

УДК 523.43

# Космічні дослідження планети Марс на рубежі тисячоліття

Я. С. Яцків

Головна астрономічна обсерваторія Національної академії наук України, Київ

*Надійшла до редакції 27.05.96*

Реалії сьогоднішнього світу — кінець холодної війни, бюджетні обмеження та соціальні проблеми у більшості високорозвинених країн, інтеграційні тенденції, вимагають нового підходу до планування і здійснення космічних досліджень, зокрема Марса та інших тіл Сонячної системи. Цей підхід характеризується переходом від конфронтації до широкомасштабної міжнародної кооперації у здійсненні великих космічних проектів. В статті приведені відомості про участь України у міжнародному проекті «Марс-96» та про перспективні програми дослідження Марса, які розробляються зараз провідними космічними агентствами світу.

## ВСТУП

Чому після 20-літньої перерви Марс знову привертає увагу вчених та викликає широкий громадський інтерес? Перш за все тому, що в Сонячній системі є дві планети — Венера та Марс, подібні до нашої планети — Землі. Перші спроби СРСР та США послати космічні апарати (КА) до цих планет відносяться до початку 1960-х років. Їх продовженням в 1970-ті роки був справжній феєрверк радянських космічних експедицій до Венери (тому її називали «радянською» в наукових колах) та декілька успішних запусків КА до Марса («Марс-3, -4, -5, -6» в 1971—1974 рр., «Марінер-9» в 1971 р. та «Вікінг-1, -2» в 1976 р.). Освоєння космосу тоді було предметом змагання двох наддержав, носило скоріше «політичне забарвлення», а не диктувалося науковою доцільністю. Ті часи давно канули в Лету і попри всі їх негаразди збагатили людство новим знанням про тіла Сонячної системи та підготували новий етап в дослідженнях навколоіншого космічного простору та далекого Всесвіту. В наступні роки США продовжували за допомогою КА широким фронтом вивчати всі планети (за винятком Плутона), а СРСР здійснив останню в

© Я. С. Яцків, 1996

своїй історії спробу послати КА до супутника Марса — Фобоса (1989 р.). Хоч і поширена думка, що експедиції «Фобос» не були успішними, бо вони не виконали їх найбільш амбіційної частини (наближення до Фобоса на відстань до 50 м!), значна частина наукових експериментів була виконана (для прикладу див. статтю Корепанова та ін., 1996). Незважаючи на всі ці космічні зусилля, величезний потік інформації про Марс та оточуюче його космічне середовище, до цього часу немає остаточної відповіді на деякі принципові питання. Як проходила еволюція поверхні та атмосфери Марса? Чи були зародки біосфери та життя на цій планеті? Тому в США, Росії, Японії та інших країнах світу ведеться підготовка нових космічних експедицій до Марса.

Зрозуміло, що такі експедиції досить дорогі. Для їх обґрунтування необхідні серйозні аргументи — наукові, економіко-технологічні та політичні. З числа наукових аргументів відзначимо:

1. Поверхня та атмосфера Марса зберігають сліди великих змін, що сталися на цій планеті, яка в далекому минулому мала потужну атмосферу та гідросферу, а її клімат був менш суровий. Якби вдалося вияснити еволюцію атмосфери та причини

глобальних змін клімату Марса, це сприяло б вивченю еволюції та прогнозу майбутнього нашої планети.

2. Виявлення слідів марсіанської біосфери, живої чи мертвої, було б визначним відкриттям в історії науки і кроком до розуміння проблеми походження живої природи на Землі.

3. Зважаючи на близькість Марса до Землі та його кліматичні умови, ця планета є одним з перших кандидатів в Сонячній системі для здійснення до неї пілотованих космічних експедицій.

Економіко-технологічні аргументи базуються на тому факті, що космічні експерименти є могутнім стимулом науково-технічного прогресу, що вимагає широкого використання (передачі) космічних технологій в народне господарство. А сподівання на глобальне порозуміння та міжнародну інтеграцію у здійсненні великих космічних проектів, таких як посилка пілотованого КА на Марс, є одним з важливих політичних аргументів на користь широкомасштабних космічних досліджень.

#### Характеристики планети Марс

Середня відстань від Сонця	228 млн км
Сидеричний період	1.88 р.
Ексцентриситет	0.093
Нахил екватора	25°
Радіус	3187 км ( $0.5 R_3$ )
Маса	$0.11 M_3$
Густота	3.9 г/см <sup>3</sup>
Прискорення вільного падіння	376 см/с <sup>2</sup>
Період обертання	24.6 год
Атмосфера	$CO_2 - 98\%$ , Ar, O <sub>2</sub> , H <sub>2</sub> O +20÷120°C
Температура	10 мм. рт. ст.
Тиск	Явно означений Вулканічна діяльність в минулому
Рельєф	H (сніг олімпу) — 27 км

**Примітка.** На Марсі бувають пилові бурі, які тривають до 100 діб. Маса пилу, що піднімається в атмосферу, досягає 1 млрд тонн. Okremi гірські вежини мають висоту 20 км і більше.

#### ПРОЕКТ «Марс-94/96»

В кінці 1980-х років в СРСР була розпочата підготовка серії марсіанських експедицій, які передбачали висадку на цю планету малих автономних станцій (МАС), пенетраторів, марсоходів та інших пристрій. Спочатку планувалося здійснити в 1994 р. запуск двох ідентичних КА «Марс-94». Потім вирішили їх розділити на два різні за складом КА: «Марс-94» та «Марс-96». Через низку

#### Схема експедиції «Марс-96»

##### 1. Виведення КА на траекторію до Марса

- старт РН «Протон» з Байконура
- листопад 1996 р.
- виведення КА на орбіту супутника Землі
- один виток

##### 2. Переліт по трасі Земля—Марс

- |  |                        |
|--|------------------------|
| Кількість корекцій траєкторії                | три                    |
| Сумарний імпульс                             | $\Delta V = 30$ м/с    |
| Тривалість перельоту                         | 315 діб                |
| Відділення МАС та ПН від КА                  | за 3—5 діб до підльоту |
| Виведення КА на першу орбіту супутника Марса | жовтень 1997 р.        |
| Відстань Земля—Марс на момент підльоту КА    | 310 млн км             |

##### 3. Орбітальний рух КА

- |   |  |
|---|--|
| Формування десантної орбіти ( $H_{\Pi}$ — висота; $T$ — період) | $H_{\Pi} = 500$ км; $T \approx 0.5$ доби |
| перша орбіта  | $H_{\Pi} = 300$ км; $T \approx 0.5$ доби |
| друга орбіта  | $H_{\Pi} = 300$ км; $T \approx 0.5$ доби |
| третя орбіта  | $H_{\Pi} = 200$ км                       |
| Формування основної орбіти для дистанційного зондування         | 70—80°                                   |
| Нахил орбіти до екватора Марса                                  |  |

різноманітних причин в 1994 р. не вдалося здійснити запуск КА «Марс-94». Цей проект прийшлося декілька разів змінювати, а його реалізацію перенести на 1996 р. Тому проект отримав нову назву «Марс-94/96», або просто «Марс-96».

Запуск КА «Марс-96» заплановано здійснити ракетою-носієм «Протон» у листопаді цього року з космодруму «Байконур».

Проект «Марс-96» передбачає запуск штучного супутника—орбітального апарату (ОА) Марса з науковими приладами для дистанційних досліджень поверхні і атмосфери планети та прямих досліджень навколопланетного космосу, а також двох малих станцій МАС для прямих досліджень атмосфери і поверхні та двох пенетраторів для прямих досліджень ґрунту на глибину до декількох метрів. Виготовлення КА «Марс-96» здійснює НВО ім. С. А. Лавочкіна (Росія) в кооперації з іншими промисловими підприємствами Росії та СНД. За його основу взята базова конструкція КА «Фобос», доповнена деякими системами для підвищення надійності КА. За створення комплексу наукових приладів та систем, що їх обслуговують, відповідає Російська академія наук. Головною установовою по проекту є Інститут космічних досліджень РАН. В розробці та виготовленні комплексу наукових приладів приймає участь велика кількість наукових та інженерних колективів з багатьох країн світу.

## Наукова апаратура «Марс-94»

Прилад/експеримент	Маса, кг	Країна
<b>Прилади для дослідження поверхні та атмосфери</b>		
HRSC — стереоскопічна ТВ-камера з роздільною здатністю 10 м	24	ФРН, Росія
WAOSS — ширококутна стереоскопічна камера	8	ФРН, Росія
ОМЕГА — картуючий спектрометр; діапазон 0.35—5 мкм; прилад оптимізовано для дослідження поверхні	30	Франція, Італія, Росія
ПФС — інфрачервоний фур'є-спектрометр; діапазон 1.25—45 мкм; прилад оптимізовано для дослідження атмосфери	40	Італія, Росія, Польща; ФРН, Франція, Іспанія
СПІКАМ — комплекс приладів для дослідження атмосфери методом спектрометрії затемнень та зірок	40	Бельгія, Росія, Франція
УФС — ультрафіолетовий фотометр на лінії Не 584A; Н 1215A та ін.	12	ФРН, Росія, Франція
СВЕТ — картуючий спектрофотометр; діапазон 0.26—2.7 мкм	12	Росія
ТЕРМОСКАН — картуючий радіометр теплового ІЧ-діапазону	25	Росія
РЛК — довгохвильовий радіолокатор	35	Росія, ФРН
ФОТОН — гамма-спектрометр	20	Росія
ПГС — гамма-спектрометр високої спектральної роздільної здатності	38	Росія, США
НЕЙТРОН-С — нейтронний спектрометр	10	Росія
МАК — мас-спектрометр для досліджень нейтрального та іонного складу верхньої атмосфери	12	Росія, Фінляндія
<b>Прилади для дослідження навколопланетної плазми і сонячного вітру</b>		
АСПЕРА-С — енерго-мас-аналізатор іонів і детектор нейтральних частинок	12	Швеція, Росія, Фінляндія, Польща, США, Норвегія, ФРН
ФОНЕМА — швидкий всенаправлений енерго-мас-аналізатор іонів	10	Великобританія, Росія, Чехія, Франція, Ірландія
ДИМИО — всенаправлений іоносферний енерго-мас-спектрометр	7	Франція, Росія, ФРН, США
МАРИПРОБ — комплекс спектрометрів іоносферної плазми	8	Австрія, Бельгія, Болгарія, Чехія, Угорщина, Ірландія, США, Росія
МАРЕМФ — спектрометр електронів і магнітометр	12	Австрія, Бельгія, Великобританія, Угорщина, ФРН, Ірландія, Росія, США, Франція
ЭЛИСМА — комплекс для досліджень плазмових хвиль	13	Франція, Болгарія, Великобританія, ЄКА, Польща, Росія, США, Україна*
СЛЕД-2 — спектрометр енергійних заряджених частинок	3	Ірландія, Словаччина, ФРН, Угорщина, Росія
<b>Прилади для астрофізичних досліджень</b>		
СОЯ — спектрометр сонячних осциляцій	1	Україна, Росія, Франція, Швейцарія
ЭВРИС — фотометр зоряних осциляцій	8	Франція, Росія, Австрія
ЛИЛАС-2 — спектрометр гамма-сплесків	6	Франція, Росія
РАДИУС-М — радіаційно-дозиметричний комплекс	35	Росія, Болгарія, Греція, США, Франція, Чехія
<b>Науково-службові системи</b>		
АРГУС — платформа для наведення приладів HRSC; WAOSS; ОМЕГА	135	Росія
ЗП та контролер для них	25	ФРН
НК — навігаційна камера	6	Росія
ПАІС — платформа для наведення приладів СПІКАМ—Е; ФОТОН; ЭВРИС	70	Росія
МОРИОН — система управління науковими приладами	25	Росія, ЄКА

**Примітка.** \*В оригіналі В. Мороз не вказує, що Україна бере участь у цьому експерименті. Прилад ULFW (багатоканальний аналізатор ультранизькочастотних хвиль у плазмі), що виготовлений в СКТБ ФМІ НАНУ (Корепанов та ін., 1996), входить до складу комплекса приладів ЭЛИСМА.

Автору цієї статті невідомий остаточний склад приладів наукового комплексу «Марс-96», що полетить в космос. Він постійно уточнюється та змінюється. Наводимо тут дані про комплекс наукової апаратури КА «Марс-94», взяті з статті В. Мороза (Земля и Вселенная, 1994, № 4, с. 9—10), які, очевидно, не будуть суттєво відрізнятися від апаратури КА «Марс-96».

Як видно з наведеного переліку, проект «Марс-96» має широкий міжнародний характер. Для його координації була створена Міжнародна наукова рада, яка збиралася раз в рік та обговорювала стан справ з реалізацією проекту. На постійній основі працюють міжнародні робочі групи, що супроводжують виготовлення та випробування того чи іншого приладу. Очолюють такі групи представники

тих організацій, що відповідають за складання, випробування та встановлення приладу на КА.

Неважаючи на все наведене вище, вважається, що проект «Марс-96» є російським проектом з міжнародною участю, оскільки Росія відповідає за його найбільш важливі складові — КА, його запуск та робота з ним на орбіті. Управління КА «Марс-96» здійснюватиметься з Центру далекого космічного зв’язку у Євпаторії.

Українські наукові установи, які традиційно приймали участь в космічних дослідженнях планет Сонячної системи (Фізико-механічний інститут, Головна астрономічна обсерваторія НАНУ, Кримська астрофізична обсерваторія, Астрономічна об-

серваторія Харківського університету та ін.), були залучені до виконання проекту «Марс-96». Крім того, у виготовленні окремих вузлів приладів, детекторів та інших виробів приймали участь біля 40 науково-технічних та промислових установ України. В 1992 році координація участі України в проекті «Марс-94/96», що входив до Міждержавної (СНД) космічної програми, була доручена Головній астрономічній обсерваторії НАНУ. Фінансування робіт здійснювалося Національним космічним агентством України (НКАУ) або за прямими договорами з російськими установами. Участь України у підготовці проекту «Марс-96» можна умовно розділити на такі п’ять підрозділів:

#### Розподіл завдань між українськими співвиконавцями проекта «Марс-96»

№ п/п	Шифр завдання	Найменування завдання	Головні виконавці завдання
1	M—1	Розробка і виготовлення макетних зразків швидкодіючих датчиків температури; датчиків абсолютноого тиску; датчиків швидкості газового потоку	КПІ, Київ
2	M—2	Дослідження функції відгуку низькоенергетичних іонів у детектуючих системах спектрометрів заряджених частинок	КДУ, Київ
3	M—3	Розробка та виготовлення спектроаналізатора ЭЛІСМА	ФМІ НАНУ, Львів
4	M—4	Розробка стенду для перевірки електромагнітної сумісності бортових інформаційно-вимірювальних систем	ФМІ НАНУ, Львів
5	M—5	Розробка та виготовлення технологічного зразка багатокомпонентного вимірювача електромагнітних полів ВЕМПІ	ФМІ НАНУ, Львів
6	M—6	Розробка вимірювального комплексу для вивчення магнітного компонента плазмових хвиль «Границя»	СКТБ ФМІ НАНУ, Львів
7	M—7	Розробка контрольно-вимірювальної апаратури, програмного забезпечення і методики тестування апаратури та експрес-обробки даних ЭЛІСМА-ТЕСТ	СКТБ ФМІ НАНУ, Львів
8	M—8	Розробка системи обробки та аналізу даних спектрометра ДИМИО	СКТБ ФМІ НАНУ, Львів
9	M—9	Наземні патрульні фотометричні спостереження Марса	ХДУ, Харків
10	M—10	Наземний астрономічний супровід програми «Марс-94/96»	ХДУ, Харків
11	M—11	Розробка пластмасових сцинтиляційних детекторів для наукової апаратури з дослідження космічного простору	ІМ НАНУ, Харків
12	M—12	Розробка сцинтиляційних детекторів для компактних спектрометрів гама-рентгенівського випромінювання на основі високоефективних оксидних та лужногалоїдних кристалів	ІМ НАНУ, Харків
13	M—13	Розробка автономного генератора водню	ІПМ НАНУ, Харків
14	M—14	Дослідження термометричних характеристик різних матеріалів. Метрологічна атестація та поставка низькотемпературних термометрів	СКТБ ФТІНТ НАНУ, Харків
15	M—15	Наземний супровід космічних місій «Марс-94/96»	ГАО НАН України, Київ
16	M—16	Ефемеридне та координатно-часове забезпечення космічних місій «Марс-94/96»	ГАО НАН України, Київ
17	M—17	Розробка експертної системи експрес-аналізу результатів наземних спостережень з метою прогнозу пилових бур	ГАО НАН України, Київ
18	M—18	Розробка кваліфікаційної та льотної моделі приладу СОЯ проекту «Марс-94/96»	КрАО

#### Скорочення:

ГАО НАНУ — Головна астрономічна обсерваторія Національної академії наук України.

КПІ — Київський політехнічний інститут (зараз університет).

КДУ — Київський державний університет (зараз Національний).

ФМІ — Фізико-механічний інститут.

СКТБ ФМІ — Спеціальне конструкторсько-технологічне бюро ФМІ.

ХДУ — Харківський державний університет.

ІМ НАНУ — Інститут монокристалів НАНУ.

ІПМ НАНУ — Інститут проблем машинобудування НАНУ.

СКТБ ФТІНТ — Спеціальне конструкторсько-технологічне бюро Фізико-технологічного інституту низьких температур.

КрАО — Кримська астрофізична обсерваторія.

1. Розробка та виготовлення окремих наукових приладів (СОЯ, ЕЛІСМА, ДИМІО та ін.).
2. Поставка комплектуючих деталей та вузлів для КА та наукових приладів.
3. Випробування КА в камерах, що імітують умови космічного простору.
4. Наземний астрофізичний супровід марсіанської експедиції «Марс-94/96».
5. Координатно-часове та ефемеридне забезпечення проекту.

Для повнішої уяви про українських співвиконавців проекту «Марс-94/96» наводимо тут перший перелік робіт, що був затверджений в 1993 році НКАУ.

В наступні роки участь українських наукових установ у виконанні проекту «Марс-96» уточнювалася, змінювалися завдання, виконавці та загальна координація робіт. Наскільки відомо авторові статті, серйозних зауважень з боку керівництва проектом «Марс-96» щодо виконання українськими науковцями взятих на себе зобов'язань по цьому проекту не було. Зараз, коли я пишу ці рядки, найбільш серйозною та важкою роботою є підготовка ЦДКЗ у м. Євпаторії до управління КА «Марс-96». Здається, є всі підстави сподіватися на те, що експедиція «Марс-96» відбудеться. Це знаменуватиме собою новий етап дослідження Червоної планети.

#### ДО МАРСА РАЗОМ

Виходячи з нових політичних та економічних реалій, що склалися у світі, беручи до уваги невдалий запуск в США КА «Марс-Обсервер», перенесення в Росії запуску КА «Марс-94» на 1996 рік, плани Європи та Японії щодо космічних досліджень Марса, науковці розробляють нову стратегію дослідження цієї планети (див., наприклад, *Proceedings of the BI Symposium COSPAR, Hamburg, Germany, 1994, Pergamon Press*).

Характерною рисою цієї стратегії є послідовність та збалансованість окремих етапів програми дослідження Марса, перехід від конфронтації до широкої міжнародної кооперації у її здійсненні.

Ці окремі етапи вважаються наступними:

- I етап (1996—1998 рр.):
 

Топографічне та тематичне картографування планети (задача, яку повинен був виконати «Марс-Обсервер»), детальне дослідження атмосфери та гідросфери Марса (задачі, що вирі-

шуватимуться КА «Марс-96», КА «Марс-98»; КА «Марс-Глобал Сервейор» — програма НАСА на 1996—1998 рр.).

- II етап (1998—2001 рр.):
 

На основі результатів I етапу вибір кількох десятків найбільш цікавих місць на Марсі та їх дослідження (зображення, хімічний аналіз, тощо) за допомогою МАС та марсоходів. Буде створена також мережа малих метеостанцій для дослідження атмосферної циркуляції на Марсі (Перспективні проекти 1998—2000 рр.: «Марс-Глобал Сервейор», Росія; «Неолендер», США; «Планета—В», Японія).
- III етап (2001—2003 рр.):
 

Доставка на Землю зразків марсіанського ґрунту; вибір місць для висадки астронавтів.
- IV етап (після 2003 р.):
 

Пілотований політ на Марс.

Чи є реальною така програма?

В умовах теперішньої стратегії планування та виконання космічних досліджень відповідь є однозначною — «ні». Зважаючи на те, що ми починаємо жити в новому світі, що має тенденцію до об'єднання, до використання всього кращого, що є в різних країнах чи колективах, відповідь може бути «так».

Виходячи з реальних можливостей економічного, промислового та науково-технічного потенціалу Україна не може планувати власних проектів дослідження тіл Сонячної системи в 1996—2003 рр. Але участь України у підготовці та здійсненні міжнародних проектів космічних досліджень Марса була б надзвичайно корисною та престижною.

Корепанов В. Є., Климов С. І., Тарасов В. Г., Червінка О. О.  
Хвильовий плазмовий експеримент в проекті «Марс-96» //  
Космічна наука і технологія.—1996.—2, № 3-4. С. 10—17.

#### SPACE RESEARCH OF THE PLANET MARS AT THE TURN OF MILLENNIUM

*Ya. S. Yatskiv*

New social and economic trends in the present-day world require a new approach to the planning and realization of space research, in particular of Mars and other bodies in the solar system. This approach is characterized by a transition from confrontation to a large-scale international cooperation in the accomplishment of ambitious space projects. In this paper we describe the participation of Ukraine in the international Mars-96 project, reviewed are also some long-term programmes of Mars investigations being developed by leading space agencies in some countries.

УДК 550.38

**Хвильовий плазмовий експеримент  
в проекті «Марс-96»**

**В. Є. Корепанов<sup>1</sup>, С. І. Клімов<sup>2</sup>, В. Г. Тараков<sup>1</sup>, О. О. Червінка<sup>3</sup>**

<sup>1</sup>Львівський центр Інституту космічних досліджень НАНУ—НКАУ

<sup>2</sup>Інститут космічних досліджень РАН, Москва

<sup>3</sup>Фізико-механічний інститут НАН України, Львів

*Надійшла до редакції 04.04.96*

Наведено короткий опис проекту «Марс-96» та завдань, які вирішуватиме хвильовий плазмовий комплекс ELISMA, до складу якого входить створений в Україні багатоканальний аналізатор ультранизькочастотних хвиль у плазмі — ULFW. Широкі можливості багатокомпонентного аналізу електромагнітних полів забезпечуються спеціальною структурою приладу, що включає високо-стабільні фільтри ультранизьких частот з ідентичними фазо-частотними характеристиками та підсилювачами з керованими коефіцієнтами підсилення, спеціальні пристрій вибору-зберігання даних та комплекс алгоритмів відбору й відновлення первинної інформації. Описані методика та результати наземних випробувань блоку ULFW у складі комплексу ELISMA, що проведений в умовах, наблизених до відкритого космосу.

Якщо ніщо не завадить, то 16 листопада 1996 року ракета-носій «Протон» віправить з космодрому Байконур космічний апарат «Марс-96». Більше 20 країн, у тому числі й Україна, брали участь у підготовці цього проекту. Космічний апарат (КА) складається з орбітальної станції, що обертатиметься навколо Марса, та чотирьох апаратів, що опустяться на поверхню планети: двох малих станцій та двох пенетраторів. Загальна маса КА — біля 6700 кілограмів, з них біля 3000 кілограмів є пальне, а наукова апаратура важить 550 кг.

Приблизно через 300 діб після старту КА має досягти Марса, їй 10 вересня 1997 р. орбітальна станція перейде на еліптичну орбіту з періодом 43 год, апоцентром  $A = 296\ 62.6$  км,periцентром  $P = 300$  км. У випадку успішного виконання основної програми місії планується через деякий час перевести орбітальну станцію на низьку кругову орбіту з періодом всього 8 год. За декілька днів до 10 вересня буде відокремлено дві малі станції по 75 кг кожна, що будуть м'яко посаджені на поверхню; пенетратори при посадці повинні увійти у ґрунт Марса на глибину до 6 метрів.

\* \* \*

Головною метою проекту «Марс-96» є дослідження поверхні та атмосфери планети Марс. Це буде проводитися за допомогою наукової апаратури, що включає 12 приладів для вивчення поверхні і атмосфери, 6 — для вимірювання параметрів плазми

оточуючого середовища і сонячного вітру, 4 — для астрофізичних досліджень. На відміну від американських експериментів у галузі вивчення Марса, метою яких ніколи не було дослідження плазмового оточення, ці шість приладів на борту орбітальної

Рис. 1. Структура плазмового оточення Марса

станції будуть досліджувати склад плазми, енергії електронів та іонів і напрямки їх рухів, параметри електромагнітних полів, а також плазмові хвилі. Саме електромагнітні поля й хвилі є основним об'єктом досліджень експерименту ELISMA, до складу апаратурного забезпечення якого входить аналізатор ультранизькочастотних коливань ULFW, розроблений та виготовлений в Україні.

Експеримент ELISMA є розширеним продовженням досліджень магнітних полів, розпочатих у рамках проекту «Фобос», реалізованого у 1988 р. Незважаючи на втрату КА «Фобос-1» та «Фобос-2» на кінцевій стадії проекту, на прольотному відрізку траєкторії та протягом перших витків навколо планети перед втратою зв'язку було отримано важливі наукові дані (Бреус и др., 1991; Долгинов, 1991, 1992; Стяжкин и др., 1993; 1994). На рис. 1 наведене опосередковане зображення оточення Марса, побудоване на підставі експериментальних результатів, отриманих протягом перших чотирьох витків. Відстань подана в радіусах Марса ( $R_m = 3393$  км), вісь  $X$  направлена на Сонце. На цьому рисунку показане положення головних плазмових границь: підніжжя ударної хвилі, власне ударної хвилі, планетопаузи, траєкторії надтеплових або прискорених важких іонів, що витікають з іоносфери Марса і поступово навантажують сонячний вітер. Пунктирною лінією нанесена проекція першої орбіти, три останні дуже подібні.

Як відомо, ще досі не вирішено питання про існування власного магнітного поля Марса, що не

дозволяє визначити тип плазмової структури навколо цієї планети — земний, де основну роль у створенні плазмових границь відіграє власне магнітне поле, чи венеріанський, де границі утворюються за рахунок індукованого поля, що виникає при взаємодії планетарної оболонки з сонячним вітром. Попередні результати свідчать, що у випад-

Рис. 2. Плаваючий потенціал КА

ку Марса мова йде про проміжний стан, у якому як плазма, так і магнітне поле грають суттєву роль у балансі тиску на поверхні, що утворює перешкоду сонячному вітрові.

Так, під час проведення експерименту «Фобос» розташування таких границь було достатньо чітко визначене. Ефективним індикатором варіації концентрації в плазмі виявився власний потенціал КА, що є обернено пропорційним потоку захоплюваних електронів. На рис. 2 наведені результати вимірювання потенціалу КА на перших чотирьох витках, при цьому нульовий відлік відповідає моментуperiцентру. У сонячному вітрі потенціал КА дорівнює приблизно  $V_k = 5$  В. При наближенні до Марса  $V_k$  знижується через підвищення густини плазми за рахунок іонів, що витікають з іоносфери Марса. При перетині ударної хвилі (УХ)  $V_k$  різко спадає і в переході ділянці виявляє дрібні флюктуації, викликані локальними турбулентностями. Переміщення з переходіної області в планетосферу (перетин планетопаузи ПП) характеризується зникненням дрібних флюктуацій. Далі з переходом КА в менш щільну плазму  $V_k$  знову поступово збільшується.

Цікаво, що на першому графіку досить чітко виявляється момент перетину орбіти Фобоса (відмічено трикутником). Є подібні ознаки й на інших графіках, але значно слабші, що повністю відповідає віддаленню КА від Фобоса при перетині його пилової хмари: 4000 км на першій орбіті і більше 10000 км на всіх інших.

Наведені дані наукових досліджень попередніх експериментів («Марс-5», «Фобос-1, -2») показують ефективність електромагнітної діагностики для вивчення плазмового оточення Марса. Тому і в проекті «Марс-96» цьому напрямку надано належну увагу. Після інтерпретації даних «Марс-5», «Фобос», що дозволили оцінити структуру основних плазмових границь, найбільш важливим завданням наступного експерименту є глобальний електромагнітний моніторинг Марса для визначення ролі електричних та магнітних полів у взаємодії іоносфери Марса з сонячним вітром. Як і в попередніх дослідженнях, важливим для вивчення взаємодії хвиль у планетосфері є застосування хвильових вимірювань як інструмента для аналізу властивостей електричних та магнітних полів Марса.

Одним з важливих фізичних об'єктів досліджень є також продовжені в просторі структури. Розвиток тонких структур очікується в довкіллі Марса, особливо на плазмових границях (ударна хвиля, магніто- та іонопауза). Планується вивчення ролі цих структур у процесі перенесення маси через плазмові границі. Особливий інтерес викликають флюк-

туації поблизу нижньогібридної частоти (НГЧ), що відіграють суттєву роль у механізмі аномального тертя між іонами і електронами, а також питання про іоносферні струми, їхні складові та потоки дисипуючих іонів. Передбачається, що завдяки НГЧ КА будуть отримані відповіді на більшість поставлених питань.

У цьому плані й спроектований експеримент по вивченню ультранизькочастотних електромагнітних хвиль у планетосфері Марса. Його апаратна частина втілюється в приладі ULFW і входить до плазмового комплексу ELISMA, який створено у співдружності з вченими та інженерами Франції, Росії, Великої Британії, Європейського космічного агентства (ЕКА), Польщі та Болгарії.

На рис. 3 подана блок-схема комплексу ELISMA, що складається з наступних модулів різного призначення:

- блок DWP — цифрова обробка хвильових сигналів, стиск даних, керування експериментом, цифровий процесор (Англія);
- блок ULFW — вимірювання 6 електричних і 3 магнітних компонентів хвильової форми у УНЧ-діапазоні до 47 Гц (Франція, Росія, Україна);
- блок ESLPE — вимірювання електричних полів і теплова діагностика плазми (Нідерланди, ЕКА, Болгарія);
- блок VLFA — обробка даних, що надходять з електричних і магнітних датчиків, зондів Ленгмюра, спектральний аналіз (Франція);
- блок SFA — обробка сигналів електричних датчиків у діапазоні 1—256 кГц (Польща, Франція);
- блок HFMI — спектральний аналіз однієї електричної компоненти у ВЧ-діапазоні, контроль за зондом взаємного імпедансу (Франція);
- DC/DC — перетворювачі живлення для всього комплексу (Польща).

Крім того, до складу комплексу ELISMA входять датчики електричного поля ЕР, зонди Ленгмюра LP, індукційні магнітні датчики MP, датчики взаємного імпедансу HP, блок попередніх підсилювачів SCPA (S/C — космічний літальний апарат).

