поиска // Теория вероятностей и ее применения.—1964.—9, вып. 1.—С. 82—92.
 3. Аркин В. И. Некоторые экстремальные задачи, связанные с теoriей поиска // Теория вероятностей и ее применения.—1965.—10, вып. 3.—С. 49—64.
 4. Васильев О. В., Карап В. В. Управляемый радиолокационный поиск воздушных целей, оптимизированный по информационному критерию // Радиотехника.—2000.—№ 3.—С. 84—88.
 5. Васильев О. В., Меркулов В. И., Карап В. В. Управляемый радиолокационный поиск воздушных целей // Успехи современной радиоэлектроники.—2002.—№ 1.—С. 49—61.
 6. Гонин Г. Б. Космические съемки Земли. — М.: Недра, 1989.—252 с.
 7. Кондратьев К. Ф., Поздняков Д. В. Новое в дистанционном зондировании окружающей среды // Исследования Земли из космоса.—1996.—№ 1.—С. 107—121.
 8. Корнеев А. В., Ярушкин М. М. Особенности построения двухпозиционной РСА типа ИСЗ-ЛА // НММ по цифровой обработке сигналов. — М.: ВВИА им. Н. Е. Жуковского, 1995.
 9. Левин Б. Р. Теоретические основы статистической радиотехники. — М.: Радио и связь, 1989.—655 с.
 10. Лукин В. В. Цели, методы и алгоритмы локально-адаптивной устойчивой фильтрации радиолокационных изображений // Космічна наука і технологія.—1998.—4, № 2/3.—С. 39—50.
 11. Лялько В. І., Федоровський О. Д., Рябоконенко О. Д. та ін. Використання космічної інформації у вирішенні водогосподарських і водоохоронних завдань // Космічна наука і технологія.—1997.—3, № 3/4.—С. 40—49.
 12. Новожилова Л. М. Некоторые модели поиска движущегося объекта. — Автореферат диссертации. — Л.: ЛГУ, 1975.—16 с.
 13. Радиолокация поверхности Земли из космоса / Под ред. Л. М. Митника, С. В. Викторова. — Л.: Гидрометеоиздат, 1990.—200 с.
 14. Сазонов Н. А., Щербинин В. Н., Ярушкин М. М. Алгоритм формирования радиолокационного изображения в авиаци-
- онно-космической двухпозиционной РСА // Радиотехника.—2000.—№ 4.—С. 71—77.
15. Татарский Б. Г., Романенко Г. С., Дыморец Р. З. Оптимизация процедуры обзора пространства радиолокационной системой на основе методов искусственного интеллекта // Радиотехника.—1998.—№ 4.—С. 87—91.
 16. Теребулин С. Ю., Юрчик И. А. Совместная оптимизация алгоритмов обзора пространства и процедур обработки радиолокационной информации // Радиотехника.—1996.—№ 10.—С. 71—75.
 17. Федоровский А. Д. Дешифрирование космических снимков и распознавание ландшафтных зон на основе структурного анализа // Космічна наука і технологія.—2000.—6, № 2/3.—С. 39—44.
 18. Федоровский А. Д., Гриневецкий В. Т., Костюченко Ю. В., Кувшинов А. Ю. Ландшафтноведческий подход при дешифрировании космических снимков // Космічна наука і технологія.—1998.—4, № 1.—С. 39—45.
 19. Хеллман О. Введение в теорию оптимального поиска. — М.: Наука, 1985.—246 с.
 20. Юдин Д. Б. Задачи и методы стохастического программирования. — М.: Наука, 1979.—392 с.
 21. Худов Г. В. Поиск нескольких сигналов в бортовых информационных системах // Информатика.—1998.—Вып. 5.—С. 67—74.
 22. Ширман Я. Д., Манжос В. Н. Теория и техника обработки радиолокационной информации на фоне помех. — М: Радио и связь, 1981.—416 с.
 23. Яцевич С. Е., Курекин А. С., Уваров В. Н. Автоматическая внутренняя калибровка радиолокационной системы дистанционного зондирования // Космічна наука і технологія.—1998.—4, № 2/3.—С. 34—38.

JOINT BAYES'S OPTIMIZATION OF SEARCH AND DETECTION OF OBJECTS IN SPACE RADAR-TRACKING SYSTEMS OF REMOTE SOUNDING

D. V. Golkin, G. V. Hudov

Basic results of the solution of problems on a search and detection of objects in radar-tracking systems (RADAR) are briefly analysed. We consider the problem on joint optimization of the search and detection of objects in conditions of the limited search potential with reference to space radar-tracking systems of remote sounding. Differential characteristics of bayes's criterion of a minimum of average risk are entered. A bayes's rule of decision-making by joint optimization of search and detection of objects in a current zone of the review is specified.

УДК 528.88.04:551.4

**В. І. Лялько, З. М. Шпортьюк,
О. І. Сахацький, О. М. Сибірцева**

Центр аерокосмічних досліджень Землі Інституту геологічних наук НАН України, Київ

**Застосування методу топографічної корекції
даних багатозональних космознімків
для класифікації лісового покриву
гірських територій**

Надійшла до редакції 27.06.03

Розроблено новий метод топографічної корекції даних багатозональних космознімків для класифікації лісового покриву гірських територій. Метод тестовано при класифікації лісів гірських районів Західного Саяну (Сибір) за даними сенсора ETM⁺ супутника «Landsat-7». Показано, що топографічна корекція значно поліпшує результати класифікації.

При дистанційному супутниковому зондуванні Землі в цифрових зображеннях гірських територій виникають радіометричні спотворення, спричинені впливом топографічних ефектів. Топографічні ефекти в даних дистанційного зондування є результатом різниці в освітленні сонцем гірських схилів з різними кутами нахилу та різною орієнтацією відносно сонячних променів. Вони є причиною варіації яскравості, що утруднює тематичну інтерпретацію даних, зокрема класифікацію лісів за даними ДЗ, оскільки яскравісні характеристики лісового покриву одного і того ж класу на протилежних гірських схилах можуть істотно відрізнятися через різницю в освітленні сонячними променями. Тому при дослідженні стану лісового покриву гірських територій за даними багатозональної космозйомки виникає необхідність топографічної корекції цифрових даних на піксельному рівні, через те що нахил і орієнтація гірського схилу можуть істотно змінюватися при переході від одного піксела зображення до іншого.

© В. І. Лялько, З. М. Шпортьюк,
О. І. Сахацький, О. М. Сибірцева, 2003

МЕТОД ТОПОГРАФІЧНОЇ КОРЕНЦІЇ

Нами розроблено метод корекції топографічних ефектів в даних космозйомки з використанням цифрової моделі рельєфу, за допомогою якого вдається зменшити різницю значень яскравостей пікселів зображення, спричинену різними умовами сонячного освітлення в залежності від рельєфу. Розроблений метод топографічної корекції ґрунтуються на моделі падаючої сонячної радіації для довільної площини Кондратьєва [1] і на моделі відбиття Ламберта [8], в якій вважається, що падаюча сонячна радіація відбивається однаково у всіх напрямках, і що зміни у відбитті спричинені кількістю падаючої сонячної радіації.

Використання математичної моделі рельєфу або її часткової реалізації — цифрової моделі рельєфу, побудованої з відповідною для конкретного космознімка просторовою розрізнювальною здатністю, дозволяє [2—6, 8] обчислити для кожного піксела космознімка гірської території куті нахилу і ази-

мут поверхні, а також кут падіння сонячних променів. Визначення цих кутів необхідне для проведення радіометричної корекції цифрових даних космозйомки [2—6, 8].

Якщо класифікаційна процедура побудована на статистичному аналізі цифрових значень яскравостей пікселів зображення, зареєстрованих сенсором, без жодної корекції об'єкта освітлення, то спектральні класи, отримані внаслідок такої класифікаційної процедури, не відповідають [5] відмінностям в рослинному покриві гірської території, а лише відмінностям освітлення пікселів. Тому для класифікації рослинності на гірських територіях необхідно робити корекцію цифрових даних космозйомки із врахуванням рельєфу.

У працях [3, 4] наведено методи топографічної корекції даних космозйомки, згідно з якими корекція спостережених цифрових значень яскравостей DN для кожного піксела зображені у видимому та БІЧ-діапазонах здійснюється за формулою

$$DN^* = k \cdot DN, \quad (1)$$

де DN^* — відкоректоване значення яскравості, k — коефіцієнт корекції.

У роботі [3] коефіцієнт корекції визначався за формулою

$$k = \frac{1}{\cos\alpha}, \quad (2)$$

де α — кут падіння сонячного променя на елемент земної поверхні. Але, як відзначено в [3, 4], застосування цього методу приводить до явища «перекорекції», що не покращує класифікацію. Тому фінськими дослідниками [4] запропоновано обчислювати коефіцієнт корекції за формулою

$$k = \frac{1}{(\cos\alpha)^r}, \quad (3)$$

де $0 < r < 1$ — параметр, який потрібно визначати емпіричним шляхом за даними наземних спостережень. Зауважимо, що для освітлених пікселів завжди $1 \geq \cos\alpha > 0$, тому у випадку (1) і (3) коефіцієнт корекції $k \geq 1$. Очевидно, що така корекція не може в принципі зменшити спостережені значення яскравості. Крім того, відбувається зміна спостережених значень яскравості навіть для тих пікселів зображення, які відповідають елементам плоскої поверхні Землі, бо у цьому випадку $\alpha = \Theta_s$, де Θ_s — зенітна відстань Сонця, і $k > 1$.

На відміну від наведених вище методів, нами пропонується метод топографічної корекції, згідно з яким коефіцієнт корекції для кожного піксела зображення обчислюється за формулою

$$k = \frac{\cos\Theta_s}{\cos\alpha}. \quad (4)$$

Очевидно, що така корекція цифрових показів яскравостей пікселів зводить ці значення до однакових умов освітлення в горизонтальній площині.

Дійсно, якщо земна поверхня горизонтальна, то згідно з (4) $k = 1$. Враховуючи, що, згідно з [2] для освітлених гірських схилів, звернених до Сонця, $k < 1$, а для протилежних схилів $k > 1$, запропонований нами метод корекції зменшує значення яскравостей пікселів зображень більш освітлених схилів, збільшує — для менш освітлених і не змінює ці значення, коли поверхня горизонтальна.

На відміну від методів корекції, розглянутих в [3, 4], запропонований нами метод не приводить до явища «перекорекції» і не залежить від невідомого параметра [4], який потрібно додатково визначити емпіричним шляхом.

ЗАСТОСУВАННЯ

Запропоновану методику топографічної корекції використано для картування лісового покриву одного із гірських районів Західного Саяну (Сибір) за даними сенсора ETM⁺ супутника «Landsat-7» (10.09.2000 р.). За тестову ділянку вибрана територія в межах Єрмаковського полігону, який розташований у гірській частині півдня Сибіру. Територія ділянки обмежена координатами 92°48'48" — 92°52'48" с. д. і 52°02'32" — 53°00'56" п.ш.