До основних наукових завдань, що їх вирішує комплекс ELISMA, належать:

- дослідження стиску магнітосфери Марса сонячним вітром і передача енергії через ударну хвилі і плазмопаузу;
- ідентифікація нестійкості в іоносфері і магнітосфері;
- глобальне картографування конвекції плазми;

Рис. 3. Блок-схема комплексу ELISMA

- дослідження розподілу температури й щільності теплової плазми;
- вияв динамічного зв'язку між верхньою й нижньою іоносфeroю;
- дослідження хвиль атмосферного походження, що генеруються пиловими бурями й блискавками;
- дослідження спiввiдношень мiж fotoiонiзацiйними, дифузiйними та рекомбiнацiйними процесами.

Рис. 4. Блок-схема блока ULFW

Комплекс ELISMA працює на трасі перельоту від Землі до Марса і на орбітах навколо Марса; довготривале включення передбачається при перетині магнітосфери Землі. При виході на трасу й на орбітах довкола Марса керування комплексом ELISMA здійснюється за допомогою наперед заданих програм згідно з циклограмою. Виходячи з геометрії орбіти в просторі відносно плазмових границь і при її еволюції, а також в залежності від квоти на обсяг телеметрії, що надається кожному приладу, передбачається декілька режимів роботи, основні з яких: «черговий» режим і «підсиленний» режим з найбільшою частотою реєстрації даних.

Блок ULFW призначається для обробки аналогових сигналів, що надходять від магнітних та електрических датчиків. Вхідну аналогову інформацію блок ULFW перетворює на цифрову й передає її до

блоку DWP — цифрової обробки хвильових сигналів, стиску й керування експериментом. В умовах польотів блок ULFW повинен нормально функціонувати при температурі від  $-10^{\circ}\text{C}$  до  $+50^{\circ}\text{C}$  і в умовах сумісної праці з усіма іншими блоками комплексу ELISMA та апаратурою, що знаходиться на КА для проведення інших експериментів. Блок-схема функціональних зв'язків окремих вузлів блоку ULFW подана на рис. 4.

Блок ULFW складається з шести розділених за частотою каналів вимірювання складових сигналів електричного поля ( $E_{xi}$ ,  $E_{yi}$ ,  $E_{zi}$ ,  $i = h, l$ ), трьох складових флюктуацій сигналів магнітного поля ( $B_x$ ,  $B_y$ ,  $B_z$ ) і п'яти додаткових вимірювальних каналів:

- SP1 — сигналу потенціалу космічного апарату відносно електричного зонду ES1;

- PP1, PP2 — сигналів струмів зондів Ленгмюра;
- IF1 — сигналу флюктуацій струму зонда Ленгмюра;
- UV1 — сигналу керування струмів зонда Ленгмюра.

До складу кожного з вимірювальних каналів входять підсилювачі П, ФНЧ — фільтри нижніх частот з показаною на рисунку частотою зрізу, пристрой вибору-зберігання даних ПВЗ. Сигнали з каналів, що не включають ПВЗ, надходять спочатку на входи субкомутаторів K1 і K2, а потім на входи головного комутатора К і далі для оцифрування на АЦП, з виходу якого поступають до блоку DWP комплексу ELISMA. Блок DWP виробляє команди керування і надсилає їх до схеми керування СК блоку ULFW. Це команди: CLOCK, GAINB, GAIN E/4, GAIN E/40. Від схеми керування СК на вхід блоку DWP надходить сигнал команди SYNC, що визначає момент часу опитування субкомутаторів K1 і K2, і є сигналом для керування роботою АЦП.

Сигнали  $B_x$ ,  $B_y$ ,  $B_z$  від датчиків магнітного поля проходять через підсилювачі П, коефіцієнти підсилення яких можуть змінюватися, як вказано на рис. 4, за командою GAINB, і ФНЧ з частотою зрізу 47 Гц. З виходу кожного каналу сигнал  $B_i$  запам'ятовується у ПВЗ і надходить на входи комутатора К.

Сигнали  $E_x$ ,  $E_y$ ,  $E_z$  від датчиків електричного поля обробляються двома способами, що відрізняються частотним діапазоном фільтрації, а також значеннями коефіцієнтів підсилення підсилювачів П, які встановлюються автоматично за командою GAIN E/4 для каналів з низьким діапазоном фільтрації та командою GAIN E/40 для каналів з підвищеним діапазоном фільтрації.

Сигнали  $E_{xh}$ ,  $E_{yh}$ ,  $E_{zh}$  від електричних датчиків, що проходять через низькочастотні фільтри ФНЧ з  $f_s = 4$  Гц, подаються безпосередньо на входи субкомутаторів так само, як і сигнали PP1, PP2, SP1, IF1, UV1. Сигнали  $E_{xh}$ ,  $E_{yh}$ ,  $E_{zh}$  від електричних датчиків, що проходять через фільтри ФНЧ з частотою зрізу 47 Гц, підлягають попередньому запам'ятовуванню пристроями ПВЗ, після чого надходять на входи головного комутатора К. Сигнали SP1, IF1, UV1 проходять через фільтри ФНЧ, ширина смуги пропускання яких становить 0—6 Гц. Сигнали PP1, PP2 від зондів Ленгмюра проходять через фільтри ФНЧ, ширина смуги пропускання яких становить 0—200 Гц і також запам'ятовуються у ПВЗ. Застосування останніх викликане необхідністю прив'язки більш високочастотних сигналів до однієї точки простору — часу

при послідовному алгоритмі дискретизації цих сигналів.

Особливістю фільтрів ФНЧ каналів  $E_{ih}$  та  $B_i$  є висока подібність фазових характеристик: у смузі пропускання вони відрізняються не більше ніж на  $0.5^\circ$ . Все це дозволяє не вносити додаткових похибок при подальшій обробці сигналів і фізичній інтерпретації вимірювань.

З огляду на обмеженість обсягу телеметрії, що посилається на Землю з КА, проблема організації даних є визначальною. Під час роботи на борту в блокі ULFW використовуються наступні режими передачі даних:

- передача первинної хвильової форми;
- передача стиснутої хвильової форми з різними коефіцієнтами стиску;
- обчислення й передача спектру сигналів;
- передача стиснутого спектру;
- обчислення й передача інтегральної потужності;
- комбінація режимів;
- передача інформації при режимі «burst».

Треба зауважити, що найцікавішими для досліджень є дані, що не підлягають ніякій обробці, а поступають з борту КА як первинна хвильова форма. В такому випадку зберігаються всі інформаційні окраси сигналів, що їх передають вимірювальні зонди. Але цей режим вимагає найбільшого обсягу телеметрії (до 9 кб/с). Постійна передача по каналах телеметрії даних в такому режимі є неекономічною, особливо при майже постійних параметрах досліджуваного середовища. Але у випадках, коли йде інтенсивна зміна параметрів, такий режим набуває особливої важливості. Щоб забезпечити дослідників високоякісною інформацією саме про збурений стан досліджуваного середовища і разом з тим не перевищити виділений обсяг телеметрії, було впроваджено спеціальний режим, так званий «burst», який включається на певних відрізках траєкторії КА і при певних обставинах: перетин ударної хвилі, перетин іоно-магнітопауз і т. ін.

Безумовно, передбачити заздалегідь найбільш доцільний момент часу включення цього режиму неможливо, що пояснюється їмовірнісним характером процесів, що досліджуються. Тому було запропоновано й реалізовано алгоритм визначення моменту включення й виключення режиму «burst», а також розроблено спосіб швидкого запам'ятовування і наступної передачі отриманої під час дії режиму «burst» наукової інформації по телеметричних каналах.

Для цього використовуються сигнали від блоку MAREMF (Австрія) про компоненти постійного ма-

гнітного поля в плазмі, що особливо чутливо реагують на початок збурень. Далі проводиться аналіз варіацій постійного магнітного поля й визначається їх характер. Крім того, в блок DWP введена попере-дня інформація про відрізки траекторії КА, на яких можливий збурений стан під час руху КА, складена з попередніх досліджень Марса. Все це використовується блоком DWP для подання коман-ди на проведення аналізу варіацій за спеціально розробленою програмою. Якщо аналіз варіацій по-казує збурений стан, це стає сигналом для ввім-кнення режиму «burst». Під час аналізу варіацій дані з блоку ULFW в телеметрію не подаються, а накопичуються в циклічно організованому буфері обсягом в 1 Мб. Враховуючи дані аналізу варіацій постійного магнітного поля, що були зареєстровані КА «Фобос» при перетині границі юно- та магні-топаузи, було рекомендовано вибирати час і частоту відліків.

При закінченні дії режиму «burst» накопичені в буфері дані починають передаватися в канали те-леметрії. При цьому на їх місце записуються нові дані, що надходять з блоку ULFW. Таким чином, дані від блоку ULFW в телеметрію передаються з деяким запізненням, що враховується при розшиф-руванні.

Вимоги дослідників щодо обсягу та швидкості отримання даних вступають у протиріччя з можли-востями телеметрії. Це приводить до необхідності запису інформації, що передається. Режими пере-дачі даних визначаються попередніми заявками дослідників і програмуються в блоці DWP. Запро-поновано сім видів телеметричних пакетів первин-ної інформації, що передається для попере-дньої обробки в блоці DWP; вони залежать від кількості й типу даних, що передаються.

Для оптимального використання можливостей телеметрії вводяться режими, при яких на теле-метрію надходить хвильова форма тільки від частини складових, або тільки спектр зі стиском чи без нього. Це дає гнучкість у використанні можливо-стей телеметрії, що може змінюватися від 48 б/с до 9 кб/с, в залежності від характеру процесів у досліджуваній ділянці простору й від поставленої мети досліджень.

Для прийому й попере-дньої обробки інформації, що надходить по каналах телеметрії з блоку ULFW, а також для прийому й дешифрування інформації про загальну працездатність комплексу було розроблено програмне забезпечення ПЗ і структура апаратної частини інтерфейсу для наземної підтримки експерименту, в склад якої вхо-дять комп’ютери типу IBM PC.

У зв’язку з високою складністю як самого комп-

лексу ELISMA, так і алгоритмів його зв’язку з іншими комплексами КА, принципове значення надається тестуванню апаратури й контролю за її роботою під час польотів і при наземних випробу-ваннях. Для вирішення цього завдання були роз-роблені спеціальні тести: автономні для побочного контролю й інтегральні для комплексного контро-лю всієї апаратури. Для наземних випробувань було розроблено спеціальні апаратурні комплекси під керуванням ЕОМ, що генерують усі сигнали, та організують безпосереднє введення даних від блоку ULFW до комп’ютера.

На етапі підготовки експерименту «Марс-96» у Франції в Лабораторії фізики й хімії навколоінсько-го середовища (Орлеан та Тулуса) та в ІКД РАН (Москва) учасниками плазмового експерименту ELISMA був проведений комплекс випробувань:

- на загальну працездатність,
- на електромагнітну сумісність,
- на термічну й термовакуумну стійкість.

Випробування на загальну працездатність вклу-чали монтаж комплексу ELISMA разом з імі-татором космічного борту до комп’ютера наземної підтримки й розгорнутого ПЗ, а також розподіл мережі та узгодження інтервалів циклограмами функ-ціонування наукових експериментів та даних між учасниками експерименту.

Випробування на електромагнітну сумісність проводилися з метою з’ясування електромагнітного впливу окремих експериментів один на одного, визначення рівня паразитного випромінювання і визначення працездатності комплексу в умовах дії зовнішніх електромагнітних полів різної інтенсив-ності і частоти. Блоки апаратного комплексу ELISMA розміщувалися в спеціальній камері, де моделювалася дія зовнішніх полів.

Випробування на дію термічних та термовакуум-них факторів відбувалось у термо-вакуумній ка-мері. Окреме випробування блоку ULFW на пра-цездатність при низьких температурах було прове-дено при його розміщенні в холодильній камері.

При всіх трьох типах випробувань, а також при штатному польоті, на борту КА формується спе-ціальна таблиця найбільш узагальнених даних про стан апаратури — «housekeeping». Це дозволяє робити оперативно висновок про працездатність комплексу в цілому.

Випробування на загальну працездатність прово-дилися за схемою інтеграційних тестів з викори-станням спеціально створених командних файлів (MACROS), орієнтованих на завдання цього тесту-вання:

- амплітудний тест (при двох значеннях коефі-цієнта підсилення для підсилювачів у вимі-

- рювальних каналах ULFW);
- частотний тест (при високих значеннях коефіцієнта підсилення в каналах ULFW);
- AFT-тест оперативного контролю працездатності всього комплексу ELISMA під час польотів за штатною програмою.

Командні файли цього тесту враховували побажання всіх учасників кожного окремого експерименту. Під час цього тесту блок ULFW працював у режимі прийому хвильової форми з обома коефіцієнтами підсилення на кожному з каналів. Датчики працювали під дією калібрувальних сигналів. Випробовувалась також подача робочого зміщення на вимірювальні зонди електричних полів.

Випробування на електромагнітну сумісність включали перевірку працездатності блоку ULFW при сумісній роботі з рештою блоків комплексу ELISMA, а також перевірку долі випромінювання блоку ULFW у навколошні середовище. Результати були позитивними, а доля випромінювання не виходила за межу допустимої, встановленої для космічної апаратури. Експерименти на працездатність блоку ULFW при наявності зовнішнього електромагнітного опромінення високої потужності й широкого частотного спектру, а також при наявності імпульсних завад у шинах живлення, також засвідчили нормальну роботу блоку ULFW.

Вищезгадані експерименти проводилися в спеціальній камері, що була встановлена в лабораторії INTESPACE-CNES у м. Тулуса, Франція.

Накопичений під час випробувань досвід доводить, що проведення наземних випробувань комплексу ELISMA в цілому і блоку ULFW окремо дає змогу не тільки впевнитися у надійності роботи апаратурних і програмних засобів, але й (при оцінці отриманих результатів включно з виявленими збоями) продумати і передбачити додаткові кроки покращення програм наукових досліджень у відкритому космосі. А це, в свою чергу, може

позитивно впливати на прийняття альтернативних і адекватних рішень при виникненні нештатних ситуацій, що дозволить зменшити втрати, чи взагалі обйтися без них, і навпаки, розширити обсяг корисної інформації та модель випробувань для наступних експериментів за рахунок виявлення нових впливових факторів.

Бреус Т. К., Кримський А. М. и др. Взаимодействие солнечного ветра с Марсом. Результаты «Фобос-2» // Косм. исслед.—1991.—29, вып. 5.—С. 741—750.

Долгинов И. Ш. Магнитное поле и магнитосфера планеты Марс // Косм. исслед.—1991.—29, вып. 5.—С. 754—789.

Долгинов И. Ш. Вековые изменения магнитного момента планеты Марс // Косм. исслед.—1992.—30, вып. 3.—С. 425—428.

Стяжкин В. А., Ерошенко Е. Г., Иванов К. Г. Межпланетное магнитное поле по измерениям на КА «Фобос-2» // Геомагнетизм и аэрономия.—1994.—34, № 1.—С. 7—48.

Стяжкин В. А., Иванов К. Г., Ерошенко Е. Г. Магнитное поле на  $24 \cdot 10^6$  км вниз по потоку от Земли по измерениям на КА «Фобос-2» в сентябре 1988 г. // Косм. исслед.—1993.—31, вып. 5.—С. 137—147.

#### “MARS-96”: PLASMA WAVE COMPLEX

*V. Ye. Korepanov, S. I. Klymov, Y. G. Tarasov,  
and O. O. Chervinka*

We give a short description of the “Mars-96” experiment and scientific problems which will be studied on board the spacecraft by the plasma wave complex ELISMA. The multichannel ULF wave analyser ULF-W developed at the Special Design Division of the Physical Mechanical Institute, National Academy of Sciences, is one of the main components in this complex. A special structure of this device includes high-stability ULF-filters, with identical phase-frequency parameters, amplifiers with controlled amplification coefficients, sample-and-hold blocks, and a variety of processing algorithms for data collection, compression and decompression. All this provides wide possibilities for a multicomponent analysis of electromagnetic fields. We discuss the methodology and results of on-ground tests of the ULF-W analyser as a component of the ELISMA complex under conditions approaching such of the outer space.

УДК 523.94+520.6

## Измерение яркости Солнца в проекте «Марс-96» (эксперимент СОЯ)

**А. В. Брунс**

Кримська астрофізична обсерваторія ДКНТ ПП України, Наукове

*Надійшла до редакції 05.08.96*

Описується експеримент СОЯ, який проводиться на борту міжпланетної станції «Марс-96». Експеримент призначається для вивчення внутрішньої будови Сонця засобом геліосейсмології. В основу досліду покладено вимірювання осциляцій яскравості Сонця як зірки. Амплітуда коливань відносно їх середнього рівня складає величину порядку  $10^{-5}$ . Детектування такої малої величини ставить до вимірювальної апаратури дуже високі метрологічні вимоги. Приводиться опис конструкції прецизійного фотометра СОЯ.

Эксперимент СОЯ относится к области фундаментальных исследований, а именно к изучению строения ближайшей к нам звезды — Солнца. Интерес к Солнцу велик не только потому, что оно представляет собой гигантскую физическую лабораторию, в которой протекают процессы, недоступные для воспроизведения на Земле. Солнце определяет существование всего живого на Земле, подчиняя своим ритмам все процессы в биологическом мире, включая мир человека.

### ГЕЛИОСЕЙСМОЛОГИЯ — НОВОЕ НАПРАВЛЕНИЕ В ФИЗИКЕ СОЛНЦА

Одна из главных проблем современной физики Солнца состоит в изучении физических условий в солнечных глубинах. Существует три метода изучения внутреннего строения Солнца.

Первый, и до недавнего времени единственный, заключается в построении эволюционных моделей. Стандартные модели Солнца относятся именно к этому классу моделей. Эволюция Солнца рассчитывается в предположении начально однородного химического состава. Предполагается, что перемешивание вещества происходит только в конвективной зоне, так что при эволюции Солнца как звезды главной последовательности продукты термоядер-

ных реакций накапливаются в областях их образования, поэтому относительное начальное содержание тяжелых элементов берется таким, каким оно наблюдается на поверхности Солнца. делаются также и другие предположения с тем, чтобы получить модель, удовлетворяющую наблюдаемым значениям радиуса и светимости Солнца. Как видно из вышеизложенного, данный метод основывается на косвенной информации и использует множество допущений.

Вторым источником информации о внутреннем строении Солнца, а следовательно, основой метода его исследования, в особенности солнечного ядра, являются солнечные нейтрино. Нейтрино появляются в результате термоядерных реакций в центральных областях Солнца и практически не поглощаются его внешними слоями. Изучение спектрального состава нейтринного потока позволит сделать вывод о физических условиях в центре Солнца. К сожалению, из-за больших трудностей, возникающих при детектировании нейтрино, большинство нейтринных исследований практически находятся в начальной стадии.

Наряду с этими двумя методами исследование внутреннего строения Солнца можно проводить сейсмическими методами. Сейсмология Солнца, или гелиосейсмология, представляет собой новое направление исследований в солнечной физике,

имеющей целью создание модели внутреннего строения Солнца по наблюдаемым его собственным глобальным колебаниям. Во многом это направление аналогично исследованию сейсмическими методами внутреннего строения Земли.

В солнечной сейсмологии существует два способа использования полученных в результате наблюдений значений параметров колебаний.

Первый способ состоит в том, что наблюдения сопоставляются с предсказанными по той или иной модели внутреннего строения Солнца. В случае расхождений с экспериментальными данными проводится коррекция параметров модели до наилучшего совпадения.

Другой способ использует только гелиосейсмологические данные и решает обратную задачу сейсмологии — построение «сейсмической» модели внутреннего строения Солнца по частотам наблюдаемых колебаний. Для решения этой задачи требуется получить как можно более точный и полный набор собственных частот колебаний, распределение их амплитуд по радиусу и поверхности, которое описывается соответствующей сферической гармоникой или модой колебания.

В соответствии с силами, участвующими в колебании, принято разделять наблюдаемые осцилляции на акустические ( $p$ -моды) и гравитационные ( $g$ -моды). Акустические колебания обусловлены силами упругости солнечной плазмы и располагаются в короткопериодической области спектра с периодами порядка 3—8 мин (отсюда происходит исторически сложившийся термин «пятиминутные» колебания). Появление же гравитационных колебаний вызвано силами плавучести и располагаются они в области 15 мин и более.

Для определения параметров колебаний проводятся высокоточные измерения либо поля скоростей на поверхности Солнца, либо его яркости. В земных условиях предпочтение отдается измерениям поля скоростей по доплеровскому сдвигу линий в оптическом спектре, так как измерения яркости сильно обременены шумами от изменений прозрачности атмосферы. Наблюдаемые амплитуды отдельных мод колебаний скорости имеют значения порядка десятков см/с. Также малы и амплитуды колебаний яркости, которые составляют  $10^{-5}$ — $10^{-4}$  от ее среднего уровня. Для получения высококачественных сейсмических данных, кроме высокого отношения сигнал/шум, требуется непрерывность и большая длительность наблюдений. На Земле непрерывность наблюдений можно увеличить только созданием сети гелиосейсмических станций. Но даже в этом случае остаются перерывы, вызванные погодными условиями или слишком большим рас-

стоянием между соседними станциями. Возникают также проблемы, связанные с различием характеристик оборудования на разных станциях.

В первом внеатмосферном гелиосейсмологическом эксперименте ИФИР был установлен прибор на межпланетной станции «Фобос» и проведены измерения яркости Солнца на всей трассе перелета (Bruns, 1991; Bruns et al., 1991; Bruns, Shumko, 1991). Получен многомесячный непрерывный ряд наблюдений, не обремененный атмосферными помехами. Эксперимент проводился совместно учеными Давосской физико-метеорологической обсерватории (Швейцария, головной разработчик), института Космической астрофизики (Франция) и Крымской астрофизической обсерватории.

### ЗАДАЧА ЭКСПЕРИМЕНТА СОЯ

Эксперимент СОЯ предназначен для исследования Солнца методами гелиосейсмологии. Он предполагает измерение с высокой точностью солнечных осцилляций яркости от всего диска Солнца в узком спектральном диапазоне. Прибор СОЯ разработан и изготовлен в Крымской астрофизической обсерватории, а программа исследований предполагает как получение информации с борта КА, так и проведение одновременных наземных наблюдений в Крымской астрофизической обсерватории. В эксперименте также принимают участие ученыe Давосской физико-метеорологической обсерватории (Давос, Швейцария), института Космической астрофизики (Орсей, Франция) и Института ядерных исследований РАН. Свободные от атмосферных помех, непрерывные многодневные измерения с борта КА дадут возможность определить спектр солнечных осцилляций с высокой точностью. Проведение одновременных наземных наблюдений различными методами позволит выявить взаимосвязь явлений, наблюдавшихся на поверхности Солнца, с процессами, проходящими в его глубинах. С использованием наблюдений колебаний скорости, выполненных на Земле во время полета КА, будут получены значения фазового сдвига между колебаниями скорости и яркости для одинаковых мод, что даст дополнительную информацию о внутреннем строении Солнца.

Полученные данные являются основой для дальнейшего изучения внутреннего строения Солнца, уточняют его химсостав, распределение давления и строение его ядра, а совместное рассмотрение данных двух приборов СОЯ и ИФИР позволит проследить изменение физических параметров Солнца с 11-летним циклом его активности.

## МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

Как уже отмечалось, для исследования солнечных осцилляций используются наблюдения колебаний либо яркости Солнца, либо скорости его поверхности. В основу эксперимента СОЯ было положено измерение осцилляций яркости Солнца как звезды.

При разработке прибора внимание было обращено, с одной стороны, на получение высоких метрологических характеристик, с другой — на создание конструкции с оптимизированными эксплуатационными данными: вес, энергопотребление, простота управления и конструктивной привязки к КА.

Как уже говорилось, относительная амплитуда колебаний яркости составляет величину порядка  $10^{-5}$ . Детектирование такой малой величины предъявляет высокие метрологические требования к работе всех узлов и систем прибора, в частности к точности измерения временных интервалов и стабильности параметров приемника излучения.

Исходя из точностных требований к отсчету времени, периода исследуемых осцилляций и принципов обработки наблюдений, применяемых в гелиосейсмологии, время накопления сигнала фотометра выбрано равным 30 с.

В качестве фотоприемника используется высокочувствительный кремниевый фотодиод. Для уменьшения дрейфа характеристик фотометра вследствие изменения его температуры в приборе используется термостабилизация. Дополнительную ошибку в показания фотометра вносит неточность ориентации КА. На трассе перелета точность ориентации станции на Солнце составляет  $1.5^\circ$ . Дрейф станции в пределах этого угла повлечет за собой изменение регистрируемого потока только за счет изменения площади проекции на  $-0.2\%$ . В реальных условиях значение ошибки будет еще больше. Для обеспечения возможности введения соответствующей коррекции в последующую обработку результатов измерений фотометра, прибор снабжен двухкоординатным датчиком, выдающим значение координат Солнца в системе поля зрения прибора для каждого измерения фотометра. Точность отсчета угла не хуже  $0.5'$ . Для получения информации по двум координатам в датчике положения Солнца (ДПС) применены две идентичные измерительные системы, использующие ПЗС-линейки.

Фаза и амплитуда солнечных осцилляций яркости в большой степени зависят от длины волны. При выборе длины волны наблюдения для прибора СОЯ был использован наш опыт аналогичных измерений прибором ИФИР на КА «Фобос». При обработке полученных данных была выявлена сильная деградация фильтров в синей и зеленой

области и отсутствие таковой в красной области спектра. По этой причине в фотометре прибора СОЯ применен интерференционный фильтр с длиной волны  $\lambda = 862$  нм.

## БЛОК-СХЕМА ПРИБОРА

Блок-схема прибора представлена на рис. 1. Схема состоит из следующих функциональных блоков:

- солнечный фотометр СФ;
- датчик положения Солнца по двум координатам: ДПС-Х и ДПС-У;
- термостат ТС с нагревателем ( $t^\circ$ ), датчиками температур: стабилизации ТД1 и корпуса прибора ТД2;
- регистр суммирования и формирования информации РСФИ;
- буферный регистр БР;
- командно-програмное управление КПУ;
- интерфейс связи с телеметрическим каналом КА (RS-422).

## УСТРОЙСТВО ПРИБОРА

Световой поток, излучаемый Солнцем, попадая на солнечный фотометр (СФ), преобразуется в набор импульсов, количество которых пропорционально световому потоку. Эти импульсы накапливаются и поступают в двадцатиразрядный счетчик, расположенный в РСФИ, где происходит накопление всей информации одного цикла наблюдения.

Термостат ТС с помощью нагревателя ( $t^\circ$ ) поддерживает постоянную температуру солнечного фотометра, контролируя ее с помощью датчика ТД1.

Рис. 1. Блок-схема прибора СОЯ

Значение этой температуры выбирается дискретно в зависимости от температуры корпуса прибора, измеренной датчиком ТД2. Диапазон рабочих температур термостата 0—60° С. Включение и выключение термостата производится по команде. Номер диапазона в виде трехбитового числа поступает в регистр БР. Двухкоординатный датчик положения Солнца ДПС измеряет координаты  $X$  и  $Y$  центра солнечного диска. Их измерение производится каждую секунду, т. е. 30 раз за время одного измерения яркости. Значение координат передается в регистр РСФИ в виде последовательности импульсов. Количество импульсов в этой последовательности, деленное на 30, соответствует среднему значению текущей координаты. Разрядность числа каждой координаты равна 10 бит. Регистр РСФИ собирает информацию в последовательном виде.

В течение первой 1/8 секунды цикла регистр передает накопленную за предыдущий цикл информацию параллельным кодом в буферный регистр БР и обнуляется. Сбор информации осуществляется в течение интервала, равного 29/8 с. За это время, одновременно с накоплением в РСФИ данных фотометра (20 бит) и данных ДПС ( $2 \times 10$  бит), в регистр БР заносятся также 3 бита — номер диапазона стабилизатора температуры ТС — и 3 бита разряда времени из полученного значения КБВ. По окончании 30-й с регистр РСФИ начинает новый цикл сбора информации.

Командно-программное устройство КПУ принимает сигналы бортового времени КБВ через интерфейс RS-422 и согласно их значениям вырабатывает сигналы управления всеми функциональными блоками прибора.

#### КОНСТРУКЦИЯ ПРИБОРА

Конструктивно прибор представляет собой прямоугольную коробку с размерами  $262 \times 120 \times 90$  мм. Входные оптические окна фотометра и датчика положения Солнца расположены на меньшей стороне параллелепипеда. Крепление прибора осуществляется с помощью четырех лап, расположенных по периметру в средней части блока. В этой же части блока расположен электрический разъем питания и интерфейса. Внутри корпуса прибора располагаются все его системы: оптические элементы, фотоприемники, а также все его электронные устройства.

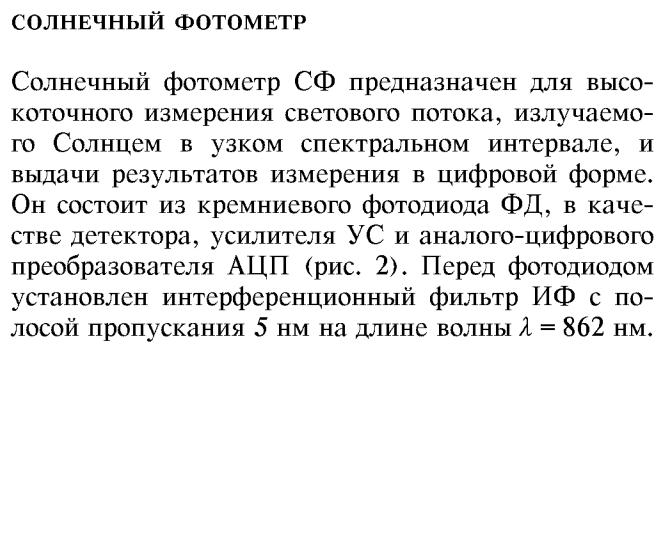
Оптическая часть прибора состоит из трех отдельных систем: фотометра и двух идентичных датчиков по двум осям координат. Фотометр включает в себя бенду и фотодиод. В качестве фотоде-

тектора в координатном датчике применены две ПЗС-линейки, по 1024 элемента каждая, расположенные ортогонально и образующие систему координат  $X$ ,  $Y$  поля зрения прибора. Сопряжение прибора СОЯ с внешней системой сбора и передачи телеметрической информации происходит через сбалансированный последовательный интерфейс RS-422. В этом интерфейсе используется асинхронно-синхронная передача данных.

#### СОЛНЕЧНЫЙ ФОТОМЕТР

Солнечный фотометр СФ предназначен для высокоточного измерения светового потока, излучаемого Солнцем в узком спектральном интервале, и выдачи результатов измерения в цифровой форме. Он состоит из кремниевого фотодиода ФД, в качестве детектора, усилителя УС и аналого-цифрового преобразователя АЦП (рис. 2). Перед фотодиодом установлен интерференционный фильтр ИФ с полосой пропускания 5 нм на длине волны  $\lambda = 862$  нм.

Рис. 2. Функциональная схема солнечного фотометра



Каждое измерение является результатом интегрирования текущего значения входного сигнала фотометра за время 29 с. Выходной ток фотодиода ФД, усилившийся в усилителе УС, поступает в АЦП-преобразователь. Схема, осуществляющая интегрирование и формирующая в цифровом виде результат каждого измерения, расположена в блоке РСФИ. Считывание и обнуление счетчика происходит по сигналам из командно-программного устройства.