На рис. 1 наведено фрагмент знімка «Landsat-7» з розташуванням тестової ділянки, для якої здійснено верифікацію запропонованого методу топографічної корекції даних сенсора ETM⁺ супутника «Landsat-7» у оптичному та інфрачервоному каналах. Цифрову модель рельєфу тест-ділянки побудовано за даними фірми ATDI, які узгоджені з космічним знімком за допомогою програми ERDAS Imagine. Початкові дані цифрової моделі мають точність 500 м. Тому для суміщення даних зі знімком «Landsat-7» з розрізнювальною здатністю 30 м виконана їхня білінійна інтерполяція, та розмір раstra цифрової моделі приведено до 30 м. Вказана розрізнювальна здатність цифрової моделі не дозволяє зберегти невеликі форми рельєфу, але великі форми — гірські хребти та іхні схили, міжгірські западини та долини гірських рік досить добре відбиваються й створюють основу для проведення у першому наближенні радіометричної орто-корекції знімка.

За наведеною методикою для тестової області були обчислені кути нахилу та напрямок нахилу

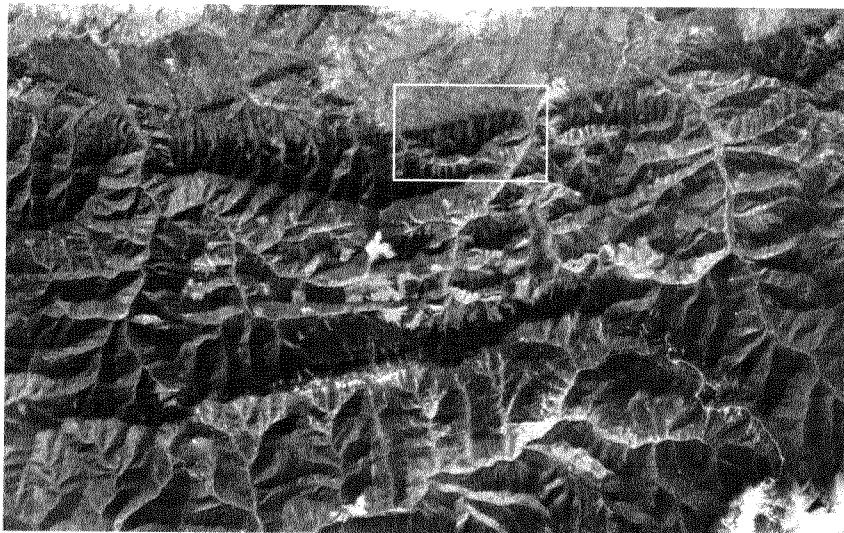


Рис. 1. Фрагмент знімка «Landsat-7» (10 вересня 2000 р.) для Єрмаковського полігону. Білий прямокутник показує ділянку проведення детальних досліджень

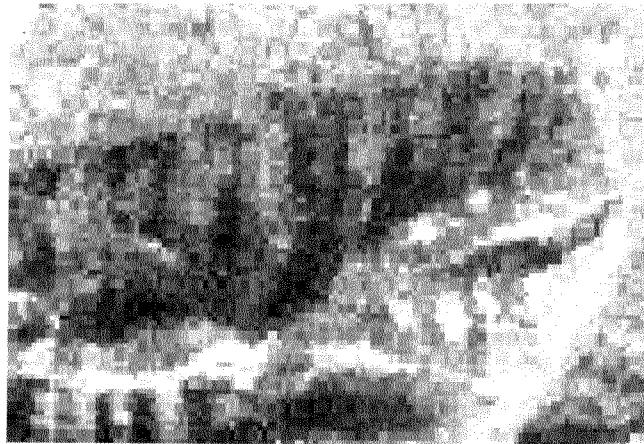


Рис. 2. Фрагмент знімка «Landsat-7» (ділянка детальних досліджень) без топографічної корекції (комбінація зеленого, червоного та інфрачервоного каналів)

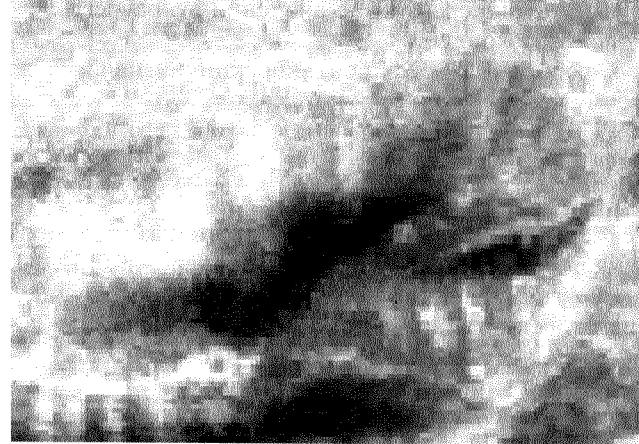


Рис. 3. Фрагмент знімка «Landsat-7» (ділянка детальних досліджень) після топографічної корекції (комбінація зеленого, червоного та інфрачервоного каналів)

поверхні для кожної площинки, яка відповідає пікселу зображення «Landsat-7» по відношенню до напрямку сонячного випромінювання. Використовуючи ці величини, була проведена корекція яскравісних характеристик оптичних каналів знімка «Landsat-7» (рис. 1).

З метою оцінки значимості проведеної корекції для класифікації знімка «Landsat-7» за видами лісових рослинних угруповань виконано наступний експеримент. Використовуючи зовсім однакові ді-

лянки для навчання, була проведена класифікація визначеного фрагменту знімка «Landsat-7» за даними до проведення радіометричної ортокорекції та після неї (рис. 2, 3). Експеримент показав, що найбільші відмінні стосуються схилів, звернених до Сонця. У багатьох місцях одержано зовсім різний розподіл видів рослинності (рис. 4). Зіставлення з наземними даними показує, що класифікація, проведена за відкоректованими даними, значно більше відповідає наземним завірочним даним. Виділено

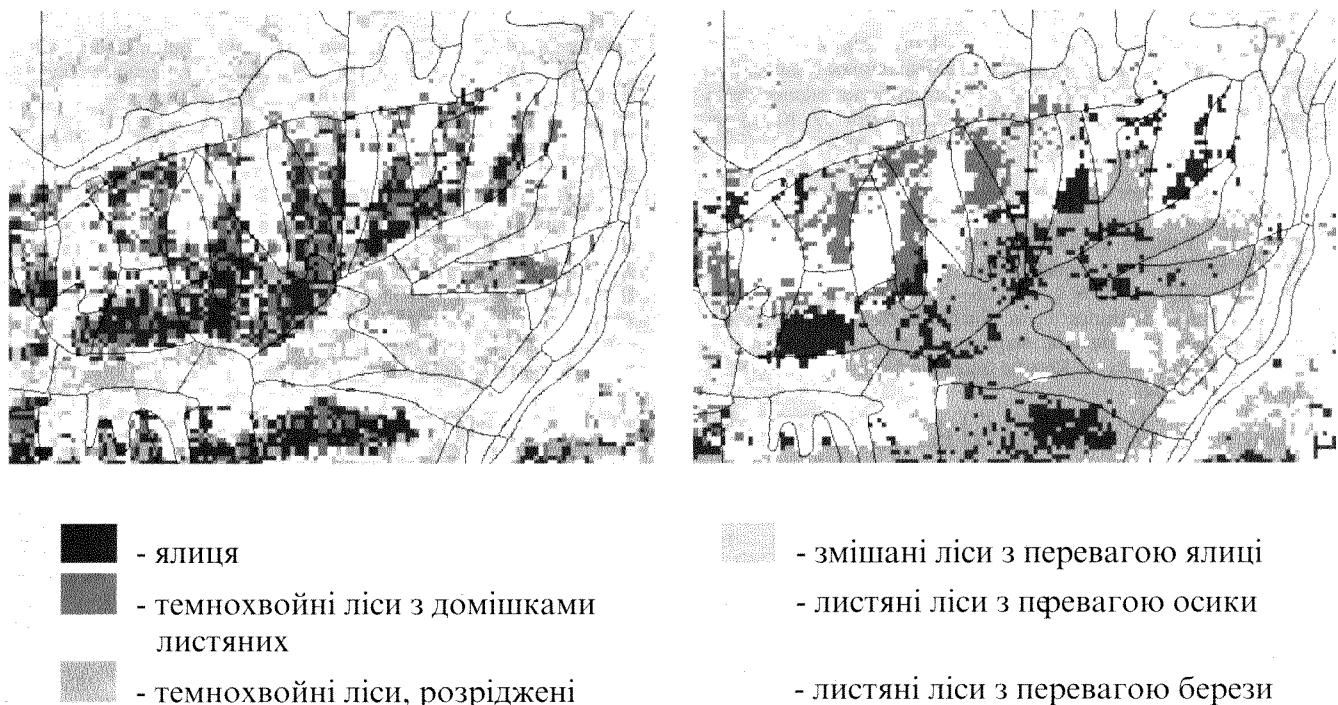


Рис. 4. Фрагмент класифікованого знімка «Landsat-7»: а — без топографічної корекції, б — після топографічної корекції

шість класифікаційних класів. Результати класифікації зіставлялися із даними опису наявного складу лісів на тест-ділянці. За описом про наявний склад лісів, класифікація без корекції даних у високогірній частині (рис. 4, а) не відповідає даним опису і дає неправильний результат: зокрема виділено листяні ліси з перевагою осики на висотах від 760 м до 900 м, де за даними [7] листяні породи дерев не ростуть. Ареал їхнього розповсюдження обмежений висотою 760 м. Результати класифікації із застосуванням топографічної корекції (рис. 4, б) краще узгоджуються із даними опису про склад лісів на тест-ділянці.

Наш експеримент показує, що розроблений метод топографічної корекції (1), (4) поліпшує результати класифікації в порівнянні з класифікацією, яка використовує беспосередньо значення яскравостей, реєстровані супутником.

Висновки

Розроблено новий метод топографічної корекції цифрових супутникових зображень гірських територій у видимому та БІЧ-діапазонах для класифікації і картування лісового покриву.

Розроблено програму, яка реалізує чисельно топографічну корекцію цифрових значень для кожного піксела зображення. Верифікацію розробленої методики здійснено на тестовій ділянці фрагменту зображення сенсора ETM⁺ супутника «Landsat-7». Зіставлення результатів класифікації із наявним описом даних про склад лісів на тест-ділянці показало, що запропонований метод топографічної корекції значно покращує результати класифікації. При цьому результати топографічної корекції суттєво залежать від точності побудови цифрової моделі рельєфу.

При побудові цифрової моделі рельєфу для конкретного зображення гірської території необхідно, щоб просторова розрізнювальна здатність моделі узгоджувалася із просторовою розрізнювальною здатністю космознімка. Від точності задання значень висот рельєфу для кожного піксела зображення гірської території залежить точність визначення кутів нахилу і напрямку нормалі та косинуса кута падіння сонячних променів, а значить, і коефіцієнта корекції.