#### ТЕРМОСТАТ

Термостат предназначен для выбора величины рабочей температуры элементов солнечного фотометра и дальнейшего поддержания ее стабильной с требуемой точностью. В соответствии с изложенным схему термостата можно разбить на две основные системы (рис. 3):

Рис. 3. Функциональная схема стабилизатора температуры

- термостабилизатор фотометра СтФ;
- схема выбора диапазона стабилизации ВДС.

Термостабилизатор фотометра состоит из температурного датчика ТД1, усилителя сигнала датчика УС1 и нагревательного элемента ( $t^\circ$ ). Датчик ТД1 установлен на тепловой массе фотометра, его сигнал в суммирующем устройстве СУ складывается с сигналом ВДС поправки, соответствующей выбранному значению температуры стабилизации, и поступает в УС1. Выходной ток усилителя, протекая через нагревательный элемент ( $t^\circ$ ), увеличивает температуру фотометра. Его охлаждение может происходить только в результате оттока тепла на корпус станции. Для протекания этого процесса необходимо, чтобы температура фотометра была выше температуры корпуса прибора. Вместе с тем для уменьшения энергопотребления прибора величина превышения не должна быть большой. Поэтому значение температуры фотометра выбирается дискретно в зависимости от естественно установленной в полете равновесной температуры корпуса прибора, измеренной датчиком ТД2. При выполнении условия температура стабилизации превышает равновесную температуру корпуса на 5–10 °C, термостабилизация может осуществляться на одном из семи различных уровнях номинального значения температуры около 0, 10, 20, 30, 40, 50, 60 °C. Схема выбора диапазона стабилизации фотометра состоит из установленного на корпусе прибора температурного датчика ТД2, усилителя УС2 и комплекта компараторов КК. Сигнал температурного датчика, усиленный усилителем УС2, с помощью комплекта компараторов КК задает уровень постоянного напряжения, подаваемого на сумматор СУ, определяя тем самым диапазон температуры стабилизации фотометра. Включение и выключение термостата производится по команде с Земли. Номер диапазона в виде трехбитового числа поступает в регистр БР.

Рис. 4. Схема расположения координатных ПЗС-линеек

#### ДВУХКООРДИНАТНЫЙ ДАТЧИК ПОЛОЖЕНИЯ СОЛНЦА

Основу ДПС составляют две ПЗС-линейки, по 1024 пикселя  $p$  (рис. 4) каждая, расположенных ортогонально и образующих систему координат  $X, Y$  поля зрения прибора. Перед каждой линейкой на расстоянии 180 мм располагается оптическая щель шириной 0.2 мм, проектирующая подобно цилиндрической линзе изображение Солнца, растянутое в виде полоски шириной  $d$ . Щель ориентирована по отношению к ПЗС таким образом, что световая полоска перпендикулярна к линейке. В зависимости от положения Солнца по отношению к системе щель — линейка, освещается та или иная группа пикселов. Количество одновременно освещенных пикселов определяется размером изображения Солнца (шириной полоски  $d$ ) и будет изменяться в процессе перелета в зависимости от расстояния станции от Солнца. За значение координаты  $X$  или  $Y$  принимается число пикселов соответствующей матрицы между первым, принятым за начало отсчета, и центральным пикселиком освещенной зоны. Измерение по обеим координатам проводится одновременно.

По обеим осям ДПС работают идентичные электронные системы, снабженные общим устройством управления. На рис. 5 изображена блок-схема ДПС по одной координате.

Информация о распределении освещенности вдоль линейки ПЗС вырабатывается на ее фотогистре ФР. При подаче с устройства управления УУ команды на считывание, с выхода транспортного регистра ТР матрицы информации о величине освещенности каждого пикселя поступает на амплитудный анализатор-формирователь АА. Количество импульсов в сформированной им последовательности соответствует текущей координате.

За время одного цикла измерения фотометра,

Число элементов ПЗС-линейки	1024 пикселов
Точность отсчета угла	30"
Время накопления сигнала	297/8 с
Напряжение питания	U1 = +15 В, U2 = -15 В
Потребляемая мощность	3.0 Вт
Масса прибора без соединительного кабеля	1.2 кг
Габаритные размеры прибора	90×120×262 мм.

Рис. 5. Блок-схема ДПС по одной координате

равного 297/8, с происходит 30 отсчетов текущей координаты по каждой из осей. Отсчеты происходят через 1 с, в момент прихода метки 1/2 с. Все отсчеты поступают и накапливаются на двух соединенных последовательно двоичных счетчиках: 4- и 10-разрядных (соответственно СЧ1 и СЧ2). Показания 10-разрядных счетчиков входят в блок информации одного цикла измерения.

#### ОБЩИЕ ТЕХНИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Поле зрения фотометра	±1.5°
Длина волны фильтра	862 нм
Полоса пропускания фильтра	5 нм
Поле зрения ДПС	±2.0°

Bruns A. V. Some peculiarites of the power spectrum of the 5-min solar brightness oscillations // Solar Physics.—1991.—133.—P. 89—94.

Bruns A. V., Bonnet R. M., Delaboudiniere J. P., et al. The helioseismology experiment on the planetary mission "Phobos" // Bull. Crim. Astrophys. Obs.—1991.—N 83.—P. 22—33.

Brun A. V., Shumko S. M. Short term variability of the power spectrum of 5-min oscillations of the Sun // Planet. Sci.—1991.—39, N 1/2.—P. 41—46.

#### MEASUREMENT OF BRIGHTNESS OSCILLATIONS ON THE SUN ON BOARD "MARS-96" SPACECRAFT (SOYA EXPERIMENT)

A. V. Bruns

The experiment SOYA conducted on board interplanetary station "Mars-96" is described. The experiment is intended for studying the internal solar structure by helioseismology methods. The experiment is based on the measurement of brightness oscillations on the Sun as a star. The amplitude of brightness fluctuations with respect to the average level is of order of  $10^{-5}$ . Detection of such small oscillations presents very high metrological requirements to the device. The design of the high-precision photometer SOYA is described.

УДК 550.32

## До питання про уповільнення сонячного вітру поблизу Марса

**В. Г. Тарасов**

Львівський центр Інституту космічних досліджень НАНУ—НКАУ

*Надійшла до редакції 10.06.96*

Значний ступінь уповільнення сонячного вітру Марсом, що спостерігалось у космічних експериментах, ще не знайшов свого пояснення. Дається перегляд можливих моделей і причин цього явища. Припускається, що наймовірнішим поясненням є вплив критичної швидкості іонізації в моделі екзосфери з розширенням водневої і кисневої корони. Остаточну відповідь на це питання дасть експеримент «Марс-96».

З розвитком фізики космічної плазми, що збагачується даними під час проведення космічних експериментів, все вагомішим стає факт урахування у моделях специфічних властивостей як самого об'єкта досліджень, так і умов та методів проведення експерименту. Щодо взаємодії сонячного вітру (СВ) з довкіллям планети Марс, то встановлені на підставі космічних експериментів («Марс», «Вікінг», «Фобос») дані дозволили визначити та провести уточнення багатьох його фізичних параметрів, у тому числі магнітний момент планети, розмір та склад атмосфери, а також показали високу ймовірність існування власного магнітного поля Марса (Долгинов, 1991; Сопрунок та ін., 1994), котре, як і поля усіх планет, контролюється плазмою та полями СВ. Встановлено, що структура магнітосфери Марса подібна до земної: обмеженість поля на денному боці і формування протяжного шлейфу на нічному. Моделі магнітного поля Марса, що побудовані на даних експериментів, вказують на можливість ерозії власного магнітного поля планети і прямого контакту СВ з іоносферою при їх взаємодії.

Типова взаємодія, яка має місце між СВ і планетою, визначається її довкіллям, що діє як перепона. У випадку планет із значним власним магнітним полем, таких як Земля, СВ зупиняється відповідною протидією магнітного поля на границі магнітосфери. У випадку Венери та Марса, який, можли-

во, має слабке власне магнітне поле (а Венера — не має його взагалі), СВ взаємодіє безпосередньо з незахищеною іоносферою і тоді можливими стають різні ситуації. При таких типах взаємодії іонізація та поглинання екзосферичних іонів може зробити процес масопереносу подібним до ефектів, що спостерігаються біля комет.

Характерним для марсіанських експериментів є спостереження уповільнення СВ у довкіллі планети. Саме тут виникають проблеми з визначенням масопереносних ефектів, які можна оцінювати за вимірами коливань та хвиль у плазмі (Сопрунок та ін., 1994) і яким надається різна фізична інтерпретація, часом суперечна. Деякі дослідники (Verigin et al., 1991), пов'язують цей факт уповільнення СВ з масопереносом (дисипацією) екзосферичного кисню. Інші (Ip, 1988; Ip, 1992) вважають цю причину малоймовірною, бо при цьому густота екзосферичного нейтрального кисню була б у п'ять разів вищою, ніж очікувана згідно з теоретичною моделлю, навіть при умові максимуму сонячної активності.

Уповільнення СВ може спричинитися обміном енергії між протонами СВ, що надходять до ударної хвилі і відбиваються від неї. Такі протипотоки протонів є характерною рисою планетних ударних хвиль. Відмінністю марсіанської ударної хвилі є те, що потік зворотних протонів аномально високий — більше 30 % при типовому значенні 1 %. Вва-

Рис. 1. Аналіз методом хвильових послідовностей сигналу, виміряного під час підходу й перетину ударного фронту 08.02.89 р. в 05:36:00. Біла лінія відповідає гірочастоті протонів

жається (Ip, 1992), що ці протипотоки, породжені дифузією атомарного водню з нижніх шарів Марса у його екзосферу, і є додатковим джерелом висипання популяції відбитих протонів. На сьогодні проблема аномально високого протипотоку протонів залишається для марсіанської ударної хвилі невизначеною.

Роль сутичкової іонізації також невизначена, а густина нейтральних атомів у верхньовисотній іонопаузі недостатня для ефекту фотоіонізації. Можна сподіватися на альвенівський ефект критичної швидкості іонізації, при якому ця швидкість відіграє вирішальну роль у взаємодії комет з СВ (можливість зрівноваження магнітних полів СВ планетарною іоносферною плазмою) (Haerendel, 1986). Якщо припустити, що Марс не має власного магнітного поля, а СВ взаємодіє безпосередньо з іоносферою Марса, то побудова такої моделі плазмових потоків екзосфери дозволить визначити критерій для появи критичної швидкості іонізації. Цей критерій включає емпіричні умови Бреннінга щодо швидкості поперечних полів потоків (що повинна бути вищою за альвенівську швидкість іонізації і не перевільшувати локальну магнітозвукову швидкість) та умови Таунсена, згідно з якими інтегрована ймовірність ударної іонізації гарячими електронами повинна бути більшою за одиницю вздовж потоку плазми. Мета цього дослідження — вивчити нові можливі джерела іонізації нейтральних атомів у водневій та кисневій короні Марса. Дійсно, дисоціативна рекомбінація основного іоносферного іона  $O_2^+$  ( $O_2^+ + e \rightarrow O + O + 2.5 \text{ eV}$ ) у нижній екзосфері Марса ( $h_c \approx 200 \text{ км}$ ) приводить до утворення швидких кисневих атомів суттєво більшою енергією, ніж теплова енергія відповідної екзосфери. Балістичний рух таких надтеплових кисневих атомів може привести до утворення кисневої корони, що розширяється. У цій моделі уповільнення СВ здійснюється за рахунок ударної іонізації як основного джерела «новонароджених» іонів (Ip, 1988). При цьому в результаті масопереносу зменшення швидкості СВ повинно бути порядку  $\Delta V < 10 \text{ км/с}$ . В той же час спостережена швидкість уповільнення СВ оцінювалась значенням приблизно  $100 \text{ км/с}$  (Verigin et al., 1991), що в 10 разів більшою, і, таким чином, вищезгадана ударна іонізація не пояснює механізм такого уповільнення. Це знову схиляє до гіпотези про критичну швидкість іонізації, що може змінити ситуацію на краще. Врахування розширення кисневої екзосфери робить умову Таунсена критичної швидкості іонізації, котра дуже обмежує умови застосування моделі динаміки газового потоку і моделі планетної екзосфери (Luhmann, Russel, 1990), менш жорст-

кою. Наступне вдосконалення моделі вимагає перевірки цього критерію щодо водневої і кисневої екзосфери Марса. Вивчення планетоцентричного розподілу важких іонів з борту КА «Марс-96» буде використано для верифікації цієї моделі.

Другою особливістю процесів у марсіанській ударній хвилі є високий рівень гідромагнітної турбулентності, що в умовах безсутичкової плазми означає взаємодію СВ з популяцією «новонароджених» іонів і може пояснити аномально швидку дисипацію енергії СВ на фронті ударної хвилі. Якщо у турбулентності існує суттєвий вплив компресійних (магнітозвукових) хвильових компонентів, то можливим є процес прискорення Фермі другого роду (Terasawa, 1989). У такому процесі іони прискорюються протипотоковими хвильовими компонентами. Енергійні іони підсилюють популяцію протипотокових іонів і роблять область уповільнення СВ сильно асиметричною (Dubinin et al., 1995). Ця картина взаємодії СВ з довкіллям Марса підтверджується в загальному аналізом даних вимірювання магнітних полів в експерименті «Фобос».

На рис. 1 подані результати аналізу методом хвильових послідовностей (wavelet) енергії магнітного поля, виміряного при підході КА «Фобос» до ударного фронту Марса. На цій частині орбіти КА був магнітно пов'язаний з ударним фронтом. Згідно з моделлю Дубініна це означає, що КА перетинає регіон з дуже уповільненим СВ. Можна побачити високий рівень турбулентності магнітного поля на частотах вищих і нижчих гірочастоти протонів і  $O^+$ . Знайдені пакети коротких коливань дозволяють ідентифікувати їх як компресійні альвенівські хвилі. Такі хвилі можуть бути результатом двопотокової нестабільності, що виникає при взаємодії СВ з «новонародженими» іонами.

На рис. 2 показані результати такого ж аналізу енергії магнітного поля для другого випадку підходу КА до ударного фронту. Під час цього підходу КА не був магнітно пов'язаний з ударним фронтом. Тут немає таких значних флюктуацій магнітного поля у висхідній ділянці, хоча збільшення амплітуд флюктуацій визначається більш крутим фронтом під час перетину ударного фронту і значно меншим відносним зростанням величини. Порівняння цих двох рисунків демонструє характерну асиметрію процесу масопереносу.

Відсутність (або квазівідсутність для Марса) суттєвого власного магнітного поля робить взаємодію СВ з Марсом і Венерою дуже подібними. Природно шукати загальні риси у довкіллі цих двох планет. Одною з цілей наступного експерименту «Марс-96» буде вияв можливості утворення «потокових ліній»

Рис. 2. Аналіз методом хвильових послідовностей сигналу, виміряного під час підходу й перетину ударного фронту 15.02.89 р. в 00:29:00. Біла лінія відповідає гірочастоті протонів

Рис. 3. Основна схема формування й розвитку силових ліній

у марсіанській іоносфері. В іоносфері Венери магнітні потокові лінії спостерігались під час експерименту «Піонер» (Elphic, Russel, 1983). Вони були виявлені в іоносфері, що звичайно скривається від зовнішнього міжпланетного магнітного поля потоками струмів у іонопаузі, які відхиляють ці магнітні поля. Рівень цих збурень в іонопаузі іноді був вищим, ніж величина зовнішнього магнітного поля.

На рис. 3 подана загальна схема формування і розвитку потокових ліній у довкіллі Марса. Питання про механізм уповільнення СВ, структуру та розміри екзосфери, існування потокових ліній у марсіанській іоносфері будуть вирішуватися у проекті «Марс-96». Плазмовий експеримент ELISMA в цьому проекті спеціально призначається для вивчення взаємодії СВ з Марсом.

Долгинов ІІІ. ІІІ. Магнитное поле и магнитосфера планеты Марс // Косм. исслед.—1991.—29, вып. 5.—С. 754—789.

Сопрунок П. М., Климов С. И., Корепанов В. Е. Электрические поля в космической плазме. — Киев: Наук. думка, 1994.—191 с.

Dubinin E., Obod D., Lundin R., et al. Some features of the martian bow shock // Adv. Space Res.—1995.—15, N 8/9.—P. (8/9)423—(8/9)431.

Elphic R. C., Russell C. T. Magnetic flux ropes in the Venus ionosphere: observations and models // J. Geophys. Res.—

- 1983.—88.—P. 58—72.  
 Haerendel G. Plasma flow and critical velocity ionization in cometary coma // Geophys. Res. Lett.—1986.—13, N 3.—P. 255—258.  
 Ip W.-H. On a not oxygen corona of Mars // Icarus.—1988.—76.—P. 135—145.  
 Ip W.-H. Neutral particle environment of Mars: The exosphere-plasma interaction effects // Adv. Space Res.—1992.—12, N 9.—P. (9)205—(9)211.  
 Luhmann J. G. Russell C. T. An assessment of the conditions for critical velocity ionization at the weakly magnetized planets // Adv. Space Res.—1990.—10, N 7.—P. (7)71—(7)76.  
 Terasawa T. Particle scattering and acceleration in a turbulent plasma about comets. Geophysical Monograph 53, 1989.  
 Verigin M. I., Gringauz K. I., Kotova G. A., et al. On the problem of the Martian atmosphere dissipation: Phobos-2 TAUS spectrometer results // J. Geophys. Res.—1991.—96.—P. 19315—19329.

#### ON THE PROBLEM OF SOLAR WIND DECELERATION NEAR MARS

V. H. Tarasov

A considerable rate of solar wind deceleration near Mars observed in space experiments has not been explained yet. A short review of possible models and origin of this phenomenon is presented. It is assumed that the most trustworthy explanation is the effect of critical ionization rate in the exosphere model with an extended oxygen and hydrogen corona. The ultimate answer to this question will be given by the “Mars-96” experiment.

УДК 523.43

## Экспертная система сбора и экспресс-анализа наземных наблюдений «Марс-96»

**В. Г. Парусимов<sup>1</sup>, Д. Е. Островский<sup>1</sup>, Т. Б. Дудник<sup>1</sup>, Д. Г. Станкевич<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> Головна астрономічна обсерваторія НАН України, Київ

<sup>2</sup> Астрономічна обсерваторія ХГУ, Харків

*Надійшла до редакції 28.08.96*

Подається опис розробленої експертної системи для збору та експрес-аналізу наземних спостережень Марса. За допомогою фотоелектричних, поляриметрических даних, а також зображень планети в системі визначається наявність пилу в його атмосфері, місцезнаходження та протяжність пилових хмар, прогнозується їх еволюція. Експертна система призначена для наземного супроводу космічного проекту «Марс-96» та створення банку даних про планету Марс.

### ВВЕДЕНИЕ

Экспертная система сбора и экспресс-анализа наблюдательных данных «Марс-96» (ЭС) предназначена для наземного сопровождения космического проекта «Марс-96» и создания банка данных о планете Марс.

Основные функции ЭС:

- сбор, сортировка и хранение наблюдательной информации о Марсе;
- оперативная обработка входных данных для определения оптических характеристик Марса;
- составление отчета (ситуационного плана) о текущем (и прогнозируемом) состоянии его атмосферы.

Выходные данные системы — ситуационные планы — несут в себе информацию о наличии пыли в атмосфере Марса, степени запыленности и динамике развития глобальных пылевых бурь. Эти данные предназначены для непосредственного использования станциями космического слежения при осуществлении научной программы проекта «Марс-96» и будут способствовать оптимальному использованию энергетических и других ресурсов космического аппарата во время его активного существования на рабочей орбите.

Накапливаемые системой входные данные наземных наблюдений будут использоваться для комплексной обработки всей научной информации о Марсе, полученной в результате осуществления этого проекта.

### СТРУКТУРА СИСТЕМЫ

Структура разработанной экспертной системы изображена на рис. 1. В соответствии с принятой для экспертных систем терминологией она включает в себя: базу знаний; базу фактов; арифметико-логический анализатор; архив; интерфейс ввода-вывода; словарь терминов и выражений; управление системой.

База знаний содержит уже известные оптические характеристики Марса как при спокойной атмосфере, так и в периоды глобальных пылевых бурь. Здесь же хранятся крупномасштабные карты поверхности и отражательной способности (альбедо) в различных проекциях, которые нужны для локализации и изучения динамики развития пылевых облаков по наземным снимкам планеты. База знаний является открытой и может в дальнейшем уточняться и по необходимости обновляться по

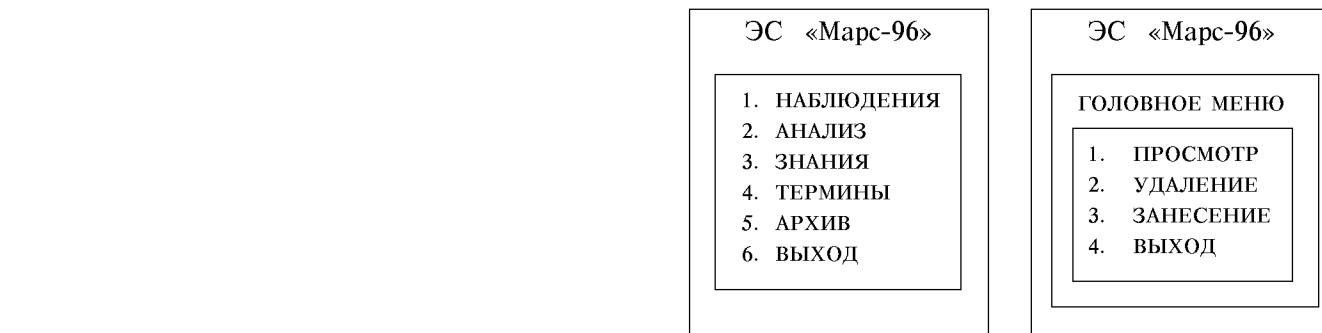


Рис. 1. Структура экспертной системы «Марс-96»

данным наземных наблюдений в 1996—1998 гг.

Поступающая в экспертную систему наблюдательная информация заносится и накапливается в базе фактов, являющейся банком данных наблюдений Марса и служащей как для экспресс-анализа текущего состояния атмосферы планеты, так и для выполнения других научных исследований.

Непосредственную обработку наблюдаемых данных и сравнение результатов с известными научными знаниями о Марсе для выработки заключения «пылевого» экспресс-анализа производит *арифметико-логический анализатор*.

Выбор необходимых для анализа данных из базы фактов и соответствующей им информации из базы знаний выполняет блок *управления системой*.

Результат экспресс-анализа заносится в *архив* и через *интерфейс ввода-вывода* выдается пользователю в виде экранного отображения, распечатки на принтере, или записывается на промежуточный магнитный носитель для последующей передачи по электронной почте на станцию космического слежения.

Интерфейс ввода-вывода также обеспечивает пользователю работу с экспертной системой в терминах и выражениях данной научной области. Для этого в систему включен *словарь терминов и выражений*, который осуществляет перевод соответствующих терминов и выражений пользователя во внутренние коды системы и наоборот. Словарь является открытым для пользователя и так же, как база знаний, может уточняться и дополняться.

Основные функции экспертной системы представляются пользователю в виде головного меню и обеспечивают ведение базы фактов, базы знаний, словаря терминов и архива, а также не-

Рис. 2. Головное меню ЭС «Марс-96». Основные функции системы

Рис. 3. Подменю ЭС «Марс-96». Подфункции системы

посредственный анализ наблюдательной информации (рис. 2).

Подфункции основных функций системы 1, 3, 4, 5 отображены на рис. 3.

Функция экспертной системы «2. Анализ» имеет в настоящее время только подфункцию «1. Пыль». В дальнейшем по желанию пользователя и по мере накопления наблюдательных фактов ЭС может дополняться подфункциями выполнения других научных задач.

#### ТЕМАТИЧЕСКИЕ РАЗДЕЛЫ СИСТЕМЫ

По тематической нагрузке экспертная система «Марс-96» имеет три раздела:

- фотоэлектрические наблюдения;
- спектрополяриметрия;
- ПЗС, телевизионные, или фотографические снимки Марса.

Тематика системы была определена из существующих в настоящее время возможностей астрономических наблюдательных пунктов Украины и стран СНГ, но может дополняться и другими наблюдениями, в которых появится необходимость и которые могут быть обеспечены в период выполнения проекта «Марс-96».

**Фотоэлектрические наблюдения.** Исследования фотометрических свойств Марса в периоды пылевых бурь (Александров и др., 1977; Caldwell, 1973, 1977; Thorpe, 1973; Wallace et al., 1972) показали следующее:

- отражательная способность пылевых облаков и марсианских материков приблизительно одинакова;
- альбедо диска Марса возрастает для длин волн больше 0.4 мкм и уменьшается для длин волн

- меньше 0.4 мкм;
- фазовая функция блеска Марса становится более пологой.

Эти особенности и положены в основу экспресс-анализа.

Входными данными системы по этому разделу являются либо значения интегрального альбедо Марса, измеренные в разных длинах волн ( $\lambda\lambda$  0.3—1.0 мкм), либо значения его фазовой функции в этом же диапазоне. При анализе на наличие пыли в марсианской атмосфере система выполняет сравнение входных данных (предварительно занесенных в базу фактов системы) с соответствующими им уже изученными характеристиками чистой и максимально запыленной атмосферы, хранящимися в базе знаний. Результат анализа представлен на рис. 4. На графике изображены кривые фазовой функции для чистой атмосферы (NO DUST), для максимально запыленной (DUST) и наблюденная кривая (DATA). Диаграмма в нижней части рисунка отображает степень запыленности атмосферы, выраженную в процентах (от 0 до 100 %) в наблюденных длинах волн.

**Спектрополяриметрия.** По литературным данным (Мороженко, 1966, 1973, 1975; Dollfus et al., 1973) поляризационные свойства атмосферы и поверхности Марса во время пылевых бурь таковы:

- во всем изученном диапазоне длин волн степень положительной поляризации сильно уменьшается;
- в зависимости от мощности бурь наблюдается разное уменьшение степени поляризации и

разная зависимость этого уменьшения от длины волны;

- при глобальных пылевых бурях исчезает зависимость степени поляризации от долготы центрального меридиана.

Входные данные системы для спектрополяриметрии — значения степени поляризации, измеренные для всего диска Марса в диапазоне длин волн  $\lambda\lambda$  0.3—1.0 мкм. Результат экспресс-анализа аналогичен предыдущему (см. рис. 5).

**ПЗС, телевизионные или фотографические снимки Марса.** Этот метод позволяет не только определить наличие (или отсутствие) пыли в марсианской атмосфере, но и локализовать пылевые облака, исследовать динамику развития пылевых бурь и прогнозировать состояние атмосферы планеты, что как раз и важно для осуществления научной программы проекта «Марс-96».

Наличие пыли в атмосфере Марса приводит к снижению контрастности изображения деталей его поверхности на снимках вплоть до полного их исчезновения при сильных пылевых бурях. Поэтому анализ снимков на предмет обнаружения пылевых атмосферных проявлений заключается в выявлении участков поверхности с пониженной контрастностью.

Для иллюстрации работы системы взят фотоснимок Марса, полученный сотрудником Харьковской астрономической обсерватории В. Н. Дудиновым в 1992 г. на 1.5-м телескопе на г. Майданак (см. рис. 6). Здесь он используется в качестве снимка, соответствующего чистой атмосфере Марса. На

Рис. 4. Пример экспресс-анализа на наличие пыли в атмосфере Марса по фотоэлектрическим наблюдениям

Рис. 5. Пример экспресс-анализа на наличие пыли в атмосфере Марса по данным спектрополяриметрии

Рис. 6. Фотоснимок Марса, полученный на 1.5-м телескопе на г. Майданак

Рис. 7. Смоделированная ситуация: в центральной части диска Марса заметны области пониженного контраста

Рис. 8. Изображение Марса с выделенными пылевыми облаками

Рис. 9. Результат преобразования изображения Марса к масштабу и проекции карты его поверхности

Рис. 10. Результат экспресс-анализа: карта поверхности Марса с указанным местонахождением и протяженностью пылевых облаков

рис. 7 представлено препарированное изображение Марса, которое получено из предыдущего путем искусственного понижения контрастности деталей в двух областях в центре диска планеты. Сравнивая эти изображения, экспертная система обнаруживает наличие двух пылевых облаков в этих районах (рис. 8). Затем изображение приводится к масштабу и проекции имеющейся в базе знаний ЭС карты поверхности Марса. Результат этих преобразований показан на рис. 9. После определения координат и площадей выявленных пылевых образований система наносит их на карту.

Выходной результат системы по данному разделу — карта поверхности Марса с указанным местонахождением и протяженностью пылевых облаков (рис. 10). Площади отдельных облаков и общая их протяженность выражены в процентах по отношению к площади всего диска Марса.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработанная система пока не определяет степень достоверности проведенной экспертизы, так

как в ней сейчас отсутствуют необходимые для этого величины погрешностей наблюдений по выбранным тематическим разделам. Эти погрешности зависят как от применяемой для наблюдений аппаратуры и условий наблюдений, так и от параметров астрономических инструментов.

Кроме того, в результатах экспертной оценки состояния атмосферы Марса не учтены поправки за долготный эффект и сезонные изменения на поверхности планеты, которые хотя сравнительно и малы, но могут в отдельных случаях оказывать влияние на результат экспертизы.

Все это будет учтено при доработке системы и ее эксплуатации в 1996—1998 гг.

Александров Ю. В., Лупишко Д. Ф., Лупишко Т. А. Абсолютная фотометрия Марса в 1971, 1973 и 1975 гг. — Харьков: Вища школа, 1977.—126 с.

Мороженко А. В. Поляризационные свойства атмосферы и поверхности Марса // Физика Луны и планет. — Киев: Наук. думка, 1966.—С. 45—69.

Мороженко А. В. Долготный эффект в поляризации диска Марса // Астрон. журн.—1973.—5, № 5.—С. 1057—1061.

Мороженко А. В. Результаты поляриметрических наблюдений Марса в 1971 и 1973 гг. // Астрометрия и астрофизика.—1975.—Вып. 26.—С. 97—107.

Caldwell J. Ultraviolet observations of Mars by the orbiting astro-

nomical observatory // Icarus.—1973.—32, N 3.—P. 489—496.

Caldwell J. Ultraviolet observations of Mars by the TDIA and OAO-2 satellites // Icarus.—1977.—32, N 2.—P. 190—209.

Dollfus A., Ebisawa S., Bowell E. Polarimetric analysis of the Martian dust storms and clouds in 1971 // Astron. and Astrophys.—1984.—131, N 1.—P. 123—136.

Thorpe Th. E. Mariner 9 photometric observations of Mars from November 1971 through March 1972 // Icarus.—1973.—20, N 4.—P. 482—489.

Wallace I., Caldwell J., Savage B. D. Ultraviolet photometry from the orbiting astronomical observatory. III. Observations of Venus, Mars, Jupiter and Saturn longward of 2000 Å // Astrophys. J.—1972.—172, N 3.—P. 755—769.