1. Кондратьев К. Я., Пивоварова З. И., Федорова М. П. Радиационный режим наклонных поверхностей. — Ленин-

- град: Гидрометеоиздат, 1978.—216 с.
2. Сахацький О. І., Сибірцева О. М., Шпортьюк З. М. Комбінація цифрової моделі рельєфу із зображенням «Landsat-7» для визначення топографічних характеристик місцевості з метою проведення радіометричної корекції // Космічна наука і технологія.—2002.—8, № 2/3.—С. 89—91.
 3. Carpenter G. A., Gopal S., Macomber S., et al. A Neural network method for mixture estimation for vegetation mapping // *Remote Sens. Environ.*—1999.—70, N 2.—P. 138—152.
 4. Katila M., Tomppo E. Selecting estimation parameters for the Finnish multisource National Forest Inventory // *Remote Sens. Environ.*—2001.—76, N 1.—P. 16—32.
 5. Pons X., Sole-Sugranes L. A Simple radiometric correction model to improve automatic mapping of vegetation from multispectral satellite data // *Remote Sens. Environ.*—1994.—48, N 2.—P. 191—204.
 6. Proy C., Tanre D., Deschamps P.Y. Evaluation of topographic effects in remotely sensed data // *Remote Sens. Environ.*—1989.—30, N 1.—P. 21—32.
 7. Ranson K. J., Sun G., Kharuk V. J., Kovacs K. Characterisation of forests in western Sayan Mountains, Siberia from SIR-C SAR Date // *Remote Sens. Environ.*—2001.—75, N 2.—P. 188—200.
 8. Yang C., Vidal A. Combination of digital elevation models with SPOT-1 HRV multispectral imagery for reflectance factor mapping // *Remote Sens. Environ.*—1990.—32, N 1.—P. 35—45.
-

THE APPLICATION OF A TOPOGRAPHIC CORRECTION METHOD OF MULTIZONAL SPACE IMAGE DATA FOR THE CLASSIFICATION OF FOREST COVER IN MOUNTAINOUS TERRAIN

**V. I. Lyalko, Z. M. Shportyuk,
O. I. Sakhatskyi, O. M. Sybirtseva**

A new topographic correction method of multizonal space image data for the classification of forest cover in mountainous terrain is developed. The method was tested by the classification of forests of Western Sayan mountain areas, Siberia with the use of the Landsat-7 ETM⁺ image data. It is shown that the topographical correction essentially improves classification results.

УДК 528.88.63

**В. И. Лялько, А. И. Сахацкий, Г. М. Жолобак, А. Я. Ходоровский,
Л. Д. Греков, И. Я. Буянова, В. В. Соколов, М. В. Ющенко**

Центр аерокосмічних досліджень Землі Інституту геологічних наук НАН України, Київ

**Опыт комплексирования
снимков NOAA/AVHRR и «Landsat-7»
для прогноза урожайности озимой пшеницы
(на примере районов Киевской области)**

Надійшла до редакції 08.10.03

Наведено теоретичну основу використання даних NOAA/AVHRR для прогнозування врожайності зернових культур. Дано обґрунтування особливостей розрахунку нормалізованого вегетаційного індексу NDVI зі супутників NOAA і застосування знімків «Landsat-7» для прогнозування врожайності озимої пшениці в межах досліджуваної території (Київська область, Україна). Виявлено, що на даному етапі досліджень лінійна регресійна залежність між сумою NDVI і врожайністю є більш надійною для складання прогнозу.

Для надежного прогноза урожайности озимой пшеницы необходим постоянный мониторинг состояния посевов. Данные спутников NOAA и «Landsat-7» могут составить основу для такого мониторинга. Снимки Landsat, имеющие высокое пространственное разрешение, обеспечивают информацию о расположении полей, занятых пшеницей, и об их состоянии в фиксированный момент времени. Снимки NOAA/AVHRR, обладающие высоким временным разрешением, позволяют проследить за динамикой изменения состояния посевов. Комплексирование этих данных с агрометеорологической информацией повышает надежность и достоверность прогнозов урожайности. Аналогичный подход используется в наиболее развитых странах мира. Методика работ основывается на вычислении значений нормализованного вегетационного индекса NDVI по суммарным подекадным снимкам со спутника NOAA/AVHRR за период вегетации. Полученные значения индекса NDVI сопоставляются с имеющимися данными об урожайности пшеницы.

Методом регрессионного анализа устанавливается зависимость между значениями NDVI, а также агрометеорологическими данными и удельной урожайностью, что используется для прогноза.

Однако, как показал наш опыт работ, в пределах Киевского региона из-за значительной постоянной облачности количество снимков, пригодных для вычисления NDVI, ограничено в среднем не более 1-2 снимками в декаду. В связи с этим методика прогнозирования, основанная на использовании суммарных подекадных снимков, оказалась практически непригодной, и нами был разработан свой вариант методики.

МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЙ

Теоретической основой использования данных NOAA/AVHRR для прогнозирования урожайности являются работы, в которых обосновываются зависимости функциональной взаимосвязи природной

продуктивности почв (NPP) и абсорбированной фотосинтетически активной радиации (Absorbed Photosynthetically Active Radiation, APAR), которая просуммирована за период вегетации и умножена на некоторый коэффициент E , учитывающий особенности почв и климат данного района.