---

#### AN EXPERT SYSTEM FOR COLLECTION AND EXPRESS ANALYSIS OF THE GROUND-BASED OBSERVATIONS OF "MARS-96"

*V. G. Parusimov, D. E. Ostrowskij,  
T. B. Dudnik, and D. G. Stankevich*

We describe an expert system for collection and express analysis of ground-based observations of Mars. Using photoelectric and polarimetric data and images of Mars, the system defines the presence of dust in the planet's atmosphere, the location and area of dust clouds, forecasts their evolution. The expert system is intended for the ground-based tracking of the «Mars-96» spacecraft and for creating a data bank on Mars.

УДК 550.32

**Дослідження плазмових хвиль  
в експерименті «Інтербол»**

**В. Е. Корепанов<sup>1</sup>, С. І. Климов<sup>2</sup>, С. О. Романов<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Львівський центр Інституту космічних досліджень НАНУ—НКАУ

<sup>2</sup>Інститут космічних досліджень РАН, Москва

*Надійшла до редакції 28.06.96*

Розглянуті наукові завдання та засоби реалізації багатосупутникового космічного експерименту, що проводиться у межах Глобальної космічної наукової програми GGS за проектом «Інтербол». Проведено попередній аналіз та фізичну інтерпретацію даних, що надійшли після запуску 03.08.95 р. експерименту «Tail Probe» в межах проекту «Інтербол».

Вивчення взаємозв'язків різних явищ, що відбуваються у магнітосфері Землі і впливають безпосередньо на нижні шари атмосфери й Землю в цілому, викликаючи зміни метеорологічної ситуації, порушення радіо- та телезв'язку, є одним з найважливіших завдань, що розв'язуються за допомогою штучних супутників Землі. Результати аналізу зв'язків між процесами у близькому космічному просторі та земному оточенні відкривають перспективу створення самоузгодженої моделі взаємного впливу космічних факторів та погодотворчих процесів.

Поглиблене вивчення магнітосфери Землі за допомогою супутниковых систем є основною метою Глобальної геокосмічної наукової програми GGS (Global Geospace Science Program). За цією програмою проводяться дослідження потоків енергії та масопереносу від сонячного вітру в магнітосферу Землі, що є основним джерелом збурень у земній атмосferi й літосфері. Цю програму розпочато ще у 1960-ті роки і вже понад 30 років вона успішно виконується. Проект «Інтербол» належить до програми GGS і вперше виконується багатосупутниковою системою з чотирьох космічних апаратів: «Interball Tail Probe» (S1-T) та «Interball Auroral

Probe» (S1-A) — що запускаються на базі дослідницьких штучних супутників серії «Прогноз», а також субсупутники «Magion-4» (S2-T) й «Magion-5» (S2-A), які за програмою через деякий час відокремлюються від основних і рухаються власними орбітами.

Субсупутники типу «Magion» — це чеські дослідницькі КА, призначені для вивчення, разом з основними супутниками, просторової структури низькочастотних електромагнітних полів у довкіллі Землі.

Згідно з програмою досліджень, супутник S1-T (хвостовий зонд) локалізується в ділянці шлейфу магнітосфери Землі, а супутник S1-A (авроральний зонд) — в авроральній ділянці магнітосфери. Відповідно апогей орбіти супутника S1-T становить 193000 км, а апогей орбіти S1-A — 20000 км при нахилах 65°. Перигей S1-T — 780 км, а S1-A — 770 км. Крім того, при віддаленні субсупутника S2-T від супутника S1-T їхня відстань один від одного буде змінюватися від декількох сотен до декількох тисяч кілометрів. Час проходження еліптичної орбіти КА S1-T становить приблизно 92 год, а КА S1-A — приблизно 6 год.

В експерименті на хвостовому зонді спочатку для

вивчення тонкої структури границь у міжпланетному середовищі (ударна хвиля, магнітопауза, плазмові ущільнення) відстань між субсупутником S2-T і супутником S1-T згідно з масштабом утворень буде біля 100–300 км. Для дослідження процесів у магнітосферному шлейфі, де масштаб неоднорідностей (границі плазмових смуг, файерболи, нейтральний шар магнітосфери) може бути значно більшим, відстань між субсупутником S2-T і супутником S1-T поступово збільшуватиметься й становитиме від 1000 до 3000 км.

Наявність малого субсупутника суттєво підвищує цінність даного експерименту порівняно з попередніми за рахунок можливості проведення одночасних вимірювань багатьох параметрів середовища з метою чіткого розрізнення просторових і часових залежностей.

До проекту «Інтербол» як його розширення приєднується програма «Релікт», що призначена для вивчення міліметрової (реліктової) радіації й випромінювання, які несуть інформацію про властивості матерії на ранніх стадіях еволюції космосу, і також пов’язана з вивченням енергії, моментів і масопереносу в критичних регіонах системи сонячний вітер — магнітосфера Землі. Запуск цього КА планується на 2000 рік.

Нижче викладено більш детально мету, завдання й реалізацію проекту «Інтербол» у межах експерименту на хвостовому зонді, запущеному 3 серпня 1995 року.

Як згадувалося вище, цей експеримент спрямований на детальне вивчення процесів у магнітосфері Землі, зокрема хвості магнітосфери, розташованому на протилежному боці від головної ударної

Рис. 1. Річний розподіл переходів супутником S1-T границь і областей магнітосфери Землі ( $h_a = 191907$  км,  $h_p = 793$  км,  $i = 62.9^\circ$ ,  $\Omega = 261^\circ$ ,  $\omega = 314^\circ$ ): косий хрестик — UTC, квадрат — RB, зірочка — CSP, точка — NS, прямий хрестик — PS, ромб — MP, світлий хрестик — BS

хвилі. Одним з головних експериментів є дослідження спектра плазмової турбулентності в усьому діапазоні коливань — від гірочастот іонів (долі герца) до плазмової частоти (десятки кГц). Крім цього, під час експерименту буде вивчатися дрейф плазми, часові зміни параметрів плазми, суббурі та інші нелінійні магнітні явища. За допомогою субсупутника будуть вивчатися хвилі й тонка структура плазми на границях, утворених плазмовими структурами. Довга еліптична орбіта супутника S1-T перетинає майже всі головні структурні ділянки навколоземного простору. На рис. 1 подано річний розподіл переходів границь і ділянок магнітосфери Землі, що їх перетинає супутник. На цьому рисунку по осі  $X$  відкладено кількість діб року, а по осі  $Y$  — час проходження орбіти супутника (зліва) та відповідну відстань супутника до Землі ( $RE$ ). Якщо провести вертикаль, що буде відповідати певному дню польоту, то можна визначити час і відстань, де супутник перетне границі різних ділянок магнітосфери Землі: радіаційний пояс —  $RB$ , касп —  $CSP$ , магнітопаузу —  $MP$ , «хвіст» магнітосфери —  $PS$ , нейтральний шар —  $NS$ , ударну хвиллю  $BS$ .

Як бачимо, за рахунок обертання супутника навколо Землі, а Землі навколо Сонця, траєкторія супутника при кожному оберті буде проходити через усе нові й нові ділянки простору, які відрізняються своїми фізичними параметрами. При цьому ймовірність повторення просторової ситуації майже дорівнює нулю. Це означає, що спостереження будь-якої події у просторі є випадковістю, а тому буде лише єдиною реалізацією випадкового процесу. За цією реалізацією, по-перше, треба визначити параметри процесу, подати достовірний опис події та її фізичну інтерпретацію, а по-друге, на базі цих натурних експериментів розробити для подальших досліджень адекватну модель процесу локалізації плазмових границь, методи та алгоритми її дослідження і на їх підставі розв'язати низку завдань, пов'язаних з вивченням процесів дисипації енергії на фронтах міжпланетних ударних хвиль, зокрема коливних утворень в ділянці фронту головної ударної хвилі Землі, визначити й ідентифікувати типи нестійкостей, які викликають збудження хвильової активності і є джерелами тих завад, що змінюють умови радіо- й телезв'язку й т. ін. (Альперт, 1987; Михайлишин и др., 1990; Романов и др., 1991).

З рис. 1 випливає, що протягом майже 22 перших обертів (якщо вважати, що момент старту співпадає з початком осі  $X$ ) супутник при кожному оберті перетинає три ділянки магнітосфери: радіаційний пояс  $RB$ , магнітопаузу  $MP$  та фронт ударної хвилі  $BS$ . При цьому вони виявляються (1.5—2 год

часу польоту) розташованими порівняно близько один від одного. Із збільшенням кількості обертів супутника відстань між цими ділянками зростає і на шляху супутника з'являються нові ділянки магнітосфери: магнітний шлейф  $PS$  та нейтральний шар  $NS$ , а ділянки ударної хвилі  $BS$  і магнітопаузи  $MP$  вже не перетинаються орбітою супутника. В цей же час на шляху супутника з'являється така цікава ділянка магнітосфери, як касп  $CSP$ , через яку супутник проходить під час кожного наступного оберту майже до кінця річного терміну, коли на його шляху знов з'являються ударна хвіля  $BS$  і магнітопауза  $MP$ , віддалі між якими на орбіті знову змінюється аж до первісної, що була на початку річного терміну.

Таким чином, попередня інформація про шляхи проходження ділянок і границь магнітосфери, що залежить від дати запуску КА ST-1 та параметрів орбіти, дозволяє скласти глобальний великомасштабний план досліджень ділянок навколоземного простору.

У даному експерименті велика увага надається також вивченням плазмових процесів у ділянках магнітосфери, де виникають потужні й коротко-часні нелінійні електромагнітні процеси і явища. А це ставить спеціальні вимоги і до методів вимірювання, і до розробленої апаратури.

При дослідженнях плазмових хвиль застосовується метод комбінованої хвильової діагностики, який вимагає проведення багатокомпонентних вимірювань параметрів електромагнітних полів, а саме: складових магнітної індукції та напруженості електричного поля, компонент густини просторового струму та потоків плазми, часові та просторові варіації цих параметрів у широкому діапазоні частот, що разом складають так звану хвильову форму (Алексевич и др., 1984).

До апаратури, за допомогою якої здійснюються вказані багатопараметричні вимірювання, ставляться вимоги повної ідентичності характеристик первинних датчиків, а також каналів обробки даних. Крім того, враховуючи широкий частотний спектр коливань електромагнітних полів у магнітосфері та на її границях, апаратура повинна забезпечувати відсутність частотних спотворень при передачі сигналів каналами зв'язку.

Все це набуває особливого значення, якщо врахувати випадковість подій, що підлягають визначення і відрізняються як шкалами значень вимірюваних параметрів, так і умовами проведення вимірювань (шуми, завади різного походження). Крім того, для комплексної оцінки подій вимірювання повинні бути одночасними і належати тій самій просторово-часовій точці, а це вимагає значної

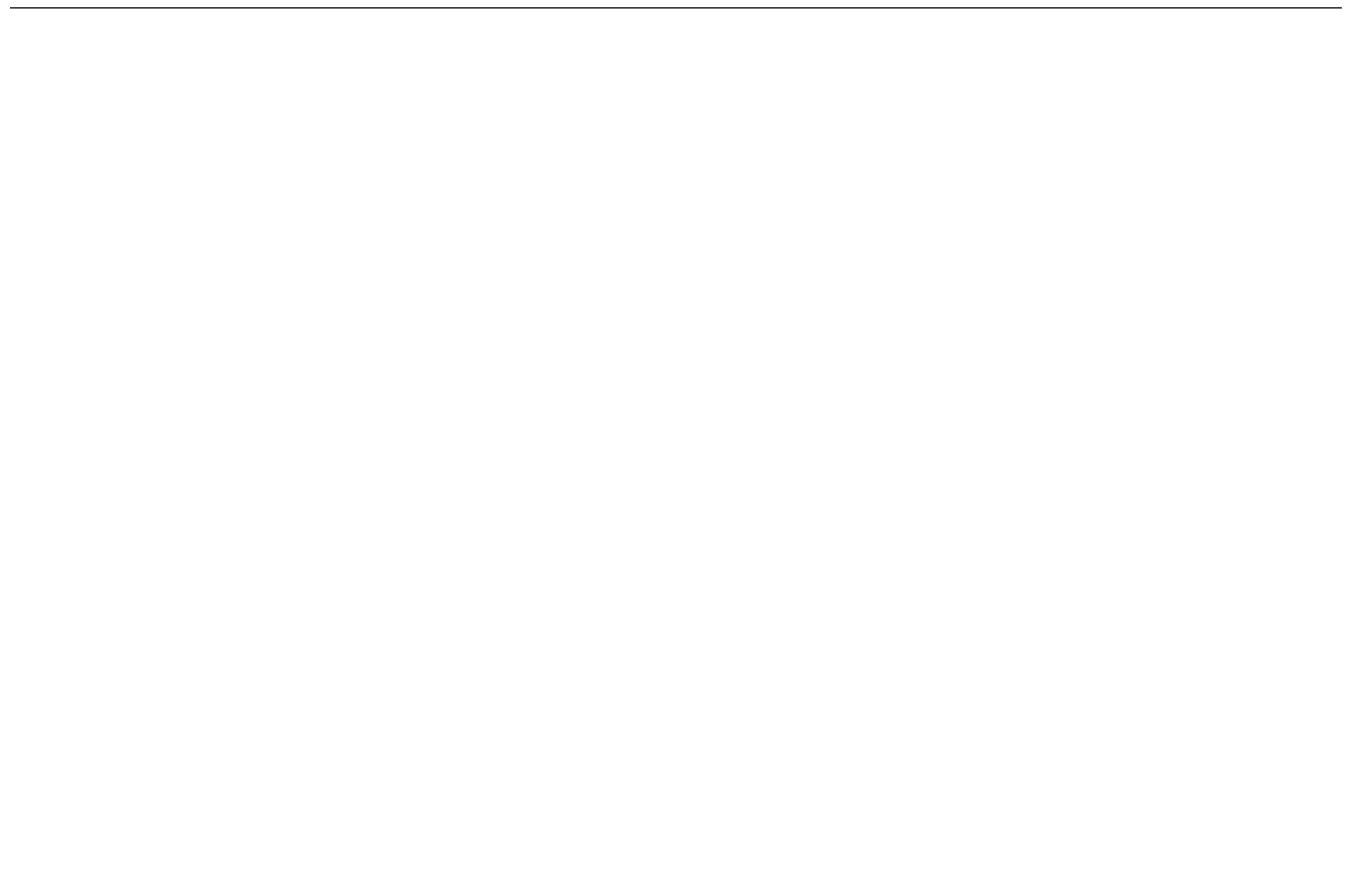


Рис. 2. Блок-схема комплексу ASPI

швидкодії каналів передачі й обробки сигналів. Інакше за рахунок великої швидкості пересування КА картина вимірів може виявитися «розмитою» у просторово-часових координатах. Це особливо важливо враховувати при дослідженні тонкої структури границь за допомогою пари супутник — субсупутник, відстань яких один від одного порівнянна з просторовим масштабом процесів у цих областях.

Для реалізації такого експерименту на хвостовому зонді спільними зусиллями спеціалістів з Польщі, Росії, України, Чехії, EKA, Італії, Німеччини, Великої Британії створено спеціальний вимірювальний бортовий комплекс ASPI (Analysis of Spectra of Plasma Waves and Instabilities). Цей аналізатор спектрів плазмових нестійкостей (рис. 2) складається з:

1) комплекту блоків для вимірювання параметрів електромагнітних полів та хвиль, а саме:

- OPERA — дослідження трьох компонент вектора напруженості електричного поля (Італія);
  - IFPE — дослідження флюктуацій потоків протонів та електронів (Німеччина);
  - MIF-M — багатокомпонентні дослідження флюктуацій квазіпостійного та змінного магнітних полів (Україна, Росія);
  - FGM-I — трикомпонентний магнітометр постійного поля (Німеччина);
- 2) комплекту блоків для обробки та керування:
- ADS — аналізатор динамічних спектрів (Польща);
  - PRAM — процесор для багатопараметрової реєстрації та аналізу процесів (Чехія);
  - SSNI — основна та резервна телеметричні системи (Росія);
  - RTK — радіотехнічний комплекс для передачі даних та зв'язку (Росія);

- 3) SWE — комплекту апаратури для субсупутника (Чехія);  
 4) комплекту первинних перетворювачів:  
   — DP-I, DP-E — «чашка» Фарадея для вимірювання потоків іонів та електронів відповідно (Німеччина);  
   — BD1...6 — зонди Ленгмюра для вимірювання параметрів електричних полів у плазмі (ЕКА);  
   — BD-7 — шілинний зонд Ленгмюра, призначений для вимірювання двох компонентів густини просторового струму, (Україна);  
   — BPP — ферозондовий трикомпонентний датчик постійного магнітного поля (Росія);  
   — DM-1 — однокомпонентний щілинний зонд для вимірювання третього компонента флюктуацій густини просторового струму (Росія);  
   — DM-2 — індукційний зонд для вимірювання флюктуацій змінного магнітного поля (Україна).

Аналогові виходи (тонкі лінії) блоків MIF-M, IFPE, OPERA і FGM-I під'єднані до аналогової телеметрії

радіотехнічного комплексу RTK. Цифрові виходи (широкі шини) блоку OPERA під'єднані до цифрових каналів телеметричної системи SSNI. Сигнал  $B_z$  від датчика DM2 блоку MIF-M, а також сигнал від датчика DP-E потоку електронів блоку IFPE подаються на банк фільтрів блоку OPERA. Цифрові виходи блоків ADS та PRAM під'єднані до телеметричної системи SSNI та RTK.

Параметри хвильової форми, що передаються через аналогову телеметрію блоку RTK та цифрову блоку SSNI, подано у табл. 1 та 2.

Режими роботи апаратури КА S1-T, S2-T визначаються геомагнітними умовами навколоземного простору. В спокійних умовах телеметрична система КА працює в оглядовому режимі, коли проводиться рівномірне опитування всіх каналів. Під час вибухової фази суббурі частота опитування збільшується. Переключення режимів відбувається за допомогою спеціальних програм блоку PRAM та блоків SSNI та RTK, частота відліків у відповідних режимах вказана у табл. 1 та 2.

Запроваджено декілька режимів обробки та передачі даних: більш повільні — моніторинг SM (Slow

Таблиця 1. Параметри хвильової форми, що передаються через аналогову телеметрію блоку RTK

Блок/датчик	Фізичний параметр	Частотний діапазон, Гц	Діапазон вимірювання	Частота опитування, Гц
MIF-M/BPP	$B_{x,y,z}$	0—2	0.3—300 нТл	8
MIF-M/BPP	$B_{x,y,z}$	2—25	0.005—30 нТл	64
MIF-M/DM2	$B_z$	0.1—130	$4 \cdot 10^{-6}—1 \text{ нТ}/\sqrt{\text{Гц}}$	256 (може бути в 2—8 разів швидше за телекомандою)
IFPE/DP-E, I	$P_{e,il}$	0.1—16	$10^{-14}—10^{-10} \text{ А}/\text{см}^2$	32
ADS/BD-7	$I_{x,y}$	0.1—25	$10^{-14}—10^{-10} \text{ А}/\text{см}^2$	64
OPERA/BD1-6	$E_{x,y,z}$	0—3	1—570 мВ/м	8
OPERA/BD1-6	$E_{x,y,z}$	0.1—25	0.9—115 мВ/м	64
FGM-I	$B_{x,y,z}$	0—25	$1—128 \text{ нТл}$	64
FGM/DM1	$I_z$	0.1—1000	$10^{-14}—10^{-10} \text{ А}/\text{см}^2$	

Таблиця 2. Параметри хвильової форми, що передається блоком SSNI у цифрову телеметрію

Блок/датчик	Фізичний параметр	Частотний діапазон, Гц	Діапазон вимірювання	Частота відліків у режимах, Гц			
				SM	NM	FM	SFM
MIF-M/BPP	$B_{x,y,z}$	0—2	0.3—300 нТл	1/20	1	4	4
MIF-M/BPP (через блок PRAM)	$B_{x,y,z}$	2—25	0.005—30 нТл	—	0.5	32	32
IFPE/DP-E, I (через блок PRAM)	$P_{e,il,i2}$	0.1—16	$10^{-14}—10^{-10} \text{ А}/\text{см}^2$	—	0.25	32	64
OPERA/BD1-6	$E_{x,y,z}$	0—3	0.11—1135 мВ/м	1/16	1	2	16
OPERA/BD1-6	$E_{x,y,z}$	0.1—32	0.09—115 мВ/м	—	—	64*	64**
OPERA/BD1-6	$E_{x,y,z}$	10—1000	0.01—115 мВ/м	—	—	—	2048**
FGM-I (через блок PRAM)	$B_{x,y,z}$	0—4	0.25—256 нТл	1/16	1	2	16

\* — тільки  $E_y$ ;

\*\* — тільки для блоку OPERA при режимі «burst».

Mode), великомасштабні події NM (Normal Mode), дрібномасштабні події — FM (Fast Mode) та швидкі — SFM (Super Fast Mode) та «burst». При режимах SM, NM від блоку PRAM передаються опосередковані значення параметрів, коваріаційна матриця параметрів квазіпостійних магнітних полів, максимальні значення сигналів від деяких груп фільтрів. Від блоку ADS в цих режимах передаються середні значення спектрів сигналів фільтрів у діапазонах частотних смуг: 0.5—16 Гц, 16—512 Гц, 512—40000 Гц. Від блоку OPERA — дані про хвильову форму та спектри Фур'є окремих компонент магнітного поля та спектри потоків плазми. Блок OPERA може працювати у режимі «burst» при передачі даних про спектри Фур'є та хвильову форму електричного поля, а в режимі SFM — при передачі хвильової форми електричного поля тільки у найбільш цікавих ділянках магнітосфери.

Треба зауважити, що крім характерного для космічних досліджень пасивного експерименту в дослідженнях магнітосфери за програмою «Tail Probe» був застосований активний експеримент, методика якого базується на досліджені поведінки штучних плазмових хмар. Ці хмари, інжектовані в плазму іоносфери, досліджуються вже понад трид-

цять років і є потужним засобом вивчення електричних і магнітних полів, розподілу густини й температури у потоках плазми. Перевагою активних експериментів, як відомо, є можливість широкого вибору просторових і часових параметрів експерименту.

Інжекція плазми в космічне середовище викликає магнітні, хвильові, радіо- та інші збурення в цьому середовищі. При цьому й самі інжектовані хмари залежно від властивостей простору визнають як дрібномасштабних, так і великомасштабних змін, пов'язаних з розпадом іонної хмари на волокна, які витягуються вздовж геомагнітного поля — так звана стратифікація та філаментація іонної хмари (Зайцев и др., 1995). Динаміка поведінки штучної плазмової хмари дозволяє визначити окремі параметри як іоносфери, так і окремих структурних утворень. Тому 17.10.95 р. було проведено активні експерименти з борта космічної станції «Мир» шляхом інжекції з плазмової гармати електронної хмари з заданими параметрами. Інжекція здійснювалась пачками з 6-секундною періодичністю, що зв'язана з модуляцією — зміною через кожні 3 с частоти посилюк пучка електронів з 10 Гц на 1000 Гц. Під час експерименту станція

Рис. 3. Реєстрація флюктуацій складових магнітного поля під час подій 15.08.95 р.

Рис. 4. Реєстрація флюктуацій складових магнітного поля під час подій 29.08.95 р.

«Мир» знаходилась приблизно за 30000 км від КА S1-T — S2-T, але на одній магнітній силовій лінії. В цьому експерименті пучки інжектованої плазми генерують альвенівську хвилю, яка рухається в просторі й розповсюджується вздовж магнітних силових ліній зі швидкістю приблизно 70—80 км/с.

Тривалість інжекції пучків електронів становила біля 20 хв. Вимірювальні пристрої КА S1-T реєстрували зміну електромагнітних полів приблизно через 5 хв. Природно, що ці пучки інжектованої плазми зазнають певного впливу плазми космічного середовища — магнітосфери Землі, — що й

знаходить своє відображення на реєстрограмах. Треба зауважити, що коефіцієнт кореляції між процесом інжектування та хвильовим процесом, що його фіксувала вимірювальна апаратура КА, є досить незначним і після 5 хв від початку інжекції він досягнув всього 0.4.

Розглянемо більш детально отримані реєстрограми.

На рис. 3 подані реєстрограми запису у відносних одиницях флюктуацій сигналів компонент магнітної індукції  $B_x$ ,  $B_y$ ,  $B_z$  від ферозондових датчиків ВРР (MIF-M) квазіпостійного магнітного поля, отримані 15.08.95 р. Ці реєстрограми представляють дві реалізації вимірювального процесу, що його фіксують прилади ASPI під час події. Характерною відміною цих хвильових процесів є наявність синусоїdalьних ( $f \sim 0.01\text{ Гц}$ ) складових в усіх компонентах (до того ж покомпонентно зсунутих по фазі). Це може свідчити про те, що вони виникають внаслідок власного обертання супутника з періодом біля 120 с. Характер і час виникнення цієї події свідчить, що це є перехід з перехідної області (зліва) у магнітосферу, тобто через магнітопаузу.

На рис. 4 подані реєстрограми запису флюктуацій компонент магнітної індукції  $B_x$ ,  $B_y$ ,  $B_z$  та модуля  $|B|$  від блоку MIF-M, що отримані 29.08.95 р. З цих реєстрограм видно динаміку розвитку події. Крім того, якщо складова  $B_x$  мас додатне, а складова  $B_z$  — від'ємне значення, то складова  $B_y$  за час підготовки події змінює від'ємне

значення на додатне. Характер і час виникнення події свідчить про перетин магнітопаузи.

Реєстрограми від 17.09.95 р., подані на рис. 5, відповідають сигналу  $B_y$  від ферозондового ВРР та сигналу  $B_z$  — від індукційного DM2 датчиків після їх проходження через смугові фільтри. На цих реєстрограмах зафіксовано подію, яка відбулася на відрізку часу  $\Delta t = 154$  с і відповідає штучній інжекції плазми, що була здійснена зі станції «Мир». Як бачимо, фільтр F1 (1—4 Гц) надійно зафіксував подію, а фільтр F2 (20—30 Гц) її не засвідчив. Що ж до реєстрограм сигналів  $B_z$  від індукційного датчика DM2 флюктуацій змінного магнітного поля, то й тут подія фіксується більш надійно фільтрами F2, F3, F4 (MIF-M). Фільтр F1 (20—30 Гц) події не фіксує, а фільтр F5 (600—850 Гц) також показує зменшення амплітуди варіацій після події порівняно з їх значенням до фіксації початку події на вказаному інтервалі часу. Наступні реєстрограми, що були отримані 17.09.95 р. від датчиків ВРР та DM2 і подані на рис. 6, є продовженням експерименту і показують наявність події, яка починається з моменту  $t = 599.91$  с. Ця подія має зовсім інший характер і відрізняється від попередніх. По-перше, канали датчиків ВРР1, ВРР2 квазіпостійного магнітного поля майже не фіксують наявність події. Канал MIF-3 від датчика DM2 так само не фіксує події, але характеризується трьомаарами досить дітермінованих за формою сплесків амплітуди. Така

Рис. 5. Реєстрація флюктуацій магнітних полів у частотних смугах під час інжекції штучної плазмової хмари

Рис. 6. Реєстрація флюктуацій магнітних полів у каналах датчиків ВРР1, 2 та каналах МІF3, 4, 5, 6, 7 від датчика DM2 під час події 22.09.95 р.

детермінованість дозволяє зробити припущення, що ці сплески відображають роботу службових систем супутника, зокрема включення системи нагрівання апаратурного контейнера, але дійсна причина появи вказаних сплесків на реєстрограмі вимагає додаткового дослідження й пояснення. Канали MIF-4, MIF-5, MIF-6, MIF-7 надійно фіксують початок події, що характеризується різким збільшенням амплітуди флюктуацій, яка поступово спадає до норми приблизно 50 с. Така подія може свідчити про перетин КА вузької границі в космічній плазмі, якою є інжектована штучна плазмова хмара, що зазнала впливу середовища.

Таким чином, наведені дані показують, що магнітні канали бортового комплексу ASPI працюють надійно і дають великий обсяг цікавих експериментальних даних. Результатам їх обробки, яка виконується кафедрою космічної фізики Київського Національного університету разом з вченими ІКД РАН, буде присвячено окрему роботу.

Алексевич Я. Н., Климов С. И., Корепанов В. Е. и др. Комплекс аппаратуры для измерения волновых параметров космической плазмы на спутнике «Прогноз-8» // Косм. исслед. на Украине.—1984.—Вып. 18.—С. 34—39.

Альперт Я. Л. О моделировании процесса генерации геомагнитных пульсаций РСJ в магнитосфере // Геомагнетизм и аэрономия.—1987.—27, № 2.—С. 279—286.

Зайцев С. И., Коцаренко Н. Я., Милиневский Г. П. О поверхностной стратификации искусственных плазменных облаков в ионосфере // Косм. исслед.—1995.—33, № 3.—С. 243—247.

Михайлишин В. Ю., Флигель Д. С., Яворский И. Н. Статистический анализ волновых геомагнитных пульсаций типа РСJ методами периодически коррелированных случайных процессов // Геомагнетизм и аэрономия.—1990.—30, № 5.—С. 757—764.

Романов С. А., Климов С. И., Мироненко П. А. Пространственные характеристики и дисперсионные соотношения КНЧ-излучений на околоударной волне по результатам измерений на ИСЗ «Прогноз-10» // Косм. исслед.—1991.—28, № 5.—С. 759—759; № 6.—С. 903—918.

#### PLASMA WAVE INVESTIGATIONS IN THE “INTERBALL” EXPERIMENT

*V. Ye. Korepanov, S. I. Klymov, and S. O. Romanov*

The first step of “Interball” experiment — “Tail probe” satellite — was launched on 3 August 1995 within the framework of Global Geoscience Space Program (GGS). The scientific goals and means of realization of this experiment are described. First experimental results obtained from “Tail Probe” satellite are also discussed and some attempts of their interpretation are made.

УДК 550.383+523.93

**Нелинейное взаимодействие  
альвеновских и ионно-звуковых волн  
в магнитоактивной плазме**

**А. К. Юхимук<sup>1</sup>, О. Г. Фалько<sup>2</sup>, В. А. Юхимук<sup>3</sup>,  
В. П. Кучеренко<sup>1</sup>, В. Н. Федун<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> Головна астрономічна обсерваторія НАН України, Київ

<sup>2</sup> Київський національний університет ім. Тараса Шевченка

<sup>3</sup> Ньюкастлівський університет, Ньюкастл, Австралія

*Надійшла до редакції 26.04.96*

На основі дворідинної магнітогідродинаміки розглянуто нелінійну параметричну взаємодію кінетичних альвенівських та іонно-звукових хвиль в магнітоактивній плазмі. Отримано нелінійне дисперсійне рівняння, що описує трихвильову взаємодію. Найдено інкремент розвитку параметричної нестійкості, пропорційний до електронної інерційної довжини. Отже, розглянутий параметричний процес можливий лише у випадку, коли враховується ефект інерції електронів у альвенівських хвильях. Отримані теоретичні результати використовуються для пояснення деяких нелінійних процесів в іоносферній та космічній плазмах. Так, дані, отримані за допомогою супутника «Freja», свідчать про тісний зв'язок між альвенівськими та іонно-звуковими хвильами в аворальній області іоносфери. Спостережувана електромагнітна турбулентність інтерпретується як кінетичні альвенівські хвилі з поперечною довжиною хвилі порядку електронної інерційної довжини ( $c/\omega_{pe} \sim 1$  км).