Так, согласно [6] продуктивность почв определяется выражением

$$P = E \int_0^t f_{\text{par}} \text{PAR} dt, \quad (1)$$

где f_{par} — часть фотосинтетически активной радиации (PAR), которая абсорбируется; P — продуктивность почв в кг/га, 0 и t — начало и конец сезона вегетации.

Далее, согласно данным работы [11], где теоретически и экспериментально проанализирована взаимосвязь между NDVI и APAR, f_{par} может быть заменена на NDVI:

$$P = E \int_0^t (a \cdot \text{NDVI} + b) \text{PAR} dt, \quad (2)$$

где a , b — коэффициенты линейной регрессии.

На том основании, что E и PAR являются примерно константами для определенного района, в работе [7] была показана возможность оценки NPP только по данным NDVI. Согласно исследованиям [12] коэффициент E во многом определяется климатическими условиями, в первую очередь водным стрессом.

Учитывая эти предпосылки, ряд исследователей используют данные съемки со спутника NOAA для создания эмпирических моделей прогнозирования урожайности, в частности зерновых культур [3, 5,

8—10]. Изучение вариаций урожайности и значений нормализованных вегетационных индексов позволило им установить зависимость между урожайностью и суммой накоплений NDVI за период вегетации с коэффициентом корреляции около 0.7.

Аналогичный подход, использующий сумму накоплений NDVI для прогноза урожайности проса в Сенегале, разрабатывается в работах [8—10], где делаются попытки максимально упростить модели прогноза, сохраняя при этом достаточно высокую надежность предсказания. Некоторые дополнительные параметры, кроме суммы накоплений NDVI за определенный период, например процент обрабатываемых земель, могут достаточно надежно определяться по данным дистанционного зондирования. Примером могут служить уравнения прогноза урожайности проса для районов Сенегала, где доля обрабатываемых земель превышает 22.5 %:

$$\begin{aligned} \text{Yield} = \\ = 774.1 (\sum \text{NDVI}_{1\text{romanept}-10\text{okt}} - \sum \text{NDVI}_{1\text{may}-31\text{may}}) - 1195, \\ (r^2 = 0.729). \end{aligned} \quad (3)$$

В случае, если доля обрабатываемых земель составляет менее 22.5 %, имеется менее надежное уравнение

$$\begin{aligned} \text{Yield} = \\ = 3793.7 (\sum \text{NDVI}_{1\text{sept}-10\text{okt}} - \sum \text{NDVI}_{1\text{may}-31\text{may}}) - 254, \\ (r^2 = 0.663). \end{aligned} \quad (4)$$

Неоспоримым преимуществом таких моделей является то, что нет необходимости использовать объемные массивы наземных агрометеорологиче-

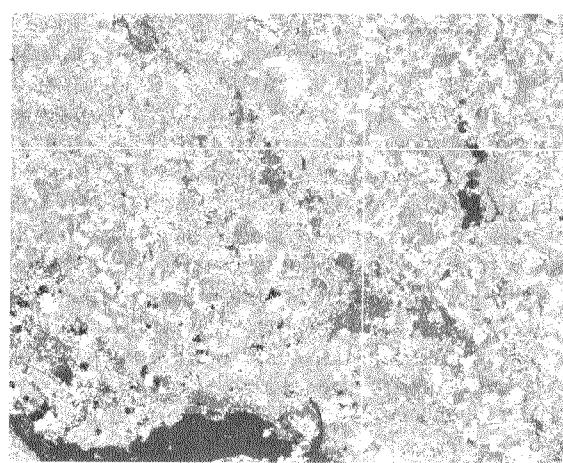
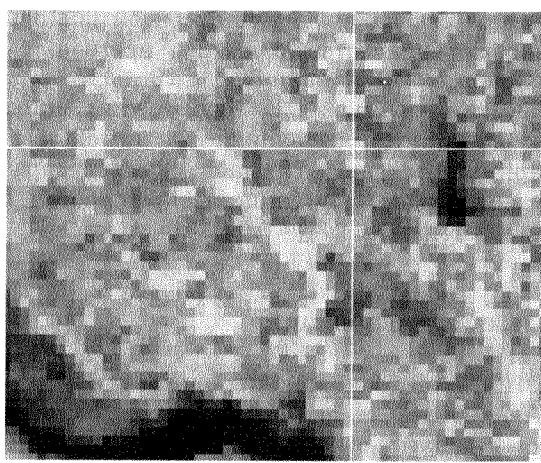


Рис. 1. Фрагмент снимка NOAA-16 (13.05.02) (а), совмещенного с классифицированным снимком «Landsat-7» (21.05.2002) (б), для определения спектральных характеристик посевов озимой пшеницы (Барышевский район)

ских данных. Во многих случаях такие данные либо трудно собрать, либо их вовсе нет.

Как видно из приведенных уравнений, при дистанционном мониторинге важным является установление сроков наблюдения за посевами.

В основу наших работ положены материалы съемок NOAA/AVHRR за апрель—июль 2001 и 2002 гг. и снимки «Landsat-7» (18.05.01 г., 21.05.02 г.) Киевского региона, а также сведения об урожайности озимой пшеницы в пределах конкретных хозяйств. Для определения пространственного расположения полей озимой пшеницы была проведена классификация с обучением снимков «Landsat-7» с помощью программного продукта ERDAS Imagine 8.4 с использованием заверочных наблюдений на тестовых участках. Анализ снимков NOAA/AVHRR, привязанных к классифицированному снимку «Landsat-7» и к векторизированной схеме землепользования, дал возможность установить динамику изменений спектральных характеристик пшеницы на конкретных полях на протяжении вегетационного цикла (рис. 1).