## **ВВЕДЕНИЕ**

Данные наблюдений, полученные с помощью спутников и наземных обсерваторий, показывают, что в околоземной и межпланетной плазмах постоянно присутствуют различного типа колебания и волны в широком диапазоне частот и длин волн. В частности, волновые данные, полученные с помощью шведско-германского спутника «Freja», указывают на существование в аворальной верхней ионосфере электромагнитных и электростатических флюктуаций (Wahlund et al., 1994; Louarn et al., 1994). Наблюдаемая электромагнитная турбулентность интерпретируется авторами как кинетические аль-

веновские волны с поперечной длиной волны порядка электронной инерционной длины ( $c/\omega_{pe} \sim 1$  км), а электростатические колебания — как ионно-звуковые волны. Причем полученные данные указывают на то, что существует тесная связь между альвеновскими и ионно-звуковыми волнами. Кинетические альвеновские волны могут возбуждаться в результате развития различного типа неустойчивостей (Войтенко, 1989; Войтенко и др., 1990; Hasegawa, Chen, 1992), которые в результате параметрической распадной неустойчивости генерируют ионно-звуковые волны. В последнее время исследованию параметрических распадных процессов в космической плазме уделяется большое вни-

мание (Юхимук В., Юхимук А., 1994; Юхимук и др., 1995; Chian et al., 1994; Yukhimuk et al., 1992; Zhou et al., 1994).

В данной работе исследовано влияние инерции электронов на параметрическую распадную неустойчивость альвеновской волны. Получено нелинейное дисперсионное уравнение, описывающее трехволновое взаимодействие: распад альвеновской волны на ионно-звуковую волну и вторую альвеновскую волну (такой процесс можно рассматривать как рассеяние альвеновской волны на ионном звуке).

Рассматривается однородная замагниченная плазма ( $\mathbf{B}_0 = B_0 \mathbf{e}_z$ ), в которой распространяется альвеновская волна накачки

$$\mathbf{E}_0 = \mathbf{E}_0 \exp(-\omega_0 t + k_{0x}x + k_{0z}z) + \text{к. с.}, \quad (1)$$

где частота  $\omega_0$  и волновой вектор  $\mathbf{k}_0$  связаны между собой дисперсионным соотношением

$$\omega_0^2 = \frac{k_{0z}^2 v_A^2}{1 + k_{0x}^2 a_e^2}. \quad (2)$$

Здесь  $v_A$  — альвеновская скорость,  $a_e = c/\omega_{pe}$  — электронная инерционная длина,  $\omega_{pe}$  — электронная ленгмюровская частота.

Предполагается, что выполняются условия синхронизма волн

$$\omega_0 = \omega + \omega_1, \quad \mathbf{k}_0 = \mathbf{k} + \mathbf{k}_1, \quad (3)$$

где  $\omega$  и  $\mathbf{k}$  — частота и волновой вектор ионно-звуковой волны,  $\omega_1$  и  $\mathbf{k}_1$  — частота и волновой вектор альвеновской волны.

## ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Для описания трехволнового параметрического взаимодействия воспользуемся системой уравнений двухжидкостной магнитогидродинамики (МГД):

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

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

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}, \quad (6)$$

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

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 4\pi \rho_e, \quad (8)$$

$$\frac{\partial \rho_e}{\partial t} = -\nabla \cdot \mathbf{j}, \quad (9)$$

где

$$\mathbf{F}_{1\alpha} = \frac{e_\alpha}{c} (\mathbf{v}_\alpha \times \mathbf{B}) - m_\alpha (\mathbf{v}_\alpha \cdot \nabla) \mathbf{v}_\alpha,$$

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

$$\rho_e = e(n_i - n_e),$$

индекс  $\alpha = i, e$  соответствует ионному и электронному компонентам плазмы.

Все физические величины представим в виде сумм:

$$\begin{aligned} n_e &= n_0 + \tilde{n}_0 + \tilde{n}_1, \\ \mathbf{v}_e &= \mathbf{v}_0 + \mathbf{v} + \mathbf{v}_1, \\ \mathbf{E} &= \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_{\text{sb}} + \mathbf{E}_1, \\ \mathbf{B} &= B_0 \mathbf{e}_z + \mathbf{b}_0 + \mathbf{b}_1, \end{aligned} \quad (10)$$

где  $n_0$  — среднее равновесное значение плотности плазмы,  $\tilde{n}_0$  — возмущение плотности электронов, вызванное альвеновской волной накачки, индекс «0» в выражениях для  $\mathbf{v}_e$ ,  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{B}$  обозначает величины, связанные с альвеновской волной накачки, а индекс «1» — с альвеновской волной-продуктом распада.

## ДИСПЕРСИОННОЕ УРАВНЕНИЕ ДЛЯ АЛЬВЕНОВСКОЙ ВОЛНЫ

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

$$\Delta \mathbf{E}_{1\perp} - \nabla_\perp \left( \nabla_\perp \cdot \mathbf{E}_{1\perp} + \frac{\partial E_{1z}}{\partial z} \right) = -i \frac{4\pi\omega_1}{c^2} \mathbf{j}_{1\perp}. \quad (11)$$

Для медленных низкочастотных возмущений ( $\omega \ll \omega_{Bi}$ , где  $\omega_{Bi}$  — ионная электронная частота) можно воспользоваться плазменным приближением

$$n_i = n_e. \quad (12)$$

Тогда правая часть уравнения (9) равна

$$\nabla \cdot \mathbf{j}_1 = 0,$$

откуда следует

$$\frac{\partial j_{1z}}{\partial z} = -\nabla_\perp \cdot \mathbf{j}_{1\perp}. \quad (13)$$

В случае плазмы с малым плазменным параметром  $\beta = 8\pi n_0 T / B_0^2 \ll 1$  перпендикулярная составляющая плотности тока  $\mathbf{j}_{1\perp}$  определяется в основном ионным компонентом, а продольная  $j_{1z}$  — электронным:

$$\vec{j}_z = j_{ez} = -en_0v_{1z} + \vec{j}_{ez}^{\text{NL}},$$

где нелинейный ток определяется выражением

$$\vec{j}_{ez}^{\text{NL}} = -e(\tilde{n}_0\vec{v}_z^* + \tilde{n}^*\vec{v}_{0z}).$$

Из  $z$ -й составляющей уравнения движения для электронов

$$\frac{\partial v_{1z}}{\partial t} = -\frac{eE_{1z}}{m_e} - \frac{F_{ez}}{m_e} \quad (14)$$

и уравнения (13) находим

$$\frac{\partial E_z}{\partial z} = i \frac{m_e \omega_1}{e^2 n_0} \nabla_{\perp} \cdot \vec{j}_{\perp} + Q_{\text{NL}}, \quad (15)$$

где

$$Q_{\text{NL}} = i \frac{m_e \omega_1}{e^2 n_0} \frac{\partial j_{ez}^{\text{NL}}}{\partial z} - \frac{1}{e} \frac{\partial F_{ez}}{\partial z}.$$

Подставляя (15) в уравнение (11), получим

$$\Delta_{\parallel} F_{\perp} - i \frac{m_e \omega_1}{n_0 e^2} \left( \Delta_{\perp} - \frac{\omega_{pe}^2}{c^2} \right) \vec{j}_{\perp} = \nabla_{\perp} \cdot Q_{\text{NL}}. \quad (16)$$

Из уравнения (16) для  $x$ -й составляющей имеем:

$$\Delta_{\parallel} F_{1x} - i \frac{m_e \omega_1}{n_0 e^2} \left( \Delta_{\perp} - \frac{\omega_{pe}^2}{c^2} \right) j_{1x} = \frac{\partial Q_{\text{NL}}}{\partial x}. \quad (17)$$

Из уравнения движения для ионов находим

$$v_{1x} = -i \frac{e\omega_1}{m_i \omega_{Bi}^2} E_{1x},$$

и соответственно выражение для  $j_{1x}$  будет иметь вид:

$$j_{1x} = -i \frac{n_0 e^2 \omega_1}{m_i \omega_{Bi}^2} E_{1x}. \quad (18)$$

Подставляя (18) в (17), получим дисперсионное уравнение для альвеновских волн

$$\epsilon_A \Phi_1 = \mu_A \Phi_0 \Phi_1^*, \quad (19)$$

где

$$\epsilon_A = \omega_1^2 - \frac{k_{1z}^2 v_A^2}{1 + \kappa_1^2},$$

$$\mu_A = -\frac{\kappa_0^2 k_{1z}}{1 + \kappa_1^2} \left( \frac{v_A}{v_{Te}} \right)^2 \left[ \omega_{\perp} \left( \frac{\omega}{k_z} + v_A \right) + k_{1x} v_A \frac{\omega}{k_z} \right],$$

$$\Phi = \frac{e\varphi}{T_e},$$

$$\Phi_n = \frac{e\varphi_n}{T_e}, \quad n = 0, 1,$$

$$\kappa_0 = k_{0x} a_e, \quad \kappa_1 = k_{1x} a_e,$$

$$v_{Te} = \sqrt{T_e / m_e},$$

$\varphi$  и  $\varphi_0$ ,  $\varphi_1$  — скалярные потенциалы ионно-звуковой и кинетических альвеновских волн.

## ДИСПЕРСИОННОЕ УРАВНЕНИЕ ДЛЯ ИОННО-ЗВУКОВЫХ ВОЛН

Для получения дисперсионного уравнения для ионно-звуковых волн воспользуемся следующей системой уравнений:

$$\frac{\partial \mathbf{v}_e}{\partial t} = -\frac{1}{m_e} (e \mathbf{E} + \mathbf{F}_e) - \mathbf{v}_e \times \omega_{Be} - \frac{T_e}{m_e n_e} \nabla n_e, \quad (20)$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}_i}{\partial t} = \frac{1}{m_i} e \mathbf{E} + \mathbf{v}_i \times \omega_{Bi}, \quad (21)$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = -\nabla(n_i \mathbf{v}_i), \quad (22)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 4\pi e(\tilde{n}_i - \tilde{n}_e). \quad (23)$$

Из  $z$ -й составляющей уравнения движения для электронов (20) находим

$$\tilde{n}_e = \frac{n_0 e}{T_e} \left( \varphi + i \frac{F_{ez}}{e k_z} \right), \quad (24)$$

где  $F_{ez}$  определяется взаимодействием альвеновской волны накачки и рассеянной альвеновской волны.

Выражение для  $\tilde{n}_i$  найдем из уравнений движения для ионов (21) и уравнения непрерывности (22):

$$\tilde{n}_i = \left( \frac{k_z^2 v_s^2}{\omega^2} - \frac{k_{\perp}^2 v_s^2}{\omega_{Bi}^2 - \omega^2} \right), \quad (25)$$

где  $v_s^2 = T_e / m_i$ .

Подставляя выражения (24) и (25) в уравнение Пуассона (23), получим дисперсионное уравнение для ионно-звуковых волн

$$\epsilon_s \Phi = \mu_s \Phi_0 \Phi_1^*, \quad (26)$$

где

$$\mu_s = \frac{\omega^2 (\omega^2 - \omega_{Bi}^2)}{1 + k^2 d_e^2} \left( \frac{v_A}{v_{Te}} \right)^2 \kappa_0^2 \kappa_1^2,$$

$$\epsilon_s = (\omega^2 - \omega_+^2)(\omega^2 - \omega_-^2),$$

$$\omega_{\pm}^2 = \frac{1}{2} [\omega_{Bs}^2 \pm \sqrt{\omega_{Bs}^4 - 4\omega_{Bi}^2 \omega_s^2 \cos^2 \theta}], \quad (27)$$

$$\omega_{Bs}^2 = \omega_{Bi}^2 + \omega_s^2,$$

$$\omega_s^2 = \frac{k^2 v_s^2}{1 + k^2 d_e^2},$$

$$d_e^2 = \frac{T_e}{4\pi n_0 e^2},$$

$\theta$  — угол между волновым вектором  $\mathbf{k}$  и внешним магнитным полем  $\mathbf{B}_0$ .

### НЕЛИНЕЙНОЕ ДИСПЕРСИОННОЕ УРАВНЕНИЕ

Из комбинаций уравнений (19) и (26) находим нелинейное дисперсионное уравнение, описывающее трехволновое взаимодействие

$$\epsilon_s \epsilon_A^* = \mu_s \mu_A^* |\Phi_0|^2. \quad (28)$$

Полагая в (28)

$$\omega = \omega_r + i\gamma,$$

$$\omega_1 = \omega_{1r} + i\gamma$$

(здесь  $|\gamma| \ll \omega_r, \omega_{1r}$ ) и разлагая  $\epsilon_s$  и  $\epsilon_A$  в ряд Тейлора по малому параметру  $\gamma$ , получим выражение для инкремента неустойчивости:

$$\gamma^2 = \frac{\mu_s \mu_A^* |\Phi_0|^2}{\frac{\partial \epsilon_A}{\partial \omega_1} \cdot \frac{\partial \epsilon_s}{\partial \omega}} \Bigg|_{\begin{array}{l} \omega = \omega_r, \\ \omega_1 = \omega_{1r} \end{array}}, \quad (29)$$

где  $\omega_{1r}$  и  $\omega_r$  определяются из уравнений

$$\epsilon_A(\omega_{1r}, \mathbf{k}_1) = 0,$$

$$\epsilon_s(\omega_r, \mathbf{k}) = 0.$$

Для случая, когда кинетическая альвеновская волна накачки (1) распадается на ионно-звуковую волну с частотой  $\omega = \omega_-$  и вторую кинетическую альвеновскую волну с частотой  $\omega = \omega_1$  ( $\omega_0 = \omega_- + \omega_1$ ), выражение для производных будут иметь вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial \epsilon_s}{\partial \omega} &= -2\omega_-(\omega_+^2 - \omega_-^2), \\ \frac{\partial \epsilon_A}{\partial \omega_1} &= \omega_1 = \frac{2k_{iz}V_A}{(1 + k_{1x}^2 a_e^2)^{1/2}}, \end{aligned} \quad (30)$$

где  $\omega_\pm$  определяется выражением (27).

Подставляя выражения  $\mu_s$ ,  $\mu_A$  и (30) в (29), получим

$$\gamma \approx \frac{\sqrt{w}}{2} \kappa_0 \kappa_1 \left( \frac{c}{v_{Te}} \right) \left( \frac{v_A}{v_{Te}} \right)^2 (|k_z k_{1z}| v_s v_A)^{1/2}. \quad (31)$$

Здесь

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

С учетом затухания волн инкремент развития неустойчивости определяется из уравнения

$$\gamma^2 + (\gamma_s + \gamma_A)\gamma + \gamma_s \gamma_A - \gamma_0^2 = 0, \quad (32)$$

где  $\gamma_s$  и  $\gamma_A$  — декременты затухания ионно-звуковой и альвеновской волн (продуктов распада), а  $\gamma_0$  определяется выражением (29).

Полагая в (32)  $\gamma = 0$ , находим выражение, определяющее пороговое значение амплитуды волны накачки:

$$w \approx \frac{4}{\kappa_0^2 \kappa_1} \frac{\gamma_s}{\omega_s} \frac{\gamma_A}{\omega_A} \left( \frac{m_i}{m_e} \right)^2 \left( \frac{v_{Te}}{c} \right)^2 \beta^2, \quad (33)$$

где  $\beta$  — плазменный параметр.

### ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Для ионосферы и большей части магнитосферы плазменный параметр  $\beta$  очень низкий ( $\beta \sim 10^{-5}$ ). Поэтому пороговые условия для амплитуды волны накачки будут выполняться. Полагая в (31)

$$\begin{aligned} w &\approx 10^{-6}, \\ c/v_{Te} &\approx 10^3, \\ \kappa_0, \kappa_1 &\approx 1, \\ v_A/v_{Te} &\approx 10, \\ \omega_s/\omega_A &\approx 0.1\omega_{Bi}, \end{aligned}$$

получим

$$\gamma \approx \omega_{Bi}.$$

При характерном значении для ионосферной и магнитосферной плазмы  $\omega \approx 10^2 \text{ с}^{-1}$  инкремент развития неустойчивости  $\gamma \approx 10^2 \text{ с}^{-1}$  и соответственно время развития неустойчивости  $\tau \approx 10^{-2} \text{ с}$ .

Анализ спутниковых наблюдений свидетельствует о том, что в ионосфере и магнитосфере Земли постоянно присутствуют низкочастотные электромагнитные и электростатические возмущения. В частности, недавние наблюдения с помощью спутника «Freja» (Wahlund et al., 1994) показывают, что в авроральной верхней ионосфере существуют кинетические альвеновские волны с длиной волны порядка электронной инерционной длины (т. е. волны с законом дисперсии (2)) и электростатические ионно-звуковые волны. Причем данные наблюдений свидетельствуют о наличии генетической связи между кинетическими альвеновскими волнами с законом дисперсии (2) и ионно-звуковыми волнами. Как показано в работах Войтенко (1989), Войтенко и др. (1990), Hasegawa, Chen, (1992) кинетические альвеновские волны могут возбуждаться в результате развития различного типа неустойчивостей и в свою очередь являться источниками

ком низкочастотных ионно-звуковых волн. Механизмом генерации ионно-звуковых волн может быть параметрическая распадная неустойчивость. Приведенные оценки для порогового значения амплитуды волны накачки и инкремента развития неустойчивости показывают, что рассмотренный параметрический процесс может иметь место в ионосфере и магнитосфере Земли.

Войтенко Ю. М. Сверхальвеновские пучки и кинетические альвеновские волны в космической плазме. — Киев, 1989.—42 с.—(Препринт. АН УССР / Ин-т теор. физики; ИТФ-89-9Р).

Войтенко Ю. М., Кришталь А. Н., Юхимук А. К. и др. Токовая неустойчивость и генерация КАВ в магнитосфере Земли // Геомагнетизм и аэрономия.—1990.—30, № 3.—С. 402—406.

Юхимук А. К., Юхимук В. А., Кучеренко В. П. Нелинейный механизм генерации альвеновских волн в космической плазме // Кинематика и физика небес. тел.—1995.—11, № 5.—С. 71—77.

Юхимук В. А., Юхимук А. К. Параметрическое возбуждение верхнегиридных и ионно-звуковых волн в космической плазме // Кинематика и физика небес. тел.—1994.—10, № 6.—С. 67—73.

Chian A., Lopes S. R., Alves M. V. Nonlinear excitation of Longmuir and Alfvén Waves by auroral whistler waves in the planetary magnetosphere // Astron. and Astrophys.—1994.—288, N 3.—P. 981—984.

Hasegawa A., Chen L. Ring current instabilities in the magnetohydrodynamic frequency range // Ann. Geophys.—1992.—10, N 9.—P. 644—646.

Louarn P., Wahlund J. E., Chust T., et al. Observation of kinetic Alfvén by the Freja spacecraft // Geophys. Res. Lett.—1994.—21, N 17.—P. 1847—1850.

Wahlund J. E., Louarn P., Chust T., et al. On ion acoustic turbulence and the nonlinear evolution of kinetic Alfvén waves in aurora // Geophys. Res. Lett.—1994.—21, N 17.—P. 1831—1834.

Yukhimuk A. K., Kotsarenko N. Ja., Yukhimuk V. A. Nonlinear interaction of Alfvén waves in solar atmosphere // Study of the solar-terrestrial system: Proc. 26th ESLAB Symp. Killarney, 16—19 June 1992. — Noordwijk, 1992.—P. 337—341.

Zhou H. L., Kuo S. P. Cascading of the upper hybrid/electron Bernstein wave in ionospheric heating experiments // Phys. Fluids.—1994.—1, N 9.—P. 3044—3052.

---

#### NONLINEAR INTERACTION OF ALFVÉN WAVES AND IONIC ACOUSTIC WAVES IN A MAGNETIZED PLASMA

*A. K. Yukhimuk, O. G. Fal'ko, V. A. Yukhimuk, V. P. Kucherenko, and V. N. Fedun*

Nonlinear parametric interaction of kinetic Alfvén waves and ionic acoustic waves in a magnetized plasma is considered on the basis of the two-fluid MHD. A nonlinear dispersion equation describing three-wave interaction is obtained. Expression is found for the growth rate of parametric instability. The instability growth rate is proportional to electron inertia length. Therefore, this process is possible only if one takes the electron inertia for Alfvén waves into account. We use our theoretical results to explain some nonlinear processes in the ionospheric and space plasmas. For instance, the data from the recently launched "Freja" satellite show a close relationship between Alfvén wave activity and ionic acoustic wave activity within auroral energization regions. These spikes of electromagnetic turbulence are interpreted as kinetic Alfvén waves with a transverse scale of the order of the electron inertia length  $c/\omega_{pe} \sim 1$  km).

УДК 528.8.003:553.98

## Інформация актуальних проблем ІСЗ «Січ-1» в рішеннях нефтегазової геології

**В. М. Перерва<sup>1</sup>, В. И. Лялько<sup>1</sup>, В. Е. Филиппович<sup>1</sup>, П. Ф. Шпак<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> Центр аерокосмічних досліджень Землі НАН України, Київ

<sup>2</sup> Інститут геологічних наук НАН України, Київ

*Надійшла до редакції 09.08.96*

Розглядаються результати досліджень щодо комплексного використання інформації ІСЗ «Січ-1» у вивченні закономірностей розміщення промислових скоплень вуглеводнів, їх зв'язку з сучасною геодинамікою і прогнозуванням нафтогазопошукових об'єктів на прикладі Азово-Чорноморського регіону. Отримані дані свідчать про можливості підвищення ефективності геологорозвідки нафти та газу, рядуrudних і нерудних корисних копалин на основі комплексного використання супутникової інформації.

Среди важнейших проблем нефтегазовой геологии важное место занимает вопрос закономерностей размещения промышленных скоплений углеводородов (УВ). Наибольшую актуальность этот вопрос приобретает для старых нефтегазодобывающих регионов, характеризующихся устойчивой тенденцией падения уровня нефтегазодобычи, преодоление которой в радикальной форме возможно лишь на основе открытия новых месторождений. К числу таких регионов относятся практически все нефтегазоносные территории Украины, за исключением, пожалуй, Азовского и шельфовых зон Черного морей. Низкий уровень нефтегазодобычи в Азово-Черноморском регионе связан с рядом факторов, одним из которых является недостаточная степень его изученности и недостаточный объем поискового бурения. Вопрос познания закономерностей размещения промышленных скоплений УВ актуален, тем не менее, как для старых нефтегазодобывающих регионов, так и для слабоизученных регионов. Познание хотя бы некоторых сторон этого вопроса позволяет повысить уровень оптимизации нефтегазопоискового процесса, сократить сроки и снизить

затраты, связанные с выявлением залежей УВ, более целенаправленно осуществлять тактику и стратегию геологоразведочных работ.

Из большого числа многообразных факторов, определяющих закономерности размещения промышленных скоплений УВ, в последние годы в связи с развитием дистанционных методов зондирования Земли и широким внедрением инструментальных методов изучения современной геодинамики большое внимание уделяется геодинамическому фактору (Сидоров и др. 1989). Многими исследователями признается контролирующая роль этого фактора в размещении промышленных скоплений УВ, имеющих вторичную природу и обусловленных развитием процессов переформирования залежей нефти и газа.

Исследованиям по рассматриваемому направлению был подвергнут Азово-Черноморский регион, как наиболее перспективный для обнаружения промышленных скоплений УВ. Исследования носили комплексный характер, заключающийся в синтезе спутниковой и геолого-геофизической информации. Спутниковая информация представлена данными,

Рис. 1. Схема размещения геодинамических узлов и промышленных скоплений углеводородов в Азово-Черноморском регионе: 1 — глубинные разломы; 2 — геодинамические узлы; 3 — промышленные скопления углеводородов; 4 — газовые источники на морском дне

полученными сканирующим устройством МСУ-С в спектральных диапазонах  $\lambda\lambda$  0.5—0.7 и 0.7—1.0 мкм. Разрешение на местности — около 410 м.

Исходная информация была подвергнута фотолабораторной, оптико-электронной и компьютерной обработке по специально разработанным методам и программам. Это обеспечило повышение уровня информативности исходных материалов в аспекте поставленной задачи. По этим данным в Азово-Черноморском регионе выявлена плотная сеть региональных и трансрегиональных глубинных разломов субмеридиональной, субширотной и диагональной ориентировок. На пересечении глубинных разломов различных простираций дешифрируются своеобразные структурные образования — геодинамические узлы, представляющие собой субвертикальные флюидопроводящие структуры.

Комплексный анализ материалов ИСЗ «Січ-1» и геолого-геофизических исследований показывает,

что все известные в рассматриваемом регионе промышленные скопления УВ пространственно связаны с выявленными геодинамическими узлами (Голицинское, Шмидта, Джанкойское, Стрелковое, Северо-Керченское, Приазовское, Морское, Сигнальное, Октябрьское, Прибрежное месторождения) (рис. 1). Южная часть северо-западного шельфа Черного моря исследованиями не охвачена, поэтому судить о связи месторождений Штормового, Архангельского, Одесского, Крымского с геодинамическими узлами не представляется возможным. Тем не менее можно считать исходя из однотипности геологических условий, что такая связь имеет место.

Месторождения занимают центральное, либо периферийное положение в пределах поля геодинамического узла. Не исключено, что при наличии гидродинамической связи с более удаленными участками обрамления промышленные скопления УВ

могут занимать и более удаленное положение по отношению к геодинамическому узлу. В поперечнике размеры геодинамического узла достигают 15–20 км. Связь промышленных скоплений УВ рассматриваемого региона с геодинамическими узлами является закономерной и не носит случайного характера. Несмотря на то, что выполненные исследования являются предварительными и оперативными, они в полной мере позволяют принять однозначно указанные выше утверждения. Подтверждением этого является как факт планового совпадения известных промышленных скоплений УВ с геодинамическими узлами, так и полученные оперативные данные по поисковым и разведочным площадям.

Связь промышленных скоплений УВ Азово-Черноморского региона с геодинамическими узлами как флюидопроводящими структурами свидетельствует о вторичной их природе, а их формирование связано с новейшим этапом тектогенеза. При этом, вероятно, основную роль играли периодически возобновляющиеся процессы вертикальной миграции УВ при некотором консерватизме процессов перестройки структурных планов. Вертикальная миграция УВ, как уже отмечалось, связывается в основном с геодинамическими узлами — своеобразными субвертикальными структурами в земной коре. Процессы вертикальной миграции УВ и переформирования залежей в рассматриваемом регионе на некоторых его участках могли перерастать в процессы частичного или полного разрушения скоплений УВ. Не исключено, что отрицательные результаты нефтегазопоисковых работ по некоторым площадям обусловлены воздействием этих процессов. Широкое развитие латеральной миграции, по нашему мнению, ограничивалось блоковым характером строения рассматриваемого региона, что способствовало формированию вторичных промышленных скоплений УВ в зоне геодинамического узла, либо на незначительном удалении от него.

Рассматривая связь промышленных скоплений УВ с геодинамическими узлами как закономерную, правомерно считать целесообразным постановку исследований этого направления на наиболее перспективных площадях как шельфовых зон, так и суши Украины. При этом, как показали ранее выполненные исследования, рассматриваемый методический прием поиска на шельфе целесообразно комплексировать с данными тепловой космической съемки (Перерва, 1993), получаемыми с ИСЗ серии NOAA и других. Такое комплексирование позволяет конкретизировать положение объекта поиска и расширяет сферу использования информации с ИСЗ «Січ-1».

Как уже отмечалось выше, размеры геодинамических узлов в поперечнике достигают 15–20 км. Субвертикальное структурное образование в земной коре указанных размеров представляет собой гетерогенную систему: в ней участки высокой проницаемости земной коры (очаги разуплотнения) перемежаются с участками низкой проницаемости. Поперечные размеры очагов разуплотнения не превышают 300–350 м. Их распределение в пределах геодинамического узла, как показали исследования, выполненные в 1987 г. на площади Каменной Западно-Сибирской нефтегазоносной провинции, определяется тектонофизическими свойствами пересекающихся зон глубинных разломов (рис. 2). С очагами разуплотнения связана локализация наиболее высоких фильтрационно-емкостных свойств пород. Для сравнения можно отметить, что если вне очага разуплотнения суточные дебиты скважины составляют не более 3–5 т нефти, то в пределах очага разуплотнения он достигает 120 т. Как видно, выявление рассматриваемых структур является важной не только научной, но и практической задачей на стадии разработки месторождений, позволяющей наиболее рационально размещать эксплуатационные скважины и обеспечить получение наибольшего объема извлекаемой нефти. Это условие базируется на установленных фактах отсутствия гидродинамической связи между отдельными очагами разуплотнения или их группами. Прогнозирование очагов разуплотнения, связанное с изучением внутренней структуры геодинамических узлов, осуществляется также по данным спутниковой информации, получаемой в различных зонах спектра электромагнитных колебаний. В этой связи является перспективным постановка рассматриваемых исследований в пределах Днепровско-Донецкой впадины с целью выявления вторичных коллекторов с высокими фильтрационно-емкостными свойствами в образованиях кристаллического фундамента и в отложениях осадочного чехла (площадь Чернетчинская и другие). Это позволило бы существенно повысить эффективность разработки месторождений. Выполненные предварительные исследования по площадям Хухринской и Чернетчинской показали, что такое утверждение правомерно: пробуренные на этих площадях скважины, в которых получены удовлетворительные притоки, связанны с очагами разуплотнения.

Возможность изучения геодинамических узлов и их составных элементов — очагов разуплотнения по данным спутниковой информации связана с физико-химическими процессами, развивающимися в ландшафте в пределах этих структур. В частности, по данным исследований, выполненным

Рис. 2. Схема развития очагов разуплотнения в Тюменской свите площади Каменной (горизонт ЮК432): 1 — очаги разуплотнения; 2 — скважины разведочные и эксплуатационные, давшие высокодебитные притоки нефти

в Днепровско-Донецкой впадине (месторождения Новотроицкое, Рыбальское, Чернетчинское и некоторые другие), установлено, что в пределах указанных тектонических образований аномально изменена спектральная характеристика растений под воздействием мигрирующих к дневной поверхности углеводородных и глубинных газов. Характерные изменения наблюдаются в современном рельефе. Например, по ряду районов Закавказья в пределах очагов разуплотнения наблюдается формирование в условиях горного рельефа характерных мелкосопочниковых образований, характеризующихся оскудением растительности, развитием осыпей, своеобразной («перебитой») структуры поверхностных отложений. По некоторым регионам (преимущественно с болотно-таежным типом ландшафта) с такими структурами связано формирование озер. Не ставя в данной статье задачу более широкого

рассмотрения географии развития рассматриваемых тектонических образований, отметим лишь, что их развитие в земной коре является планетарным и рассматривается как одно из свойств земной коры. Корни геодинамических узлов, учитывая их связь с глубинными разломами, достигает, надо полагать, подкоровых частей. Одним из проявлений этого, по-нашему мнению, является магматический вулканизм, наличие в составе флюидов вертикального миграционного потока глубинных компонентов. С геодинамическими узлами связаны не только магматические, но и грязевые вулканы. Связь последних с разрывными структурами установлена достаточно полно и отмечается многими исследователями по территории Керченского и Таманского полуостровов, Кавказа, Азовского и Черного морей и ряда других регионов (Буниат-Заде, 1994; Шнюков и др., 1986).

Обладая свойством планетарного явления геодинамические узлы являются своеобразными каналами «дыхания» планеты. Через них происходит выброс в окружающее пространство пластовых и глубинных флюидов, когда давление в содержащих их системах достигает критических значений. Вероятно, эти тектонические образования играют определенную роль в достижении равновесного теплового баланса в саморазвивающейся и самосохраняющейся системе, каковой является Земля.

Играя важную роль в структуре земной коры, рассматриваемые тектонические образования контролируют пространственную локализацию флюидов. Это важное свойство геодинамических узлов играет определяющую роль в закономерностях размещения промышленных скоплений не только УВ, но и некоторых других полезных ископаемых, формирование которых связано с процессами вертикальной миграции в земной коре. Сюда относится большая группа гидротермальных месторождений, а также некоторых генетических разновидностей месторождений термальных, бальнеологических, минеральных и пресных вод, а также некоторых других месторождений. Поэтому изучение рассматриваемых тектонических образований как планетарного явления представляет важную как научную, так и практическую задачу. К изложенному следует отнести также важную роль геодинамических узлов и очагов разуплотнения в пространственном размещении так называемых трубок взрывов. Изучение закономерностей их размещения определяет возможность повышения уровня эффективности методики поиска месторождений алмазов.

Практически не изученной остается роль геодинамических узлов в формировании геопатогенных зон. Учитывая тот факт, что с геодинамическими узлами связано ландшафтное проявление аномальных концентраций ряда экологически опасных глубинных компонентов (радона, ртути, сероводорода, некоторых тяжелых металлов и других), а также аномальный характер большинства геофизических полей (сейсмического, магнитного и некоторых других), эта роль представляется значительной и заслуживает пристального изучения. К этой же категории следует отнести проблему загрязнения артезианских бассейнов радионуклидами и прочими экологически опасными химическими веществами за счет проникновения их с поверхностными водами по рассматриваемым флюидопроводящим каналам. В последнее время к решению этой проблемы активно привлекаются материалы дистанционного зондирования. Однако, на наш взгляд, выявление флюидопроводящих структур методически некоторыми исследователями осуществляется ме-

нее достоверно. Суть этого заключается в том, что выявление геодинамических узлов как флюидопроводящих структур осуществляется рядом исследователей не непосредственным их дешифрированием, а как следствие пересечения отдешифрированных разрывных нарушений, т. е. методически выявление флюидопроводящих структур связывается с этапом анализа отдешифрированных линеаментов. Но как показал опыт наших исследований, не всякое механически рассматриваемое пересечение линеаментов представляет собой флюидопроводящую структуру. Флюидопроводящую структуру только в том случае можно считать таковой, если она отдешифрирована по индикационным признакам флюидопроводящей структуры. Разработка геоиндикационных признаков этих структур, как и их дешифрирование, требует большого практического навыка и необходимого научного обоснования. В проблеме изучения геодинамических узлов как флюидопроводящих структур слабо изученным является механизм динамики флюидов. В свете имеющихся данных можно принять в качестве рабочей следующую модель этого механизма. Основным его звеном, обеспечивающим или обуславливающим развитие процессов флюидоперетока, является изменение давлений в рассматриваемой флюидопроводящей структуре. Изменение давлений носит пульсационный характер и зависит как от факторов, относящихся к внутреннему строению Земли, так и от факторов, порождаемых взаимодействием Земли с другими планетами. Известно, например, предположение о разнотипной циркуляции вещества мантии в положениях перигалактия и апогалактия (4). В этих экстремальных точках орбиты Солнечной системы во внешней оболочке земного шара проявляются разноплановые тектонические деформации, обусловленные его периодическим полярным сжатием и растяжением, что вызывает изменение давлений в природных резервуарах различных типов.

По представлениям других исследователей (Баренбаум, 1994) изменение геодинамических режимов связано с космическими факторами, выражавшимися воздействием на Землю процессов в период нахождения Солнечной системы в струйных потоках Галактики. Из большого числа факторов можно также отметить изменение ротационного режима Земли и многие другие. Движение флюидов в зоне геодинамического узла, как уже отмечалось, связано с изменением давлений как в самой рассматриваемой структуре, так и в смежных с ней зонами. При этом, как показали результаты инструментальных исследований в зонах глубинных разломов (Сидоров и др. 1989) поле напряженно-

деформированного состояния земной коры характеризуется мигрирующими и взаимно пересекающимися волнами сжатия-растяжения, которые собственно и обуславливают эффект тектонического разуплотнения пород и снижения давлений за счет резкого снижения геодинамической составляющей в величине горного давления. Мигрирующие волны развиваются как в горизонтальной, так и в вертикальной плоскости. Природа их разнообразна, что определяет и разную величину периода каждого типа волн (суточные, годовые, вековые и более длительных периодов). Вероятно, с волнами растяжения, мигрирующими в вертикальной плоскости от глубинных к поверхностным горизонтам, связано формирование отмечаемых в последнее время горизонтальных зон разуплотнения в земной коре. Мигрирующий характер волн растяжения обуславливает движение флюида. Последняя, таким образом, имеет характер флюидонесущей. Внедрение мигрирующего пластового или глубинного флюида в смежные с геодинамическими узлами природные резервуары определяется соотношением в них давлений.

Исследования показали высокую эффективность информации ИСЗ «Сич-1» при решении важнейших вопросов нефтегазовой геологии, затрагивающих в свою очередь топливно-энергетическую проблему Украины. Необходимо в ближайшие год-два в этой связи завершить разработку научной основы геодинамического подхода к методике нефтегазопоисковых работ и выполнить в последующие годы эти исследования в производственном режиме на наиболее нефтегазоперспективных площадях Украины. Это будет способствовать также повышению уровня

научной и практической значимости Государственной космической программы Украины.

- Баренбаум А. А. Роль космогенного фактора в геодинамике // Напряжения в литосфере (глобальные, региональные, локальные): Тез. докл. Первого междунар. семинара. — М.: Изд-во ИГиРГИ, 1994.— С. 13.
- Буният-Заде З. А. Газонефтяной вулканализм и нефтегазоносность // Напряжения в литосфере (глобальные, региональные, локальные): Тез. докл. Первого междунар. семинара. — М.: Изд-во ИГиРГИ, 1994.— С. 23—24.
- Грязевые вулканы Керченско-Таманской области / Е. Ф. Шинников, Ю. В. Соболевский, Г. И. Гнатенко и др. — Киев: Наук. думка, 1986.—152 с.
- Никешин Ю. Д. Динамическая структура Земли (Обзор современных представлений о внутреннем строении Земли и глобальных закономерностях ее геологического развития). — М.: Наука, 1992.—44 с.
- Перерва В. М. Аномалии температур морской поверхности Черного моря как геоиндикаторы структуры земной коры и скоплений углеводородов // Геол. журн.—1993.—№ 6.— С. 46—52.
- Современная геодинамика и нефтегазоносность / В. А. Сидоров, М. В. Багдасарова, С. В. Атанян и др. — М.: Наука, 1989.—200 с.

#### INFORMATION FROM THE "SICH-1" SATELLITE USED IN SOLVING ACTUAL PROBLEMS IN THE OIL-GAS GEOLOGY

*V. M. Pererva, B. I. Lyal'ko, V. E. Filippovich, and P. F. Shpak*

We discuss some results of the complex use of information from the "Sich-1" satellite for studying the distribution of commercial hydrocarbon accumulation, its relation to recent geodynamics and for prognostication of oil and gas resources in the Azov — Black Sea region. These data demonstrate possibilities for improving the geological exploration of oil and gas, ore and non-ore minerals on the basis of information obtained from Earth satellites.

УДК 629.7.054

# Волновые процессы в механических системах космического аппарата под влиянием акустического излучения

В. В. Каракун, Н. В. Гнатейко

Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут», Київ

*Надійшла до редакції 28.05.96*

Аналізується взаємодія акустичної хвилі тиску, що пройшла через вікно у зовнішній циліндричній оболонці, з внутрішнім циліндром, з'єднаним із зовнішнім пружним зв'язком.

Исследования последних лет показали, что акустическое излучение маршевых двигателей КА может оказывать существенное влияние на физико-механические свойства элементов его конструкции. Это влияние в пределах упругого взаимодействия проявляется в возникновении нежелательных волновых процессов, имеющих широкий частотный диапазон. Наиболее опасный характер эти явления принимают при возникновении пространственного резонанса, или волнового совпадения (Каракун, 1990). Поэтому анализ особенностей этого взаимодействия представляет собой достаточно сложную и вместе с тем актуальную проблему, имеющую как научное, так и прикладное значение.

Пусть внешнее возмущающее воздействие в виде акустической волны давления проходит через окно протяженностью  $L$  в цилиндрической круговой оболочке и действует на находящуюся внутри другую круговую цилиндрическую оболочку, соединенную с первой упругой связью.

К такой расчетной механической модели могут быть приведены, например, некоторые типы серийно выпускаемых промышленностью дифференцирующих и интегрирующих гироскопов в поплавковом исполнении, нашедших широкое применение как в командно-измерительных комплексах, так и в качестве чувствительных элементов гиростабилизованных платформ. Динамическое состояние та-

кой механической системы описывается системой уравнений (Шендеров, 1972):

$$\begin{aligned} \omega^2 \rho V + \frac{\partial^2 V}{\partial \beta^2} + \frac{1 - \sigma}{2} \frac{\partial^2 V}{\partial x} + \frac{\partial W}{\partial \beta} &= 0, \\ \omega^2 \rho W + \frac{\partial V}{\partial \beta} + (c^2 \nabla^2 \nabla^2 + 1)W &= \\ = F(x, x_0, \beta, t) \delta(x - x_0) + P(x, \beta, t), \end{aligned} \quad (1)$$

$$F(x, x_0, \beta, t) = c_1 [U(x, x_0, \beta, t) - W(x, x_0, \beta, t)].$$

Здесь  $V$ ,  $W$  — перемещения поверхности наружной оболочки соответственно в касательной и поперечной плоскостях;  $U$  — поступательное перемещение внутренней оболочки;  $\rho$  — плотность материала;  $c$  — коэффициент;  $\nabla^2$  — бигармонический оператор;  $\omega$  — частота падающей волны давления в  $\text{с}^{-1}$ ;  $c_1$  — коэффициент жесткости упругой связи;  $x$ ,  $\beta$  — безразмерные координаты в долях радиуса  $R$  наружной оболочки вдоль ее образующей и по дуге поперечного круга соответственно;  $\delta(x - x_0)$  — дельта-функция Дирака, выражаяющая особенности крепления упругой связи.

Таким образом,  $-L < x < L$ ,  $-L < x_0 < L$  для наружной оболочки, а  $-\infty < x < +\infty$  — для внутренней;  $F(x, x_0, \beta, t) = 0$ ,  $\in x$ ,  $|x| > L$ .

И хотя решение системы уравнений (1) ищется для значений  $x \rightarrow \pm \infty$ , известный интерес представляет и более узкая задача нахождения нулевых решений этой системы при  $x \rightarrow \pm \infty$  с одновременным обращением в нуль всех их производных.

Представим внешнее возмущение  $F(x, x_0, \beta, t)$  и искомые функции  $V(x, x_0, \beta, t)$  и  $W(x, x_0, \beta, t)$  в виде тригонометрических рядов Фурье по переменной  $\beta$  ( $0 \leq \beta \leq 2\pi$ ):

$$\begin{aligned} F(x, x_0, \beta, t) &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} F_m(x) \exp(im\beta); \\ V(x, x_0, \beta, t) &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} V_m(x) \exp(im\beta); \\ W(x, x_0, \beta, t) &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} W_m(x) \exp(im\beta), \end{aligned} \quad (2)$$

где  $m$  — число полуволн изгиба оболочки в поперечном сечении.

Коэффициенты Фурье этих функций, а точнее их комплексные амплитуды, зависят еще и от прочих параметров системы (1). Исходная система уравнений (1) теперь может быть преобразована к системе двух обыкновенных дифференциальных уравнений относительно переменных  $V_m(x)$  и  $W_m(x)$ :

$$\begin{aligned} (\omega^2\rho - m^2)V_m(x) + \frac{1-\sigma}{2}V_m(x) + imW_m(x) &= 0; \\ imV_m(x) + (\omega^2\rho + 1 + c^2m^4r^{-4})W_m(x) - \\ - 2c^2m^2r^{-2}W_m(x) + c^2W_m^{(4)}(x) &= F_m(x), \\ m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \end{aligned} \quad (3)$$

Пусть  $m = 0$ . Тогда перемещение точки крепления упругой связи в поперечной плоскости будет равно

$$\begin{aligned} W_0(x) &= \exp(\mu x) \times \\ &\times [B_1 - I_1(x)] \cos \mu x + [B_2 - I_2(x)] \sin \mu x + \\ &+ \exp(-\mu x) [B_3 - I_3(x)] \cos \mu x + [B_4 - I_4(x)] \sin \mu x, \end{aligned} \quad (4)$$

где

$$\begin{aligned} \mu^4 &= (\omega^2\rho + 1)(4c^2)^{-1}; \\ I_1(x) &= (4\sqrt{2}c^2\mu^3)^{-1} \int_0^x \exp(-\mu\xi) F_0(\xi) \sin \left( \mu\xi + \frac{\pi}{4} \right) d\xi; \\ I_2(x) &= (4\sqrt{2}c^2\mu^3)^{-1} \int_0^x \exp(-\mu\xi) F_0(\xi) \sin \left( \mu\xi - \frac{\pi}{4} \right) d\xi; \end{aligned}$$

$$I_3(x) = (4\sqrt{2}c^2\mu^3)^{-1} \int_0^x \exp(\mu\xi) F_0(\xi) \sin \left( \mu\xi - \frac{\pi}{4} \right) d\xi;$$

$$I_4(x) = - (4\sqrt{2}c^2\mu^3)^{-1} \int_0^x \exp(\mu\xi) F_0(\xi) \sin \left( \mu\xi - \frac{\pi}{4} \right) d\xi;$$

Так как ищутся решения, ограниченные при  $x \rightarrow \pm\infty$ , а носитель функции  $F(x)$  конечен по величине и равен нулю  $F(x) = 0$  при  $|x| > L$ , то, естественно, будут иметь место равенства:

$$\begin{aligned} I_1(x) &= \text{const}; & I_2(x) &= \text{const}, \quad \text{если } x > L; \\ I_3(x) &= \text{const}; & I_4(x) &= \text{const}, \quad \text{если } x < -L. \end{aligned}$$

Анализ показывает, что при  $x \rightarrow \pm\infty$  полученное решение экспоненциально стремится к нулю вместе со всеми производными по  $x$ , что означает отсутствие особенностей на краях внутреннего цилиндра.

Решение системы уравнений (3) для всех других значений  $m \neq 0$ :

$$\begin{aligned} W(x, x_0, \beta, t) &= \\ = \sum_{m=-\infty}^{\infty} im^{-1} \left[ (\omega^2\rho - m^2)V_m(x) + \frac{1-\sigma}{2}V_m(x) \right] \exp(im\beta). \end{aligned} \quad (5)$$

Эта формула содержит также произвольные постоянные, которые должны быть такими, чтобы сходились ряды. Но и при выполнении этих требований, они определяются не единственным образом.

Искомые функции  $V(x, x_0, \beta, t)$  и  $W(x, x_0, \beta, t)$  можно определить однозначно, если подчинить их каким-нибудь дополнительным условиям, например, чтобы они стремились к нулю при  $x \rightarrow \pm\infty$ .

Очевидно, что наибольший практический интерес представляет анализ функций  $W(x, x_0, \beta, t)$ , так как упругие перемещения поверхности наружного цилиндра в плоскости шпангоута и продольной плоскости вызывают поступательное перемещение  $U(t)$  внутреннего подвижного цилиндра вследствие его механического соединения посредством упругой связи  $c_1$  с наружным цилиндром:

$$\begin{aligned} U(t) &= l \cos(c_1 m^{-1})^{1/2} t + \\ &+ \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \left[ \omega^2\rho - m^2 - \frac{1-\sigma}{2} \left( \frac{n\pi}{L} \right)^2 \right] \times \\ &\times \left\{ \left[ m^2 + \left[ \omega^2\rho - m^2 - \frac{1-\sigma}{2} \left( \frac{n\pi}{L} \right)^2 \right]^2 \right] \times \right. \\ &\left. \left\{ \left[ (\omega^2\rho + 1) + c^2 [(mr^{-1})^2 + (n\pi L^{-1})^2] \right] \right\}^{-1} \times \right. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \times(nL)^{-1} \left\{ \sin \frac{n\pi x_0}{L} \int_0^{2\pi} F(x, x_0, \beta, t) \exp(-im\beta) d\beta + \right. \\ & + \left[ 1 - (-1)^n \right] \int_0^{2\pi} \frac{1}{2} P_0 \sum_{m=0}^{\infty} \varepsilon_m (-1)^{m1} I_{m1}(kr) \times \\ & \times \left. \{ [\exp(im_1\beta) + \exp(-im_1\beta)] \} \exp(im\beta) \sin \frac{n\pi x_0}{L} \right\}. \end{aligned}$$

Здесь

$$P(r; \beta) = P_0 \sum_{m=0}^{\infty} \varepsilon_{m1} (-1)^{m1} I_{m1}(kr) \cos m_1 \beta;$$

$k$  — волновое число;  $m, n$  — соответственно номера поперечных и продольных форм колебаний наружной оболочки;  $P_0$  — звуковое давление;  $I_{m1}(kr)$  — функция Бесселя.

Анализ возмущенного движения внутреннего цилиндра показывает, что в системе возможно как взаимное подавление влияния  $m$  и  $n$  форм колебаний при справедливости равенства

$$\omega^2 \rho - m^2 - \frac{1-\sigma}{2} (n \pi L^{-1})^2 = 0,$$

так и возникновение резонанса с последующим увеличением размаха колебаний внутреннего цилиндра при справедливости равенства

$$\begin{aligned} & \left[ \omega^2 \rho - m^2 - \frac{1-\sigma}{2} \left( \frac{n\pi}{L} \right)^2 \right] \times \\ & \times [( \omega^2 \rho + 1 ) + c^2 [ (mr^{-1})^2 + (n\pi L^{-1})^2 ]^2] + m^2 = 0. \end{aligned}$$

Последнее равенство позволяет также определить значения резонансных частот  $\omega_p$ .

Таким образом, обобщая сказанное, можно сделать следующие выводы. Состояние поверхности наружной оболочки характеризуется двумя искомыми функциями —  $V(x, x_0, \beta, t)$  и  $W(x, x_0, \beta, t)$ , а точка с координатами  $x, \beta$  лежит в бесконечной

полосе  $S\{(x, \beta)\}; -\infty < x < +\infty; 0 \leq \beta \leq 2\pi$ . Эти функции зависят от плотности внешней нагрузки  $F(x, x_0, \beta, t)$ .

При всех значениях  $x_0$  и  $t$  внешнее воздействие сосредоточено в конечном прямоугольнике  $\Pi\{(x; \beta), -L \leq x \leq L, 0 \leq \beta \leq 2\pi\} \subset S$  полосы  $S$  и равно нулю вне этого прямоугольника. Предполагается, что  $-L < x_0 < L$ .

Итак, задача является граничной — ищутся все решения системы уравнений (3), ограниченные в полосе  $S$ , либо равные нулю при  $x \rightarrow \pm \infty, \beta \in \beta, 0 \leq \beta \leq 2\pi$ . Это означает, что анализируются возможные варианты перемещения краев внутреннего цилиндра при акустическом воздействии, проходящем внутрь только через полосу  $S$ .

Границные условия исходной задачи могут быть сформулированы и более жестко, например, не только в виде ограничения решения в полосе  $S$ , но и в стремлении к нулю при  $x \rightarrow \pm \infty$  вместе со всеми своими производными при любой допустимой акустической нагрузке. Это приведет к необходимости выполнения требования ограничения величины перемещения краев внутреннего цилиндра, либо вообще их отсутствия.

Карачун В. В. Об особенностях акустического нагружения пластин конечных размеров // Проблемы прочности.—1990.—№ 10.—С. 93—96.

Шендеров Е. Л. Волновые задачи гидроакустики. — Л.: Судостроение, 1972.—348 с.

#### WAVE PROCESSES IN SPACECRAFT MECHANICAL SYSTEMS UNDER THE INFLUENCE OF ACOUSTIC EMISSION

*V. V. Karatchun and N. V. Gnateiko*

The interaction is analysed between the acoustic pressure wave passed through a window in the outer cylindric cover with the inner cylinder linked resiliently with the outer one.

УДК 629.7.054

## Проходження волни избыточного давлення через многофазну механіческу структуру

В. В. Каракун

Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут», Київ

*Надійшла до редакції 29.03.96*

Аналізується динамічний стан широко застосовуваної в авіаційній техніці механічної системи з двох коаксіальних кругових циліндрів під дією акустичного випромінювання. Розглядаються кілька випадків механічного зв'язку між циліндрами.

Акустическое излучение, обусловленное работой маршевых двигателей КА, как известно, оказывает существенное влияние как на механические системы конструкции носителей, так и на комплектующие элементы. В первую очередь это касается бортовой электронно-вычислительной аппаратуры и приборов командно-измерительного комплекса.

Практический интерес представляет решение прикладных задач упругого взаимодействия полигагратных механических систем в виде многофазных структур с внешними возмущающими акустическими воздействиями.

Рассмотрим часто встречаемую механическую систему в виде двух коаксиальных круговых цилиндров, разделенных, например, тяжелой хлор- или фторорганической жидкостью. Такие конструкции встречаются, в частности, в навигационном оборудовании, когда возникает необходимость частичного или полного взвешивания отдельных узлов или целых приборов с целью уменьшения их погрешностей от кинематических, силовых и других возмущающих факторов.

Пусть наружный цилиндр имеет упругую поверхность, а внутренний — абсолютно твердую. Предположим также наличие у внутреннего цилиндра двух взаимно перпендикулярных плоскостей геометрической и массовой симметрии.

Рассмотрим наиболее общий случай, когда внешнее возмущающее воздействие передается к внут-

реннему цилинду не только через связывающую цилиндры упругую связь, но и через жидкость. Оставляя в стороне подробный анализ и описание механических свойств жидкости, решать задачу упругого взаимодействия будем, используя понятие потенциала скоростей падающей и дифракционной волн ( $\Phi$  и  $\varphi$  соответственно).

Предположим, что в окружающей цилиндр среде распространяется нестационарная волна давления с потенциалом  $\Phi(y - ct) = \Phi(\xi)$ , фронт которой в момент времени  $t = 0$  соприкасается с поверхностью исходно неподвижного цилиндра. В фазовой плоскости  $(y; t)$  функция  $\Phi(y - ct)$  сохраняет постоянное значение на линиях  $y - ct = \text{const}$ , поверхность  $U = \Phi(y - ct)$  — цилиндрическая с образующей, параллельной прямой  $y = ct$ , направляющая поверхности — кривая  $\Phi(y - ct)$  при  $t = 0$  (рисунок). Потенциал дифракционной волны примем в виде  $\varphi = \varphi(x; y; z; t)$ .

С учетом сделанных выше упрощающих предположений дифференциальные уравнения поступательного перемещения внутреннего цилиндра для нескольких вариантов механической связи между цилиндрами могут быть записаны в виде (Григорьев, Горшков, 1968):

$$\begin{aligned} M\ddot{U}(t) + b\dot{U}(t) + C_1 U(t) &= \\ &= \rho \iint_S \frac{\partial}{\partial t} [\Phi(y - ct) + \varphi(x; y; z; t)] \cos(n^\wedge, y) dS, \quad (1) \end{aligned}$$

возмущенное движение внутреннего цилиндра, определим с помощью преобразования Лапласа относительно переменной  $t > 0$ , считая потенциалы  $\Phi$  и  $\varphi$  удовлетворяющими условиям существования оригиналов преобразования. Тогда:

$$\begin{aligned} U(t) &\rightarrow U(p); \\ \ddot{U}(t) &\rightarrow p^2 U(p); \\ \Phi(y - ct) &\rightarrow \Phi(y - cp); \\ \varphi(x; y; z; t) &\rightarrow \varphi(x; y; z; p). \end{aligned}$$

Уравнение (1) в операторной форме примет вид

$$(Mp^2 + bp + C_1)U(p) = \rho \int_S p [\Phi(y - cp) + \varphi(x; y; z; p)] \cos(\hat{n}, y) dS. \quad (5)$$

Отсюда

$$\begin{aligned} U(p) = \rho \int_S p (Mp^2 + bp + C_1)^{-1} \times \\ \times [\Phi(y - cp) + \varphi(x; -y; z; -p)] \cos(\hat{n}, y) dS. \quad (6) \end{aligned}$$

Распространение нестационарной волны давления

где  $M$  — масса цилиндра;  $U(t)$  — перемещение внутреннего цилиндра вдоль оси  $y$ ;  $n$  — направление внешней нормали к поверхности  $S$  внутреннего цилиндра;  $b$  — коэффициент вязкого сопротивления;  $C_1$  — коэффициент жесткости упругой связи.

Потенциал  $\varphi$  подчиняется трехмерному волновому уравнению:

$$\Delta\varphi(x; y; z; t) = C^{-2} \frac{d^2\varphi(x; y; z; t)}{dt^2} = 0, \quad (2)$$

а начальные условия имеют вид:

$$\begin{aligned} \Phi(y - ct)|_{t=0} &= 0; \\ \varphi(x; y; z; t)|_{t=0} &= \frac{\partial\varphi(x; y; z; t)}{\partial t}|_{t=0} = 0. \quad (3) \end{aligned}$$

При  $r = [x^2 + y^2 + z^2]^{1/2} \rightarrow \infty$  потенциал волны  $\varphi(x; y; z; t) \rightarrow \infty$ , а на поверхности цилиндра имеют место граничные условия

$$\frac{\partial\varphi(x; y; z; t)}{\partial n} = -\frac{\partial\Phi(y - ct)}{\partial n} + \frac{dU(t)}{dt} \cos(\hat{n}, y). \quad (4)$$

Здесь  $r$  — радиус оболочки.

Определим закон поступательного перемещения  $U(t)$  внутреннего цилиндра под действием акустической волны давления.

**Цилиндры соединены упругой связью и демпфером.** Частное решение уравнения (1), т. е.

и введем обозначения:

$$\begin{aligned} \frac{b}{2M} &= \lambda; \quad \frac{b^2 - 4MC_1}{4M^2} = \omega^2, \quad \text{если } \frac{b^2 - 4MC_1}{4M^2} > 0; \\ \frac{4MC_1 - b^2}{4M^2} &= \gamma^2, \quad \text{если } \frac{b^2 - 4MC_1}{4M^2} < 0. \end{aligned}$$

Если  $\frac{b^2 - 4MC_1}{4M^2} > 0$ , то выражение (6) приобретает вид

$$\begin{aligned} U(p) = \rho \int_S \frac{p}{(p + \lambda) - \omega^2} \times \\ \times [\Phi(y - cp) + \varphi(x; y; z; p)] \cos(\hat{n}, y) dS. \end{aligned}$$

Переходя к оригиналу, имеем:

$$\begin{aligned} U(p) &= \rho M^{-1} \int_S \left[ \int_0^t \exp[-\lambda(t - \tau)] \times \right. \\ &\quad \times [\ch \omega(t - \tau) - \lambda \omega^{-1} \sh \omega(t - \tau)] \times \\ &\quad \left. \left\{ \times [\Phi(y - c\tau) + \varphi(x; y; z; \tau)] d\tau \right\} \cos(\hat{n}, y) dS = \right. \\ &= \rho M^{-1} \int_S [\Phi \cos(\hat{n}, y) + \varphi \cos(\hat{n}, y)] dS, \quad (7) \end{aligned}$$

что и является законом движения внутренней оболочки. Подставив заданные значения потенциалов падающей  $\Phi(y - ct)$  и дифракционной  $\varphi(x; y; z; t)$

волн, можем установить характер движения цилиндра.

Если же

$$\frac{b^2 - 4MC_1}{4M^2} < 0,$$

то формула (6) может быть записана в виде

$$U(p) = \rho M^{-1} \iint_S \frac{p}{(p + \lambda) - \gamma^2} \times \\ \times [\Phi(y - cp) + \varphi(x; y; z; p)] \cos(\hat{n}, y) dS$$

и частное решение принимает вид

$$U(p) = \rho M^{-1} \iint_S \left\{ \int_0^t \exp[-\lambda(t - \tau)] \times \right. \\ \times [\cos\gamma(t - \tau) - \lambda\gamma^{-1} \sin\gamma(t - \tau)] \times \\ \times [\Phi(y - c\tau) + \varphi(x; y; z; \tau)] d\tau \} \cos(\hat{n}, y) dS = \\ = \rho M^{-1} \iint_S [\Phi \cos(\hat{n}, y) + \varphi \cos(\hat{n}, y)] dS. \quad (8)$$

**Цилиндры соединены демпфером.** В этом случае в уравнении (1) можно исключить упругую связь, т. е. положить равным нулю коэффициент  $C_1$ . Рассуждая аналогично предыдущему, имеем:

$$U(t) = \rho M^{-1} \iint_S \left\{ \int_0^t \exp[-b(t - \tau)] \times \right. \\ \left. \times [\Phi(y - ct) + \varphi(x; y; z; \tau)] dt \right\} \cos(\hat{n}, y) dS. \quad (9)$$

**Цилиндры соединены упругой связью.** Для этого в уравнении (1) положим  $b = 0$ . Тогда

$$U(t) = \rho M^{-1} \iint_S \left\{ \int_0^t \cos\mu(t - \tau) \times \right. \\ \left. \times [\Phi(y - c\tau) + \varphi(x; y; z; \tau)] d\tau \right\} \cos(\hat{n}, y) dS, \quad (10)$$

где  $\mu = C_1 M^{-1}$ ,  $\mu > 0$ .

**Внутренний цилиндр свободен от закреплений.** В уравнении (1) полагаем  $b = 0$ ,  $C_1 = 0$ . Тогда

$$U(t) = \rho M^{-1} \iint_S [\Phi \cos(\hat{n}, y) + \varphi \cos(\hat{n}, y)] dS. \quad (11)$$

Таким образом, перемещения частиц жидкости будут определяться функциями  $\Phi$  и  $\varphi$  по формулам

$$\mathbf{V} = \text{grad}\Phi; \quad \mathbf{W} = \text{grad}\varphi, \quad (12)$$

причем  $\mathbf{V}$  — это перемещение, вызванное падающей волной, т. е. перемещение, которое имело бы место, если бы цилиндра в жидкости не было, а  $\mathbf{W}$  — дополнительное перемещение, обусловленное дифракцией.