Для прогнозирования урожайности озимой пшеницы нами были использованы значения NDVI, рассчитанные для периода от весеннего возобновления вегетации до фазы колошения. Первый показатель NDVI получен со снимков NOAA-16/AVHRR (01.04.01, 02.04.02) и соответствует заключительному периоду возобновления вегетации озимой пшеницы. Он характеризует состояние растений, которые уже отросли и окрепли после перезимовки.

Второе значение NDVI получено со снимков NOAA-16/AVHRR (08.05.01, 04.05.02), которые сделаны во время выхода озимой пшеницы в трубку после появления над поверхностью почвы нижнего узла соломины. Пройденное с первоначального периода время соответствует активному росту злаков за счет повышения темпов поглощения основных элементов питания под воздействием генетических и гормональных факторов. Увеличение размеров листовых пластинок обуславливает формирование 40 % проективного покрытия. Происходит активный синтез фотосинтетических пигментов, что обеспечивает довольно высокую спектральную яркость посевов озимой пшеницы на снимках «Landsat-TM», сделанных в середине мая. В данное время немного ярче на этих снимках только поля с многолетними бобовыми травами. До фазы выхода в трубку в растениях озимой пшеницы происходят важные для будущего урожая процессы — формируются колосковые бугорки, что соответствует III и IV этапам морфогенеза [2]. Количество колосковых бугорков непосредственно зависит от уровня сформированности вегетативных органов и их метаболи-

ческой активности. Параметрами, которые характеризуют этот уровень в данный период, являются размер листовых пластинок и содержание в них хлорофилла, которые одновременно прямо пропорционально связаны с величиной NDVI. Поэтому уже на этом этапе при помощи дистанционных методов можно различить посевы с разным потенциалом урожайности.

Третье значение NDVI рассчитано со снимков NOAA-16/AVHRR (16.05.01, 13.05.02), сделанного в начале колошения озимой пшеницы. В межфазный период выхода в трубку — колошения в растения наиболее интенсивно поступают азот и фосфор, достигают своего максимального размера вегетативные органы, а в колосках формируются цветы. В это время посевы озимой пшеницы имеют наибольшую фитомассу и наибольшую листовую поверхность, которая обеспечивает проективное покрытие до 80 % [1]. Показатели NDVI посевов озимой пшеницы, которая находится в фазе колошения, также достигают своего наивысшего значения.

После колошения и цветения начинается активное пожелтение нижних листьев и стеблей растений. Это обусловлено оттоком из них ассимилятов и продуктов гидролиза сложных полимеров в колос, где появились зерновки — новые мощные аттрагирующие центры, вызывающие усиление передвижения питательных веществ. Поэтому во время налива зерна значения NDVI посевов озимой пшеницы уменьшаются. Но в забурьяненных посевах буряны выделяются зеленым цветом среди желтеющих растений озимой пшеницы. Из-за этого спад NDVI над ними будет менее резким. Таким образом, для того, чтобы избежать неоднозначной трактовки во время расчета регрессионных зависимостей прогнозированной урожайности, нами было использовано суммарное значение NDVI, полученное за период активного роста растений озимой пшеницы от возобновления весенней вегетации до начала колошения.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Нами были определены значения NDVI посевов озимой пшеницы по космическим снимкам NOAA-16/AVHRR в границах Мироновского, Барышевского и Яготинского районов Киевской области в пределах сроков, обоснованных в разделе «Методика исследований». Полученные индексы были сопоставлены с урожайностью озимой пшеницы в конкретных хозяйствах этих районов, где площади посевов этой культуры составляют не менее 500 га. При этом рассматривались различные виды регрессионных зависимостей для поиска среди них наибо-

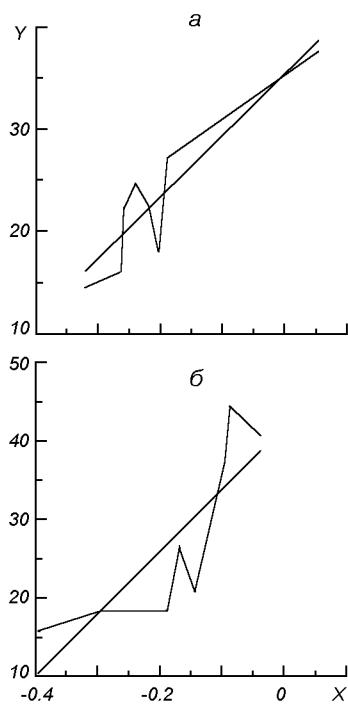


Рис. 2. Линейная корреляционная зависимость между урожайностью Y (ц/га) озимой пшеницы для хозяйств Барышевского района и значением $X = \Sigma NDVI$: а — по космоснимкам NOAA-16/AVHRR 01.04.01 г., 08.05.01 г., 16.05.01 г. ($Y = 59.8732X + 35.1644$, $r^2 = 0.828$); б — по космоснимкам NOAA-16/AVHRR 02.04.02 г., 04.05.02 г. 13.05.02 г. ($Y = 79.3002X + 41.6236$, $r^2 = 0.670$)

лее прогностически надежных. Проведенный нами анализ показал наличие тесной корреляционной связи между заверочными данными по урожайности озимой пшеницы и суммарными значениями NDVI, которые рассчитывались по данным космической съемки со спутников NOAA. Показано, что наибольшей надежностью для прогнозирования урожайности в пределах полигона исследований является зависимость, которая учитывает значения NDVI, полученные в течение следующих трех декад: 1) первая декада апреля — период восстановления вегетации озимой пшеницы; 2) вторая декада мая — фаза выхода в трубку; 3) третья декада мая — переходной период от выхода в трубку к фазе колошения. Полученные данные относительно первого срока расчета NDVI в целом согласуются с результатами других исследователей [4]. Линейная регрессионная зависимость на данном этапе исследований оказалась более предпочтительной для прогнозирования урожайности, но это требует проверки на большем количестве данных (рис. 2).