Поскольку падающая волна распространяется

вдоль оси  $y$ :

$$\mathbf{V} = \frac{\partial\Phi}{\partial y} \mathbf{i} = iV,$$

функция  $\varphi$  подчиняется уравнению

$$\Delta\varphi = c^{-2} \frac{\partial\varphi}{\partial t}$$

и граничным условиям на поверхности цилиндра:

$$\frac{\partial\varphi}{\partial n} = -\frac{\partial\Phi}{\partial n} + U \cos(\hat{n}, y) = (U - V) \cos(\hat{n}, y). \quad (13)$$

Заметим, что если полный импульс акустического давления конечен по величине, то сходятся несобственные интегралы  $\lim_{t \rightarrow \infty} \Phi(y; t)$  и  $\lim_{t \rightarrow \infty} \varphi(y; t)$ , а перемещение  $V$  при  $t \rightarrow \infty$  останется конечным по величине, стремясь к некоторому пределу:

$$V_\infty = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{\partial\Phi}{\partial y}. \quad (14)$$

Поскольку  $\frac{\partial\varphi(x; y; z; t)}{\partial t} \Big|_{t=0} = 0$ , то при установившемся процессе, т. е. при  $t \rightarrow \infty$ , будет иметь место соотношение:

$$\frac{\partial\varphi(x; y; z; t)}{\partial t} \Big|_{t=\infty} = 0$$

и  $\lim_{t \rightarrow \infty} \varphi(x; y; z; t) = \varphi_\infty$ , причем  $\Delta\varphi_\infty = 0$ .

Потенциал падающей волны  $\Phi(y - ct)$ , а следовательно, и его интеграл не имеют особенностей внутри области, занимаемой цилиндром. На этом основании, в соответствии с формулой Остроградского, можно записать:

$$\rho \iint_S \Phi(y; t) \cos(\hat{n}, y) dS = \\ = \rho \iiint_{V_0} \frac{\partial\Phi(y; t)}{\partial y} dV_0 = \rho \iint_S V(y; t) dV_0,$$

где интегрирование ведется по всему объему, занимаемому внутренним цилиндром.

Тогда:

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \rho \iint_S V(y; t) dV_0 = \rho V_\infty \iint_{V_0} dV_0 = \rho V_\infty V_0 = M_0 V_\infty, \quad (15)$$

где  $\rho V_0 = M_0$  — масса вытесненной цилиндром жидкости.

Что касается второго интеграла выражений (7)–(10), то он может быть записан следующим образом:

$$\rho \iint_S \varphi \cos(\hat{n}, y) dS = \rho \iint_S (U - V)^{-1} \varphi \frac{\partial\varphi}{\partial y} dS.$$

Теперь для нахождения  $U(t)$  нужно знать функции  $\varphi(x; y; z; t)$ , определение которых при принятой выше общей постановке задачи, разумеется, невозможно. Однако, при решении прикладных задач наибольший интерес представляет определение только предельных значений перемещений ( $U_\infty = \lim_{t \rightarrow \infty} U(t)$ ).

Вообще говоря, такого предела может и не быть. Но в нашем случае, при ограничении величины полного импульса давления, частицы жидкости получат конечные перемещения и можно ожидать, что конечным будет и перемещение цилиндра.

Итак, пусть при  $t \rightarrow \infty$   $V \rightarrow V_\infty$ ,  $U \rightarrow U_\infty$ .

Тогда из уравнения (11) следует, что

$$U_\infty = M_0 V_\infty + \rho M^{-1} (U_\infty - V_\infty)^{-1} \lim_{t \rightarrow \infty} \iint_S \varphi \frac{\partial \varphi}{\partial n} dS. \quad (16)$$

и требуется определить лишь

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \iint_S \varphi \frac{\partial \varphi}{\partial n} dS = \iint_S \varphi_\infty \frac{\partial \varphi_\infty}{\partial n} dS. \quad (17)$$

Функция  $\varphi$  — гармоническая и затухает при  $r \rightarrow \infty$ , а на поверхности подчиняется условиям:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial n} = A \cos(n, y), \quad A = U_\infty - V_\infty = \text{const.}$$

Отсюда вытекает, что  $\varphi_\infty$  может быть отождествлено с потенциалом течения безграничной идеальной жидкости при движении в ней рассматриваемого цилиндра с постоянной скоростью  $A$  в направлении оси  $y$ . При этом нас интересует не сама эта функция, а лишь интеграл (17).

Преобразуем его по формуле Грина с учетом того, что при  $r \rightarrow \infty$  функция  $\varphi$  стремится к нулю как  $r^{-2}$ . Тогда получим:

$$\begin{aligned} \iint_S \varphi_\infty \frac{\partial \varphi_\infty}{\partial n} dS &= \frac{1}{2} \iint_S \frac{\partial(\varphi_\infty)^2}{\partial n} dS = \\ &= - \iint_{V_0} \left[ \left( \frac{\partial \varphi_\infty}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial \varphi_\infty}{\partial y} \right)^2 + \left( \frac{\partial \varphi_\infty}{\partial z} \right)^2 \right] dV_0. \end{aligned}$$

Интегрирование распространяется по всему объему, занятому окружающей цилиндр жидкостью и является, как известно, кинетической энергией идеальной несжимаемой жидкости (Кочин и др., 1948). Поэтому отсюда следует, что:

$$T = \frac{1}{2} \mu_y M_0 A^2, \quad (18)$$

где  $\mu_y$  — коэффициент присоединенной массы для рассматриваемого цилиндра при его движении вдоль оси  $y$ .

С учетом сказанного величина предельного перемещения цилиндра будет определяться формулой

$$M U_\infty = M_0 V_\infty - \mu_y M_0 A = M_0 V_\infty - \mu_y M_0 (U_\infty - V_\infty),$$

откуда

$$U_\infty = (1 + \mu_y)(\mu_y + M M_0^{-1}) V_\infty,$$

и предположение о существовании предельного значения перемещения не приводит к противоречию.

Рассматриваемую задачу можно решить и для тела произвольной формы, не только цилиндрической. В этом случае оно будет иметь перемещения вдоль всех трех координатных осей.

Следует заметить, что предположение о наличии двух плоскостей геометрической и массовой симметрии не исключает углового движения внутреннего цилиндра относительно продольной оси в случае акустического воздействия. Очевидно, что угол поворота в этом случае будет увеличиваться по линейному закону. Однако этот аспект динамики двухцилиндровой системы в данной работе не рассматривается.

Григорьев Э. Н., Горшков А. Г. Перемещение жесткого цилиндра под действием акустической волны давления // Прикл. механика. — 1968. — 4, № 10. — С. 1—5.  
Кочин Н. Е., Кильбель Н. А., Розе Н. В. Теоретическая гидромеханика. — Л., М.: ОГИЗ, 1948. — Ч. 1. — 535 с.

#### PASSAGE OF A REDUNDANCE PRESSURE WAVE THROUGH A MULTIPHASE MECHANICAL STRUCTURE

V. V. Karatchun

We analyse the resilient interaction between the components of a mechanical system, consisting of two circular cylinders which are connected mechanically and separated by a liquid. An expression is derived for the motion of the inner mobile cylinder under the pressure wave influence for some of mechanical links between the cylinders.

УДК 621.396

# О процедуре ускоренного поиска сигналов спутниковых радионавигационных систем

Л. П. Рофварг, В. В. Пискорж

Науково-дослідний інститут радіотехнічних вимірювань, Харків

*Надійшла до редакції 11.03.96*

Отримано і досліджено алгоритм обробки сигналів супутникових навігаційних систем, що забезпечує істотне скорочення часу їх пошуку. Виконано порівняння запропонованого алгоритму з типовими за швидкістю пошуку.

В настоящее время для целей координатно-временного обеспечения космических аппаратов находит применение аппаратура потребителя (АП) спутниковых навигационных систем ГЛОНАСС и NAVSTAR (см., например, Жалило и др., 1995). Вместе с тем особенности движения КА приводят к частой смене рабочего созвездия навигационных спутников и расширению диапазона изменения значений параметров навигационных сигналов (НС). В результате отдельные каналы АП значительную часть времени затрачивают на поиск НС, который должен осуществляться в достаточно сложных условиях, и качество координатно-временного обеспечения в целом снижается. В этой связи актуальной является разработка алгоритмов обработки НС, обеспечивающих сокращение времени их поиска при входении АП в радиосвязь. Решению этой задачи и посвящено данное сообщение.

Рассмотрим вначале общепринятую процедуру поиска НС, модулированного известной псевдослучайной последовательностью (ПСП). Цикл (период) ПСП равен  $T_n$ , ее длина  $n$  символов. Диапазон неопределенности частоты несущей —  $\Delta f$ ; причем  $\Delta f T_n \gg 1$ . При поиске слабого НС область неопределенности по частоте и задержке разбивается соответственно на ряд ячеек с номерами  $i$  и  $j$  ( $i = 1, 2, \dots, g \geq m = 2\Delta f T_n$ ) ( $j = 1, 2, \dots, h \geq n$ ), размеры которых отвечают требуемому разреше-

нию. Поиск сигнала ведут путем последовательного перебора ячеек по процедуре, оптимальной для сигнала с известными параметрами, т. е. по корреляционной процедуре, до его обнаружения в той ячейке, координаты которой согласуются с параметрами принимаемого сигнала. При времени анализа в каждой ячейке  $T_a$  максимальная продолжительность поиска здесь достигает значения  $T_n = mT_a$  при  $g = m$  и  $h = n$  (без учета пропусков сигнала и ложных тревог).

Данная процедура поиска представляется малоэффективной, поскольку поиск по частоте и поиск по задержке здесь совмещены; если при раздельном поиске по частоте и задержке общее число обследуемых ячеек равно  $n + m$ , то здесь оно равно произведению  $n \times m$ .

Рассмотрим процедуру поиска сигнала, которая при последовательном переборе возможных значений частоты не требует одновременного перебора возможных значений задержки сигнала и, в то же время, по своим энергетическим характеристикам не уступает общепринятой процедуре.

Анализируемая суперпозиция принимаемого сигнала с шумом имеет вид

$$u(t) = S(t - \tau) \sin(\omega_c t + \varphi_n) + n(t), \quad (1)$$

где  $S(t - \tau)$  — модулирующая ПСП, задержка  $\tau$  которой подлежит определению;  $\omega_c$  — частота не-

сущей (сигнала промежуточной частоты), которая подлежит определению;  $\varphi_h$  — неизвестная начальная фаза сигнала (несущественный параметр);  $n(t)$  — нормальный стационарный шум.

Мощность сигнала равна  $p_s$ , мощность шума —  $p_n$ , причем  $p_s \ll p_n$ .

При оптимальной обработке, когда параметры специально формируемого и коррелируемого с принятым опорного сигнала совпадают в «той» ячейке с параметрами принимаемого сигнала, отношение сигнал/шум на выходе коррелятора с временем интегрирования  $T_u$  равно

$$\rho_{\text{опт}} = n \frac{p_s}{p_n}. \quad (2)$$

Если отказаться от перебора возможных значений задержки опорного сигнала и в качестве опорного сигнала использовать тот же принятый сигнал, т. е. реализовать автокорреляционный прием, в рассматриваемом случае, когда  $p_s \ll p_n$ , отношение сигнал/шум на выходе коррелятора существенно ухудшится.

Действительно, пусть частота и фаза сигнала определены точно, тогда при автокорреляционном приеме видеосигнала  $S(t - \tau)$ , когда выходной эффект формируется в виде

$$Y = \int_0^{T_u} [S(t - \tau) + n(t)]^2 dt, \quad (3)$$

отношение сигнал/шум на выходе коррелятора примерно равно (Витерби, 1966):

$$\rho \approx n \left( \frac{p_s}{p_n} \right)^2, \quad (4)$$

и, так как  $p_s \ll p_n$ , то  $\rho \ll \rho_{\text{опт}}$ .

Для того, чтобы отношение сигнал/шум на выходе коррелятора было таким же, как и при оптимальной обработке, введем операцию усреднения принятых реализаций смеси сигнала с шумом до коррелятора:

$$\langle u(t) \rangle = \frac{1}{r} \sum_{i=0}^{r-1} [S(t - \tau + iT_u) + n(t + iT_u)], \quad (5)$$

Отношение сигнал/шум на входе коррелятора при этом улучшится в  $r$  раз, и из условия  $\rho = \rho_{\text{опт}}$  для требуемого числа усредняемых реализаций  $r$  получим

$$r = \sqrt{p_n/p_s}. \quad (6)$$

Так, при  $p_s/p_n = -20$  дБ, достаточно усреднять принятые реализации на 10 циклах.

Отметим, что процедура (5) усреднения принимаемого колебания практически может быть осуществлена гребенчатым фильтром.

С учетом всего изложенного можно предложить энергетически эквивалентную оптимальной процедуре следующую процедуру поиска:

а) не интересуясь задержкой сигнала, изменяя шагами частоту опорного сигнала, усредняя реализации и реализуя для них квадратурный автокорреляционный прием, провести поиск сигнала по частоте;

б) обнаружив сигнал, зафиксировать частоту опорного сигнала и перейти к поиску сигнала по задержке.

Структурная схема устройства обработки сигнала при его поиске по частоте представлена на рисунке.

Для анализа частотной характеристики схемы ее работу рассмотрим без учета шума.

На выходе накопителей 4 и 5 формируются усредненные синусная и косинусная составляющие сигнала:

$$\begin{aligned} a(t) &= \sum_{i=0}^{r-1} u_{ci}(t) = \\ &= \sum_{i=0}^{r-1} s(t - \tau + iT_u) \cos [\Delta\omega(t + iT_u) + \varphi_h] = \\ &= s(t - \tau) \frac{\sin r \frac{\Delta\omega T_u}{2}}{\sin \frac{\Delta\omega T_u}{2}} \cos \left( \Delta\omega t + \varphi_h + \frac{r-1}{2} \Delta\omega T_u \right); \\ b(t) &= \sum_{i=0}^{r-1} u_{si}(t) = \\ &= \sum_{i=0}^{r-1} s(t - \tau + iT_u) \sin [\Delta\omega(t + iT_u) + \varphi_h] = \\ &= s(t - \tau) \frac{\sin r \frac{\Delta\omega T_u}{2}}{\sin \frac{\Delta\omega T_u}{2}} \sin \left( \Delta\omega t + \varphi_h + \frac{r-1}{2} \Delta\omega T_u \right); \end{aligned}$$

где  $\Delta\omega = \omega_c - \omega_r$  — расстройка опорного сигнала относительно принимаемого.

Элементы 6 — 10 на рисунке реализуют операцию возведения в квадрат комплексного числа при автокорреляционном приеме или операцию удвоения частоты:

$$[a(t) + jb(t)]^2 = a^2(t) - b^2(t) + j2ab(t),$$

при этом на входе интеграторов 11 и 12 действуют соответственно нормированные сигналы:

$$\begin{aligned} 2ab(t)b(t) &= \left( \frac{\sin r \frac{\Delta\omega T_u}{2}}{\sin \frac{\Delta\omega T_u}{2}} \right)^2 \times \\ &\quad \times \sin [2\Delta\omega t + 2\varphi_h + (r-1)\Delta\omega T_u] \end{aligned}$$

Структурная схема устройства обработки сигнала

и

$$a^2(t) - b^2(t) = \left( \frac{\sin r \frac{\Delta\omega T_u}{2}}{\sin \frac{\Delta\omega T_u}{2}} \right)^2 \times \\ \times \cos [2\Delta\omega t + 2\varphi_h + (r-1)\Delta\omega T_u].$$

В результате интегрирования на интервале  $T_u$  на выходе интеграторов 11 и 12 получаем

$$\int_0^{T_u} 2a(t)b(t)dt = \left( \frac{\sin r \frac{\Delta\omega T_u}{2}}{\sin \frac{\Delta\omega T_u}{2}} \right)^2 \times \\ \times \frac{1}{\Delta\omega} \sin(r\Delta\omega T_u + 2\varphi_h) \sin \Delta\omega T_u,$$

$$\int_0^{T_u} [a^2(t) - b^2(t)] dt = \left( \frac{\sin r \frac{\Delta\omega T_u}{2}}{\sin \frac{\Delta\omega T_u}{2}} \right)^2 \times$$

$$\times \frac{1}{\Delta\omega} \cos(r\Delta\omega T_u + 2\varphi_h) \sin \Delta\omega T_u$$

и выходной эффект формируем как сумму квадратов:

$$Y(\Delta\omega) = T_u^2 \left( \frac{\sin r \frac{\Delta\omega T_u}{2}}{\sin \frac{\Delta\omega T_u}{2}} \right)^4 \times \left( \frac{\sin \Delta\omega T_u}{\Delta\omega T_u} \right)^2. \quad (7)$$

Здесь множитель  $\left( \sin^4 \frac{r\Delta\omega T_u}{2} \right) / \sin^4 \frac{\Delta\omega T_u}{2}$  — частотная характеристика гребенчатого фильтра (накопителя) на входе коррелятора, а множитель  $(\sin^2 \Delta\omega T_u) / (\Delta\omega T_u)^2$  — частотная характеристика коррелятора. Уровень выходного эффекта не зависит от задержки сигнала.

Накопитель 16 реализует операцию финального некогерентного накопления.

Сравним продолжительность поиска по рассматриваемой процедуре с продолжительностью поиска по принятой процедуре. Как отмечалось выше, при поиске по принятой процедуре максимальная про-

должительность поиска равна  $T_n^{(1)} = nmT_a$ . Если бы поиск по частоте и задержке удалось разделить без каких-либо «процедурных ухищрений», продолжительность поиска сократилась бы в  $T_n^{(1)}/T_n^{(2)} = nm/(n+m)$  раз, или, учитывая, что, как правило,  $m \ll n$ , приближенно в  $n$  раз.

Для рассматриваемой процедуры размер ячейки по частоте сокращается в  $r$  раз, из-за чего количество ячеек поиска по частоте увеличивается также в  $r$  раз.

После когерентной обработки для обеспечения требуемой достоверности обнаружения, как правило, выполняют еще некогерентное накопление на интервале анализа  $T_a$ . При этом улучшение отношения сигнал/шум для выходного эффекта после некогерентного накопления при хорошем отношении сигнал/шум на выходе коррелятора равно отношению  $T_a/T_n$ . При предварительном усреднении реализаций независимые отсчеты с выхода коррелятора следуют с шагом  $rT_n$ . Поэтому для того чтобы обеспечить ту же эффективность двухэтапной обработки, время анализа  $T_a$  необходимо увеличить также в  $r$  раз. Тогда максимальная продолжительность поиска сигнала по частоте составит  $r^2mT_a$ , а суммарное время поиска по частоте и задержке —

$$T_n^{(2)} = (r^2m + n)T_a.$$

Отношение этих оценок равно

$$\frac{T_n^{(1)}}{T_n^{(2)}} = \frac{nm}{n + r^2m} = \frac{1}{\frac{1}{m} + \frac{p_n}{p_s} \frac{1}{n}}. \quad (8)$$

При малой неопределенности по частоте, когда  $m \ll np_s/p_n$ , сокращение продолжительности поиска равно предельно возможному:

$$\frac{T_n^{(1)}}{T_n^{(2)}} = m. \quad (9)$$

Если  $m \gg np_s/p_n$  выигрыш приближенно равен отношению сигнал/шум для оптимального выходного эффекта:

$$\frac{T_n^{(1)}}{T_n^{(2)}} = \rho_{\text{опт}}, \quad (10)$$

т. е. можно сделать вывод, что при большой неопределенности по частоте и (или) слабом сигнале процедура раздельного поиска сигнала по частоте и задержке эффективна, когда достаточна процедура оптимального когерентного обнаружения.

При  $p_s/p_n = -30$  дБ и  $n \approx 10^3$  обе процедуры по

продолжительности поиска эквивалентны. Но если  $p_s/p_n = -20$  дБ (значение, характерное для спутниковых радионавигационных систем), продолжительность поиска сокращается на порядок.

На самом деле выигрыш будет еще значительней, поскольку для обеспечения требуемой надежности обнаружения после двухэтапной обработки энергетическое отношение сигнал/шум должно превышать некоторое пороговое значение, определяемое числом элементов разрешения в диапазоне поиска (Фалькович, Хомяков, 1981):  $\mu_{\text{пор}} = 13.5 \lg M$ , где  $M$  — количество элементов разрешения в пространстве измеряемых параметров. В соответствии с этим дополнительный выигрыш составит примерно  $\lg(mn)/\lg(rm + n)$ ; при  $m = 10^2$ ,  $n = 10^3$  и  $r = 10$  он равен 1.5.

В заключение следует отметить, что реализация раздельной процедуры поиска с входным гребенчатым фильтром несколько затрудняется из-за фазовой манипуляции сигналов СРНС символами служебной информации. В отсутствие синхронизма интервалов предварительного усреднения с символами служебной информации приходится организовывать несколько параллельных каналов обработки. При двух каналах, работающих со сдвигом на половину длительности символа, потери не превышают 3 дБ, а при четырех каналах со сдвигом на четверть длительности символа — 1.25 дБ.

Следует также заметить, что выбор числа усредняемых реализаций смеси сигнала с шумом  $r$  из условия минимума суммарной продолжительности поиска дает для него значение, мало отличающееся от задаваемого выражением (6).

Изложенное позволяет сделать вывод о возможности существенного сокращения продолжительности поиска сигналов СРНС.

Витерби Э. Д. Принципы когерентной связи: Пер. с англ. под ред. Б. Р. Левина. — М.: Сов. радио, 1966.—392 с.

Жалило А. А., Кот П. А., Минервин И. Н. и др. Навигация космических аппаратов по сигналам космических навигационных систем ГЛОНАС и NAVSTAR // Космічна нука і технологія.—1995.—1, № 1.—С. 69—73.

Фалькович С. Е., Хомяков Э. Н. Статистическая теория измерительных радиосистем. — М.: Радио и связь, 1981.—288 с.

#### ON A PROCEDURE FOR QUICK SEARCH OF GPS SIGNALS

*L. P. Rofvarg and V. V. Piskorzh*

A GPS signal processing algorithm for quick search of these signals is studied. The algorithm is compared with standard algorithm as to the search rate.

УДК 531.567:629.764(477)

## Методологія и результаты анализа точности выведения космических аппаратов ракетой-носителем «Зенит»

**В. В. Брикер<sup>1</sup>, В. С. Литвинов<sup>1</sup>, А. А. Негода<sup>2</sup>, А. В. Новиков<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>Державне конструкторське бюро «Південне», Дніпропетровськ

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

*Надійшла до редакції 27.02.96*

---

Стаття присвячена огляду методів оцінки точності виведення, розроблених при створенні ракет-носіїв космічних апаратів в ДКБ «Південне» спільно із суміжними організаціями. Приведені основні результати оцінки точності виведення для ракетного комплексу «Зеніт».

---

### ВВЕДЕНИЕ

Движение космического аппарата (КА) при полете на высотах, превышающих условную границу атмосферы, подвержено воздействию ряда возмущающих факторов, одними из которых являются возмущения начальных условий из-за погрешностей выведения ракеты-носителя. В результате может сократиться время существования КА, недопустимо ухудшиться условия обзора и съемки поверхности Земли и т. д., что может потребовать установки корректирующего двигателя КА (или увеличения запасов топлива) и тем самым ухудшить его весовые характеристики.

С целью минимизации отмеченных потерь современные ракеты-носители оснащены высокоточными системами управления на базе гиростабилизированной платформы и бортовых вычислительных комплексов, реализующих терминальное управление полетом.

В этих условиях важно обеспечить корректность оценки ожидаемых точностных характеристик по результатам наземной (лабораторной, заводской и пр.) отработки. Наконец, учитывая невозможность полной имитации условий полета, необходимо дополнить результаты априорной оценки (до полета)

материалами летных испытаний, получив, таким образом, более корректную оценку точности выведения.

Настоящая статья посвящена обзору методов оценки точности выведения КА. Основное ее содержание базируется на исследованиях, проведенных в ходе разработки ракет-носителей КБ «Южное» совместно со смежными организациями, и прежде всего комплекса ракеты-носителя «Зенит».

### АПРИОРНАЯ ОЦЕНКА ТОЧНОСТИ ВЫВЕДЕНИЯ КА

В качестве контрольных параметров, характеризующих точность выведения, используют, как правило, разброс оскулирующих элементов орбиты в момент отделения КА: периода обращения, эксцентриситета, наклонения орбиты, долготы восходящего узла, углового положения перигея (Авдеев и др., 1990). Для круговых орбит угловое положение перигея не определено, а зависимость эксцентриситета от возмущений носит существенно нелинейный характер (Эльясберг, 1965), поэтому в качестве контрольного вместо указанных параметров используется максимальное по модулю отклонение радиуса орбиты от расчетного.

Оценка разброса контрольных параметров может быть получена путем соответствующего пересчета матрицы ковариаций при отделении КА (по аналитическим зависимостям или численным интегрированием). В свою очередь, матрица ковариаций может быть определена путем численного интегрирования системы уравнений движения КА в составе ракеты-носителя

$$\dot{\mathbf{V}} - \mathbf{g}(\mathbf{R}) = \dot{\mathbf{W}},$$

где  $\dot{\mathbf{V}}$ ,  $\mathbf{R}$ ,  $\dot{\mathbf{W}}$  — вектор ускорения, радиус-вектор и вектор кажущегося ускорения, составляющими которых являются  $N$  векторов, описывающих движение при действии каждого из  $N$  возмущений, и одного вектора, описывающего невозмущенное движение.

В состав этих возмущений включены погрешности начальных условий интегрирования, связанные с неточностью знания координат точки старта.

Сопоставляя кинематические параметры возмущенных и невозмущенных траекторий, можно получить совокупность отклонений этих параметров, а по ним — искомую матрицу ковариаций.

Описанный метод применим в предположении линейной зависимости отклонений кинематических параметров от возмущений. Такое допущение достаточно точно выполняется для ракет-носителей с ЖРД, оснащенных высокоточными системами управления. В иных случаях требуется сопоставление результатов расчета с данными статистического моделирования (метод Монте-Карло).

#### АПОСТЕРИОРНАЯ ОЦЕНКА ТОЧНОСТИ ВЫВЕДЕНИЯ КА

Метод апостериорной оценки точности, получивший название «опытно-теоретический метод», использует в качестве исходных данных результаты определения элементов орбит по информации траекторных измерений. Естественно, точность последних должна быть по крайней мере на метрический порядок (в 3—4 раза) выше ожидаемой точности выводения КА на орбиту.

Сущность метода состоит в проверке гипотез (Шор, 1962):

- об отсутствии систематических смещений опытных данных относительно расчетных;
- о согласовании расчетных значений средних квадратичных отклонений (СКО) с опытными.

Предварительно все данные, полученные в результате запусков КА, подвергаются анализу, в результате которого составляющие отклонений элементов оскулирующей орбиты группируются по

признаку близости условий пусков. Возможность объединения в одну группу устанавливается на основании оценки различия условий пусков, производимой путем сопоставления расчетных СКО. Принято, что расчетные значения СКО для ракетносителей, объединенных в общую  $j$ -ю группу, не должны отличаться от средних для группы значений более чем на 10 %. Перед началом расчетов опытные исходные данные  $\Delta_{ji}$  проверяются на аномальность при уровне значимости 1 %. Если наибольшее по модулю отклонение превышает допустимые границы, то делают заключение, что это отклонение не принадлежит к той же генеральной совокупности, что и остальные отклонения, и его исключают из дальнейшей обработки. Исключают из обработки также данные испытаний, для которых по результатам измерений установлена ненормальность в работе систем и агрегатов РН.

Для проверки соответствия опытных данных их расчетным значениям определяются:

- а) математическое ожидание отклонения  $\bar{\Delta}_j$ ;
- б) среднее квадратичное отклонение  $S_j$ ;

в) границы доверительных интервалов для математического ожидания (при уровне доверительной вероятности 0.95):

$$\Delta_{\min j} = \bar{\Delta}_j - t_\alpha(N_j)S_j,$$

$$\Delta_{\max j} = \bar{\Delta}_j + t_\alpha(N_j)S_j,$$

где  $t_\alpha(N_j)$  — коэффициент, зависящий от числа испытаний;

г) границы доверительных интервалов для СКО (при уровне доверительной вероятности 0.5):

$$\sigma_{1j} = S_j \gamma_1(N_j),$$

$$\sigma_{2j} = S_j \gamma_2(N_j),$$

где  $\gamma_1(N_j)$ ,  $\gamma_2(N_j)$  — коэффициенты, зависящие от числа испытаний. Значения коэффициентов  $t_\alpha(N_j)$ ,  $\gamma_1(N_j)$ ,  $\gamma_2(N_j)$  приведены в табл. 1.

Гипотеза об отсутствии систематических составляющих для отклонений принимается, если дове-

Таблица 1. Значения коэффициентов

$N_j$	$t_\alpha(N_j)$	$\gamma_1(N_j)$	$\gamma_2(N_j)$
5	1.24	0.862	1.44
8	0.836	0.880	1.28
10	0.715	0.889	1.24
12	0.636	0.896	1.20
14	0.578	0.902	1.18
16	0.533	0.907	1.17
20	0.468	0.914	1.14

рительный интервал  $[\Delta_{\min j}, \Delta_{\max j}]$ , определенный для математического ожидания, содержит расчетные значения. В противном случае делается вывод о наличии значимых систематических смещений для отклонений соответствующего элемента орбиты.

Если расчетное значение СКО лежит внутри соответствующего доверительного интервала  $[\sigma_{1j}, \sigma_{2j}]$ , то в качестве опытно-теоретического значения СКО, соответствующего условиям проведения испытаний ( $\sigma^*$ ), принимается его расчетное значение. В противном случае в качестве опытно-теоретического значения СКО принимают границу доверительного интервала ( $\sigma_1$  или  $\sigma_2$ ), ближайшую к расчетному значению.

Максимальные предельные отклонения элемента орбиты определяются по формуле

$$\Delta_j^* = |\bar{\Delta}_j \pm 2.807\sigma_j^*|.$$

Экстраполяция опытно-теоретических оценок СКО и максимальных предельных отклонений контролируемых элементов орбиты на другие условия пусков (другие орбиты) проводится по формуле

$$\sigma_j = (1 + \delta)\sigma_j^p,$$

$$\Delta_j = (1 + \mu)\Delta_j^p,$$

где  $\sigma_j^p$ ,  $\Delta_j^p$  — расчетные СКО и максимальное предельное отклонение  $j$ -го элемента орбиты в заданных условиях пусков;  $\delta$ ,  $\mu$  — поправки согласования.

Поправка согласования определяется как среднее значение невязок  $\delta_j(\mu_j)$  опытных и расчетных отклонений  $j$ -х элементов орбиты, каждая из которых определяется как

$$\delta_j = \frac{\sigma_j^* - \sigma_j^p}{\sigma_j^p},$$

$$\mu_j = \frac{\Delta_j^* - \Delta_j^p}{\Delta_j^p}.$$

## ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ОРБИТАЛЬНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

С 1985 по 1995 гг. запуски КА ракетой-носителем «Зенит» проводились:

- на околокруговые орбиты высотой от 200 км до 850 км;
- на эллиптические орбиты с высотами в перигее около 200 км и в апогее до 2550 км.

Наиболее представительная выборка по фактическим (по данным орбитальных измерений) пара-

метрам орбит имеет место только при запусках КА на околокруговую орбиту высотой  $H_{kp} \approx 850$  км (двенадцать пусков РН). Для остальных орбит выведения имеется информация по одному-двум пускам.