В настоящее время нами проводятся аналогичные работы и в других районах Киевской области.

Кроме того, накопление агрометеорологической информации относительно вариаций осадков и температур позволит построить более сложные зависимости, которые будут учитывать агрометеорологические данные. Но необходимо отметить, что в этом случае прогнозирование будет зависеть от определенного набора сопутствующей информации помимо данных дистанционного зондирования, что в некоторых случаях может существенно препятствовать оперативности прогнозирования. Поэтому, не отклоняя в будущем возможность использования дополнительных агрометеорологических данных, необходимо значительное внимание уделить прогнозированию урожайности на основе только дистанционной информации.

ВЫВОДЫ

Нами установлено, что для прогнозирования урожайности озимой пшеницы в пределах полигона исследований достаточно надежной является зависимость, которая учитывает сумму значений NDVI, выведенных из космоснимков NOAA за период активного роста растений озимой пшеницы от возобновления весенней вегетации до начала колошения.

На данном этапе исследований линейная регрессионная зависимость была более предпочтительной для прогнозирования урожайности. Полученные данные свидетельствуют о принципиальной возможности прогноза урожайности озимой пшеницы, как с учетом агрометеорологических данных, так и только на основании дистанционной информации. Реализация такого подхода сможет обеспечить независимый прогноз урожайности озимой пшеницы для принятия соответствующих решений на государственном уровне.

1. Васюхина Т. М., Винниченко Н. К. Определение видов и состояния сельскохозяйственных культур по материалам многозональной аэрофотосъемки // Некоторые результаты исследования природных ресурсов с помощью самолетных и полигонных средств. — Ленинград: Гидрометеоиздат, 1980.—С. 64—72.
2. Куперман Ф. М. Морфофизиология растений. Морфофизиологический анализ этапов органогенеза различных жизненных форм покрытосеменных растений. — М.: Высшая школа, 1984.—240 с.
3. Bullock P. R. Operational estimates of Western Canada grain production using NOAA AVHRR LAC data // Can. J. Remote Sensing.—1992.—18, N 1.—P. 23—28.
4. Dabrowska-Zielinska K., Kogan F., Ciolkosz A., et al. Modelling of crop growth conditions and crop yield in Poland using AVHRR-based indices // Int. J. Remote Sensing.—2002.—23, N 6.—P. 1109—1123.

5. Illera P., Delgado J. A., Fernandez Unzueta & A, Fernandez Manso A. A. Integration of NOAA-AVHRR and meteorological data in a GIS — Application for vegetation monitoring in Castilla y Leon, Spain // Proc. of the 19th EARSeL Symposium on Remote Sensing in the 21st Century/Valladolid/ Spain / 31 May—2 June, 1999. — Rotterdam: Millpress, 2000.—P. 47—54.
6. Kumar K., Monteith G. L. Remote sensing of crop growth // plants and the daylight spectrum / Ed. by H. Smith. — London: Acad. Press, 1981.—P. 133—144.
7. Prince S. D. A model of regional primary production for use with coarse resolution satellite data // Int. J. Remote Sensing.—1991.—6, N 7.—P. 1313—1330.
8. Rasmussen M. S. Operational yield forecast using AVHRR NDVI data reduction of environmental and inter annual variability // Int. J. Remote Sensing.—1997.—18, N 5.—P. 1059—1077.
9. Rasmussen M. S. Developing simple, operational, consistent NDVI — vegetation models by applying environmental and climatic information: Part 1. Assessment of net primary production // Int. J. Remote Sensing.—1998.—19, N 1.—P. 97—117.
10. Rasmussen M. S. Developing simple, operational, consistent NDVI — vegetation models by applying environmental and climatic information. Part 11: Crop yield assessment // Int. J. Remote Sensing.—1998.—19, N 1.—P. 119—139.
11. Ruimy M. S., Saugier B., Dedieu G. Methodology for the estimation of terrestrial net primary production from remotely-sensed data // J. Geophys. Res.—1994.—D3.—P. 5263—5283.
12. Steven M. D., DemetriaDES-Shah T. H. Spectral indices of crop productivity under condition of stress // Advances in Digital Image Processing: Int. J. of Remote Sensing Soc.—1987.—18.—P. 593—601, 3431—3442.

AN EXPERIENCE ON COMPLEX USING OF MULTIBAND NOAA/AVHRR AND LANDSAT-7 IMAGES FOR A WINTER WHEAT YIELD FORECAST (FOR THE CASE OF THE KYIV REGION)

V. I. Lyalko, A. I. Sakhatskii, G. M. Zholobak,
A. Ya. Khodorovskii, L. D. Grekov, I. Ya. Buianova,
V. V. Sokolov, M. V. Yuschenko

A theoretical basis of the use of NOAA/AVHRR data for a cereal crop forecast is presented. The substantiation of some features of calculation of AVHRR-based normalised difference vegetation index (NDVI) and the use of Landsat-7 images for a winter wheat yield forecast within the limits of the Kyiv region (Ukraine) is given. It is found that a linear regression relationship between the sum of NDVI and productivity is more preferable for performing a forecast at the given stage of studies.