Контролируемыми по точности выведения приняты следующие элементы оскулирующей орбиты в точке выведения:

$i$  — угол наклона плоскости орбиты;

$\Omega$  — долгота восходящего узла;

$T$  — период обращения КА;

$H_{\max}$  — высота.

При этом под отклонением высоты ( $\Delta H_{\max}$ ) понимается максимальное (по модулю) отклонение от расчетного радиуса-вектора положения КА на орбите из вычисленных в двенадцати точках, равномерно расположенных через  $30^\circ$  углового положения КА, начиная от расчетного в точке выведения, т. е. в отклонение высоты включена составляющая за счет смещенияperiцентра орбиты.

По признаку близости условий пуска оценка точности выведения космических аппаратов РН «Зенит» может быть проведена по совокупности двенадцати запусков КА на околокруговую орбиту высотой  $H_{kp} \approx 850$  км с привлечением данных  $\Delta i$  и  $\Delta \Omega$  по двум запускам КА на околокруговую орбиту высотой  $H_{kp} \approx 200$  км. Объем выборки составил для параметра  $i$  — 14 пусков,  $T$  — 12 пусков,  $H_{\max}$  — 11 пусков,  $\Omega$  — 8 пусков.

Результаты статистической обработки разностей между опытными и расчетными значениями оскулирующих элементов орбиты в точке выведения приведены в табл. 2.

Из приведенных данных следует, что нет оснований считать экстремальные значения в выборке аномальными.

Таблица 2. Статистические данные по точности выведения КА

Характеристики выборки	Контролируемый параметр			
	$i$	$T$ , с	$H_{\max}$ , км	$\Omega$
Оценка математического ожидания	-0.22'	-0.68	-1.30	-1.32'
Оценка СКО	0.54	0.82	1.55	0.53
Значения экстремальных членов в выборке:				
минимального	-1.08	-2.35	-4.60	-2.25
максимального	1.01	0.49	0.71	-0.75
Допустимые экстремальные значения				
минимальное	-1.65	-2.76	-5.14	-2.50
максимальное	1.21	1.41	2.55	-0.14

Таблица 3. Опытно-теоретические оценки

Характеристики выборки	Контролируемый параметр			
	i	T, с	H <sub>max</sub> , км	Ω
<b>Оценки математического ожидания:</b>				
опытная	-0.22'	-0.68	-1.30	-1.32'
расчетная	0.00	0.00	0.00	0.00
<b>Границы доверительных интервалов для математического ожидания:</b>				
минимальная	-0.53	-1.20	-2.34	-1.76
максимальная	0.09	-0.16	-0.25	-0.87
Оценки СКО	0.54	0.82	1.55	0.53
Нижняя граница СКО	0.49	0.73	1.39	0.47
Верхняя граница СКО	0.64	0.98	1.89	0.68
Расчетное значение СКО	0.71	1.56	2.82	0.92
Опытно-теоретическое значение СКО	0.64	0.98	1.89	0.68
Невязки опытных и расчетных СКО	-0.10	-0.37	-0.33	-0.26
<b>Максимальные предельные отклонения</b>				
опытное	2.00	3.44	6.61	3.23
расчетное	2.00	4.38	7.92	2.58
Невязки опытных и расчетных предельных отклонений	0.00	-0.21	-0.16	0.25

### ОПЫТНО-ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТОЧНОСТИ ВЫВЕДЕНИЯ КА

Из результатов опытно-теоретической оценки точности выведения КА (табл. 3) следует:

1. Границы доверительных интервалов для математических ожиданий в отклонениях параметров  $T$ ,  $H$ ,  $\Omega$  не включают в себя их расчетные значения, что свидетельствует о наличии значимых систематических смещений. Для параметра  $\Delta i$  значимое смещение отсутствует.

2. Опытные оценки СКО контролируемых параметров не превысили их расчетных значений. В качестве опытно-теоретических оценок принимаются верхние границы доверительных интервалов ( $\sigma_2$ ), как ближайшие к расчетным значениям.

3. Опытные максимальные предельные отклонения элементов орбиты не превысили расчетных значений, за исключением отклонения по долготе восходящего узла, что свидетельствует о приемлемости использованной для них расчета математической модели.

Невязки опытных и расчетных значений для отклонений параметров орбит составили:

для СКО от -0.11 до -0.37,  
для предельных отклонений от -0.21 до 0.25.

Опытная поправка согласования модели погрешностей СУ принимается равной

для СКО -0. 25,  
для предельных отклонений -0. 05.

Таким образом, на основе данных летных испытаний проведено уточнение математической модели погрешностей, учитываемых при расчете точностных характеристик комплекса «Зенит» во всем диапазоне его применения (пуски на круговые, высокоэллиптические орбиты, под различными азимутами и пр.). Для выявления причин систематических ошибок отклонений контролируемых параметров орбиты и их устранения требуются дополнительные исследования.

С использованием этой модели проведены расчеты предельных отклонений элементов орбиты при выведении КА на орбиту высотой 200 км. Эти отклонения не превысили

по высоте 3.5 км,  
по периоду обращения 2.5 с,  
по наклонению орбиты 0.034°.

При реализации в алгоритмах управления или при расчете номинальной траектории поправок, компенсирующих систематические ошибки отклонений оскулирующих элементов орбиты, точность выведения космических аппаратов ракетой-носителем «Зенит» может быть повышена на 25 %.

Достигнутый уровень обеспечил для комплекса «Зенит» лидирующее место среди наиболее точных современных ракетных комплексов.

Авдеев Ю. Ф. и др. Полет космических аппаратов. — М.: Машиностроение, 1990.

Шор Я. Б. Статистические методы анализа и контроля качества и надежности. — М.: Сов. радио, 1962.

Эльясберг П. Я. Введение в теорию полета искусственных спутников Земли. — М.: Наука, 1965.

### METHODOLOGY AND RESULTS OF ANALYSING THE ACCURACY OF SC INJECTION BY THE "ZENIT" LAUNCH VEHICLE

V. V. Briker, V. S. Litvinov, A. A. Negoda, and A. V. Novikov

We review the methods for assessing the injection accuracy that were developed in the process of constructing launch vehicles for SC injection at the "Yuzhnoye" design office in cooperation with other organizations. Basic results of the injection accuracy assessment are given for the "Zenit" rocket system.

УДК 52-32+520.874.7

## Предельная точность лазерной локации искусственных спутников Земли

**В. И. Прохоренко**

Головна астрономічна обсерваторія Національної академії наук України, Київ

*Надійшла до редакції 13.06.96*

Проведено детальний аналіз відомих фізичних факторів, що обмежують точність імпульсної лазерної локації штучних супутників Землі. Показано, що основними з них є поперечна групова затримка та часові аберрації атмосфери. Космічний простір вносить суттєво менші спотворення, малі також нелінійні спотворення в атмосфері. Реальна точність одночастотної локації геодезичних ІСЗ, що існують сьогодні, складає 1—5 мм. Отримано ряд практичних формул, що дозволяють оцінити межу точності локації для конкретної локаційної станції; показано, що існує оптимальна тривалість локаційних імпульсів, для якої похибка локації мінімальна. Проаналізовано можливість багаточастотної локації. Показано, що за граничною точністю вона поступається звичайній одночастотній локації.

### ВВЕДЕНИЕ

За 30 лет существования лазерной локации искусственных спутников Земли (ИСЗ) достигнут немалый прогресс в повышении точности определения расстояния — от нескольких метров до единиц миллиметров. Это стало возможным благодаря совершенствованию техники локирования и развитию знаний об атмосфере как оптической среде распространения лазерного излучения, свойства которой нужно учитывать при редукции измерений.

Благодаря реально достигнутой точности порядка 1 см локация ИСЗ сейчас дает возможность определять с высокой точностью параметры вращения Земли, движения литосферных плит и, что весьма важно с практической точки зрения, строить геоцентрическую систему координат. Отметим, что те же задачи и практически с той же точностью сегодня можно решать и с применением техники GPS (Hofmann-Wellenhof et al., 1992). Возникает закономерный вопрос — каковы перспективы лазерной локации ИСЗ? Чем определяется верхняя граница точности определения расстояний до ИСЗ? Какой, в соответствии с предельно достижимой точностью, круг задач, который может быть решен-

ем методом локации ИСЗ? Например, увеличение точности лазерной спутниковой дальномерии до десятых долей миллиметра позволило бы путем измерения параметров орбиты низколетящих ИСЗ исследовать локальные особенности гравитационного потенциала Земли и проводить экспериментальные проверки эффектов, предсказываемых существующей ныне общей теории относительности (Satellite..., 1994). Ответы на эти вопросы важны для проектирования нового поколения геодезических ИСЗ, и в частности, их световых отражателей.

Современное состояние техники генерации и измерений сверхкоротких световых импульсов позволяет уверенно работать с импульсами длительностью в десятки фемтосекунд, что теоретически соответствует точности одиночного (т. е. без накопления) измерения расстояний менее сотой доли миллиметра. Очевидно, что для определения предельно достижимой точности локации ИСЗ необходимо провести анализ влияния на распространение сверхкоротких световых импульсов атмосферы как оптической среды с учетом ее неоднородности, дисперсионных характеристик и других параметров, свойственных прозрачным оптическим средам, и космического пространства.

### ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

При локации ИСЗ фактически измеряется временной интервал между моментами излучения светового импульса (старт) и приема отраженного сигнала от ИСЗ (стоп), т. е. время прохождения светового импульса до спутника и обратно. Относительная точность измерения интервала при этом определяется точностью моментов регистрации старта и стопа. Примем для дальнейшего анализа, что точность измерения интервала, а следовательно, и относительная точность определения расстояния будет определяться длительностью локационного светового импульса. Это довольно разумное предположение, так как нет особого смысла улучшать разрешающую способность измерителя временного интервала, когда длительность локационного импульса большая. Разрешающая способность измерителя и длительность импульса должны соответствовать друг другу.

Таким образом, если при прохождении пространства между лазерной локационной станцией (ЛЛС) и ИСЗ локационный световой импульс претерпевает изменения, то точность локации будет ограничена. Рассмотрим возможные физические механизмы и процессы, влияющие на распространение сверхкоротких световых импульсов, и попытаемся оценить их вклад в ограничение предельно достижимой точности локации ИСЗ. В своем анализе мы не будем, во-первых, рассматривать релятивистские эффекты, так как их влияние можно учесть при соответствующей редукции измерений, во-вторых, не будем привязываться к конкретной приборной реализации ЛЛС, т. е. будем считать ее идеальной системой.

Известные физические процессы, которые могут оказывать влияние на распространение сверхкоротких световых импульсов:

- нелинейность показателя преломления атмосферы;
- дифракционное расплывание светового импульса;
- дисперсионное расплывание его огибающей;
- эффект поперечного группового запаздывания.

Второй процесс актуален в свободном космическом пространстве, остальные — в атмосфере.

### АНАЛИЗ ЭФФЕКТОВ, ОГРАНИЧИВАЮЩИХ ТОЧНОСТЬ ЛОКАЦИИ ИСЗ

**Нелинейность показателя преломления.** Общий подход при анализе взаимодействия электромаг-

нитного излучения со средой — это решение волнового уравнения, вытекающего из уравнений Maxwella:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 D}{\partial t^2} = 0, \quad (1)$$

где  $c$  — скорость света;  $t, x$  — время и расстояние;  $E(t, x)$  — напряженность электромагнитного поля;  $D(t, x)$  — электрическая индукция, связанная с поляризуемостью:  $D = 1 + 4\pi P$ ;  $P = \chi^{(1)}E + \chi^{(2)}E^2 + \chi^{(3)}E^3 + \dots$ ;  $\chi^{(1)}$  — восприимчивость;  $\chi^{(1)}$  характеризует линейные оптические свойства вещества,  $\chi^{(2)}, \chi^{(3)}, \dots$  — нелинейные. В изотропных средах (атмосфера) низшая нелинейность определяется восприимчивостью третьего порядка. Физические механизмы появления нелинейной восприимчивости могут быть разнообразны (см., например, работу Ахманова и др., 1967). В газах при длительности воздействия менее 1 пс существенным оказывается ангармонизм электронного отклика атомов. Нелинейная восприимчивость для газов может быть вычислена с использованием квантово-механической теории (Happa et al., 1979). В нерезонансном случае (что имеет место при лоцировании в видимом или ближнем ИК-диапазоне)  $\chi^{(3)} \approx N/E^3$ , где  $N$  — концентрация атомов,  $E$  — характерная внутриатомная напряженность поля, составляющая  $10^9$  В/м. С учетом нелинейной восприимчивости 3-го порядка показатель преломления  $n$  зависит от интенсивности  $I$  как  $n = n_0 + n_2 I$ , где  $n_2$  — нелинейная добавка к показателю преломления, определяемая через  $\chi^{(3)}$ . Для воздуха согласно измерениям (Kulke et al., 1987)  $n_2 \approx 10^{-16}$  см<sup>2</sup>/кВт. Оценки показывают, что для локационного импульса длительностью даже 10 фс с энергией 10 мДж при апертуре телескопа передающего тракта 0.3 м интенсивность составляет  $10^9$  Вт/см<sup>2</sup>, а общий эффект изменения оптического пути через атмосферу за счет нелинейности коэффициента преломления составляет  $13 \text{ фс} \cdot 3 \cdot 10^{10} \text{ см}/\text{с} = 4 \text{ мкм}$  даже для зенитных углов  $\theta = 70^\circ$ .

**Дифракционное расплывание.** Малой длительности сверхкоротких световых импульсов соответствует, согласно соотношению неопределенностей, их большая спектральная ширина. Поэтому для них может быть существенным эффект неравенства дифракционных длин разных спектральных компонентов импульса (Cristov, 1985). Следовательно, даже в недиспергирующей среде, каковой является космическое пространство, при дифракции происходит деформация огибающей светового импульса. При распространении локационного импульса в атмосфере этот процесс несуществен, так как диф-

ракционная длина  $L_d \approx k_0 a_0^2$  превышает длину трассы в атмосфере даже для больших зенитных углов (здесь  $k_0$  — волновой вектор,  $a_0$  — диаметр пучка с гауссовым профилем). Согласно работе Cristov (1985) в дальней зоне пучок становится фазово-модулированным, а его пространственная форма отличается от исходной гауссовой. Временная огибающая импульса сохраняет свою гауссову форму, но длительность увеличивается пропорционально по-перечной координате  $r$ :

$$\tau^2 = \tau_0^2 + \left( \frac{a_0 r}{c x} \right)^2, \quad (2)$$

где  $\tau_0$  — длительность исходного импульса,  $c$  — скорость света,  $x$  — расстояние. Для оценок можно положить, что максимальное значение сомножителя  $r/x$  есть не что иное, как расходимость  $\varphi_L$  лазерного пучка. Тогда из (2) следует, что для лазерного излучения с расходимостью 5",  $a_0 = 0.5$  м при угловом расстоянии от оси диаграммы направленности, равной расходимости излучения лазера, импульс длительностью 1 пс удлиняется на 0.8 фс, импульс длительностью 0.1 пс удлиняется на 8 фс, а для более коротких импульсов длительность импульса, прошедшего через космическое пространство, будет составлять 42 фс вне зависимости от длительности исходного. Понятно, что это удлинение импульса, следовательно, и ограничение точности локации, зависит от точности наведения оси диаграммы направленности на ИСЗ и расходимости исходного лазерного излучения. В идеальном случае, когда расходимость излучения и точность наведения диаграммы направленности равна дифракционной, максимально возможная точность локации будет определяться длиной волны:  $\Delta l \approx 1.22\lambda$ , т. е. будет соответствовать минимально возможной по соотношению неопределенностей. При этом собственно конкретное значение  $\varphi_L$  несущественно. Следовательно, эффект дифракционного расплывания ощутим, когда расходимость передающего тракта и система наведения не оптимальны. Однако и в этом случае он весьма мал.

**Дисперсионное расплывание.** Впервые вопрос об актуальности дисперсионного искажения оптического импульса, распространяющегося в атмосфере, и первые попытки оценок уширения его длительности были сделаны еще в 1969 г. (Brookner, 1969). Проанализируем эффект искажения локационного импульса строго путем решения параболического уравнения, описывающего изменение временной огибающей импульса в диспергирующей среде, и получим выражения, пригодные для практических оценок.

Для однородной диэлектрической немагнитной среды связь между индукцией  $D$  и электрическим полем  $E$  задается соотношением

$$D(x, t) = \int_0^\infty \epsilon_0(t') E(t - t', x) dt'. \quad (3)$$

Здесь  $\epsilon_0(t)$  — фурье-образ диэлектрической проницаемости  $\epsilon(\omega)$ . Обычно для решения уравнений (1) и (3) применяется приближение медленно изменяющихся амплитуд, в котором используется предположение о медленности изменения амплитуды импульса в масштабе среднего периода колебаний световой волны. Решение ищется в виде:

$$E(x, t) = \frac{1}{2} A(x, t) \exp[i(\omega t - k_0 x)] + \text{к. с.}, \quad (4)$$

где  $A(x, t)$  — амплитуда огибающей светового импульса;  $k_0 = \omega/v$ ;  $v = c/n_p(\omega)$  — фазовая скорость,  $n_p(\omega)$  — фазовый коэффициент преломления. Разлагая в ряд Тейлора амплитуду  $A(t - t', x)$  в окрестности точки  $t'$ , из (3) получаем

$$D(x, t) = \\ = \left[ \epsilon(\omega)A - \frac{\partial \epsilon}{\partial \omega} \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \epsilon}{\partial \omega^2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \frac{1}{6} \frac{\partial^3 \epsilon}{\partial \omega^3} \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} + \dots \right] \times \\ \times \exp[i(\omega t - k_0 x)]. \quad (5)$$

В уравнении (5) первая производная соответствует первому приближению теории дисперсии, в котором учитывается только распространение импульса с групповой скоростью, вторая производная — второму приближению, когда уже учитывается расплывание огибающей импульса во времени, и т. д. Расплывание обусловлено неодинакостью скоростей распространения отдельных спектральных компонентов в диспергирующей среде.

Используя (4)–(5) и ограничиваясь вторым приближением теории дисперсии, из (1) получаем (Ахманов и др., 1988):

$$\left( \frac{\partial}{\partial x} - \frac{i}{2} k_2 \frac{\partial^2}{\partial \eta^2} \right) A(x, \eta) = 0. \quad (6)$$

Здесь осуществлен переход в движущуюся систему координат:  $x = x, \eta = t - x/u$ , где  $u$  — групповая скорость распространения света. Параметр  $k_2$  характеризует дисперсию групповой скорости в первом приближении (или, что то же самое, дисперсию фазовой скорости во втором приближении):

$$k_2 = \frac{\partial^2 k_0}{\partial \omega^2} \equiv \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \left( \frac{\partial^2 n_p}{\partial \lambda^2} \right). \quad (7)$$

Уравнение (6) и его решения достаточно подробно изучены для случая пространственно однород-

ной среды. Локационный импульс проходит через атмосферу, для которой плотность и коэффициент преломления изменяются с высотой и изменением зенитного угла. Следовательно, параметры  $u$  и  $k_2$  также будут зависеть от координаты  $x$  по трассе локации. Решение (6) в этом случае довольно сложная задача, однако ее можно упростить, полагая  $u = \text{const}$ . Действительно, изменения в групповом показателе преломления ограничены в четвертом знаке после запятой, тогда как  $k_2$  изменяется от некоторого значения  $k_2^0$  на поверхности Земли до нуля на границе атмосферы. В этом приближении уравнение (6) решается аналитически:

$$A(x, \eta) = \int_{-\infty}^{\infty} A_0(\eta') G(x, \eta - \eta') d\eta', \quad (8)$$

где  $G$  — функция Грина,  $A_0(\eta)$  — входной импульс;

$$G(x, \eta) = [2\pi i F(x)]^{-1/2} \exp[i\eta^2/F(x)].$$

Для неизвестной функции  $F(x)$  из (6) получаем уравнение:

$$\frac{dF}{dx} - 2k_2(x) = 0.$$

Ее вид зависит от принимаемой для расчетов модели атмосферы, т. е. от конкретной зависимости  $k_2(x)$ :

$$F(x) = 2 \int_0^x k_2(x') dx'. \quad (9)$$

Отметим, что полученное решение уравнения (6) для слабо неоднородной оптической среды, какой является атмосфера, формально совпадает с решением для однородной среды, полученным ранее Ахмановым и др. (1988).

Дисперсия атмосферного воздуха описывается формулой, рекомендованной Международной ассоциацией геодезии (МАГ) (1963):

$$n_p(\lambda) = 1 + 10^{-6} \left[ f(\lambda) \frac{P}{T} - 11.27 \frac{e}{T} \right], \quad (10)$$

$$f(\lambda) = 77.5 + \frac{0.44}{\lambda^2} + \frac{0.0037}{\lambda^4},$$

где  $P = P(x)$  — давление атмосферного воздуха, мбар\*;  $T = T(x)$  — температура, К;  $e$  — давление водяных паров, мбар;  $\lambda$  — длина волны, мкм. Здесь коэффициенты приведены в округленном значе-

нии. Для параметра  $k_2(x)$  из (7), (10) следует

$$k_2(x) = \frac{10^{-15}}{2\pi c^2} \left( \frac{2.64}{\lambda} + \frac{0.073}{\lambda^3} \right) \frac{P(x)}{T(x)}. \quad (11)$$

Здесь  $c$  — в км/с,  $\lambda$  — в мкм,  $k_2$  — в  $\text{с}^2/\text{км}$ . Пример численного значения: для  $x = 0$ , т. е. на поверхности Земли, излучения с длиной волны  $\lambda = 0.532$  мкм при нормальном давлении и температуре  $15^\circ\text{C}$   $k_2(0) = k_2^0 = 3.39 \cdot 10^{-26} \text{ с}^2/\text{км}$ .

Для определения зависимости  $k_2(x)$  достаточно использовать сферически-симметричную модель атмосферы с экспоненциальной зависимостью плотности от высоты, непосредственно вытекающей из решения гидростатического уравнения. Точность, которую обеспечивает данная модель, вполне достаточна для определения степени расплытия импульса, прошедшего через атмосферу. В рамках этой модели зависимость  $P$  и  $T$  от координаты  $x$  по трассе локирования и зенитного угла  $\theta$  имеет вид:

$$\frac{P}{T} = \frac{P_0}{T_0} \exp \left[ -m \left( \cos(\theta) + \frac{1}{2} \frac{x^2}{R_0} \right) \right], \quad (12)$$

где  $P_0$ ,  $T_0$  — давление и температура в месте размещения ЛЛС,  $R_0$  — радиус Земли,  $m = g/(RT_0)$ ,  $g$  — ускорение свободного падения,  $R$  — газовая постоянная воздуха;  $m^{-1} = 8.44$  км. Поскольку нас интересует форма импульса, прошедшего через атмосферу, то выражение (9) нужно интегрировать по  $x$  до  $+\infty$ , и для функции  $F$  остается зависимость только от угла  $\theta$ :

$$F(\theta) \equiv \frac{k_2^0}{m} \sec(\theta), \quad (13)$$

где  $k_2^0$  определяется выражением (11) при  $x = 0$ .

Зная значение параметра  $F$ , можно определить по (8) и форму огибающей светового импульса, прошедшего через атмосферу. Гауссова форма входного импульса

$$A_0(\eta) = A_0 \exp(-\eta^2/(2\tau_0^2) + i\psi_0)$$

на выходе из атмосферы сохраняется:

$$A(\eta, \theta) = A_0 \Phi^{-1/2}(\theta) \exp \left[ -\frac{\eta^2}{2} \Phi^2(\theta) \tau_0^2 + i\psi(\eta, \theta) \right], \quad (14)$$

$$\Phi(\theta) = \left[ 1 + \left( \frac{F(\theta)}{\tau_0^2} \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (15)$$

\* 1 мбар =  $10^2$  Па



Рис. 1. Зависимость длительности локационного импульса, прошедшего через атмосферу (туда и обратно) от длительности импульса, входящего в нее. Сплошная линия — зенитный угол  $70^\circ$ ; штриховая —  $0^\circ$ ; длина волны  $\lambda = 0.532 \text{ мкм}$

где  $\psi$  — фаза. Из (14) следует, что при двойном проходе через атмосферу импульс расплывается — его длительность увеличивается:

$$\tau_{\text{out}} = \tau_0 \left[ 1 + \left( \frac{2k_2^0 \sec(\theta)}{m\tau_0^2} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (16)$$

а интенсивность, пропорциональная квадрату амплитуды, уменьшается как  $I = I_0 \tau_0 / \tau_{\text{out}}$ . Рис. 1 иллюстрирует изменение длительности выходного импульса в зависимости от длительности входного для локации в зенит, когда толщина атмосферного слоя минимальна ( $\theta = 0^\circ$ , прерывистая линия), и для надгоризонтной локации, когда толщина слоя максимальна ( $\theta = 70^\circ$ , сплошная линия). Видно, что существует минимальная длительность импульса, который может пройти через атмосферу:

$$\tau_{\min} = 2 \left( \frac{k_2^0}{m} \sec(\theta) \right)^{1/2} \quad (17)$$

(здесь учтен двойной проход локационного импульса через атмосферу). Например, при изменении зенитного угла от  $0^\circ$  до  $70^\circ$  значение минимальной длительности импульса с длиной волны  $0.532 \text{ мкм}$  изменяется от 1.1 пс до 1.8 пс. Это соответствует предельно достижимой точности локации  $\delta l_b = c\tau_{\min}/2$  от 0.16 мм до 0.27 мм. Понятно, что поскольку дисперсия, а следовательно, и степень

Рис. 2. Достижимая точность локации, обусловленная дисперсионным расплыванием импульса, в зависимости от длины волны

расплывания импульса, зависят от длины волны, то и  $\delta l_b$  также зависит от  $\lambda$ :

$$\delta l_b = \left[ 10^{-3} \frac{P_0}{\pi m T_0} \sec(\theta) \left( \frac{2.64}{\lambda} + \frac{0.073}{\lambda^3} \right) \right]^{1/2}. \quad (18)$$

Здесь  $\delta l_b$  — в мм,  $m$  — в  $\text{км}^{-1}$ . На рис. 2 показана эта зависимость для  $\theta = 70^\circ$  — она достаточно сильная. Очевидно, что для достижения высокой точности лучше лоцировать в длинноволновом диапазоне, где эффект дисперсионного расплывания сказывается меньше.

Таким образом, учет дисперсионного расплывания огибающей локационного импульса во втором приближении теории дисперсии приводит к ограничению достижимой точности лоцирования на уровне десятых долей миллиметра. Отметим, что полученные оценки и формулы справедливы для спектрально ограниченных импульсов гауссовой формы. Для импульсов с шириной спектра, не соответствующей принципу неопределенности, положение может быть значительно хуже.

*Третье приближение теории дисперсии.* Обратимся к уравнению (14). Импульс, распространяясь в диспергирующей среде, испытывает изменение не только в форме огибающей, но и приобретает фазовую (частотную) модуляцию, причем скорость изменения частоты

$$\alpha = \frac{\partial \omega}{\partial t} \equiv \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = \frac{k_2^0 \sec(\theta)}{m\tau_0^2} \left[ 1 + \left( \frac{k_2^0 \sec(\theta)}{m\tau_0^2} \right)^2 \right]^{-1}, \quad (19)$$

т. е. спектр импульса приобретает линейную частотную модуляцию (ЧМ) (Ахманов и др., 1988). Для среды с нормальной дисперсией  $k_2$  положите-

лен, поэтому и скорость изменения частоты положительна. В технике генерации и обработки сверхкоротких световых импульсов давно известны и успешно используются компрессоры и декомпрессоры световых импульсов, которые позволяют при наличии линейной ЧМ изменять длительность импульса: либо удлинять его, либо укорачивать. Для укорочения импульса с положительной ЧМ достаточно пропустить его через среду с искусственно созданной аномальной дисперсией, где отрицательная ЧМ компенсирует приобретенную при распространении в среде с нормальной дисперсией положительную модуляцию, и импульс укоротится. Поэтому для компенсации дисперсионного расплывания можно пропустить импульс, прошедший атмосферу туда и обратно, через одно из устройств типа описанных Treacy (1968), Jonson et al. (1984), и тем самым снять ограничение на предельную точность лоцирования. Можно поступить и наоборот: сначала декомпрессировать с введением отрицательной ЧМ исходный короткий импульс  $\tau_0$  до значения, равного длительности этого же импульса после расплывания в атмосфере  $\tau_{\text{out}}$ , а потом пропустить его через атмосферу. После ее прохождения он компрессируется до изначальной длительности  $\tau_0$ . Эта операция — фокусировка светового импульса во времени — эквивалентна фокусировке светового пучка в пространстве, и есть не что иное, как соответствующая фурье-обработка. Но здесь, как и в обычной оптике, так и здесь возможности фокусировки ограничиваются aberrациями. При фокусировке импульса во времени aberrация, ограничивающая минимально достижимую длительность, обусловлена кубичной и более высоких порядков дисперсией среды. Учет кубичной дисперсии, а именно решение уравнения (6) в третьем приближении теории дисперсии, приводит к ограничению значения коэффициента компрессии импульса  $S$ . К сожалению, решение (6) даже для пространственно однородной среды возможно лишь в численном виде, поэтому будем использовать формулы, полученные Marcuse (1980, 1981a, 1981b) для эволюции среднеквадратичной длительности импульса  $\tau_{\text{ck}}$ . Она определяется как отношение энергии импульса к его пиковой интенсивности, и для гауссовых импульсов  $\tau_{\text{ck}} = \tau_0/\sqrt{2}$ . Определим минимально возможную длительность импульса  $\tau_{\min}$ , который может пройти через атмосферу, при компенсации квадратичной дисперсии искусственно введенной отрицательной ЧМ. Значение коэффициента компрессии импульса атмосферой будет определяться коэффициентом кубичной дисперсии  $k_3$  (Marcuse, 1980):

$$S = \left[ 1 + \frac{(\alpha\tau_0^2)^2}{1 + \left( \frac{2k_3}{k_2\tau_0} \right)^2 [1 + (\alpha\tau_0^2)^2]} \right]^{1/2}, \quad (20)$$

где

$$\begin{aligned} k_3 &= \frac{1}{2k_0} \frac{\partial^3 k^2}{\partial \omega^3} \equiv k_3^0, \\ k_3^0 &= \frac{10^{-23}}{4\pi^2 c^3} \left( 1.06 + \frac{0.043}{\lambda^2} \right) \frac{P(0)}{T(0)}, \\ k_2 &= k_2^0 \end{aligned}$$

(размерность  $k_3$  —  $\text{с}^3/\text{км}$ ). Здесь для упрощения рассматривается модель однородной атмосферы (Мотрунич и др., 1979). Для нормальных условий и  $\lambda = 0.532 \text{ мкм}$   $k_3^0 = 3.76 \cdot 10^{-41} \text{ с}^3/\text{км}$ . Понятно, что коэффициент компрессии должен быть равен коэффициенту декомпрессии начального импульса перед посылкой его в атмосферу в устройстве с искусственной отрицательной дисперсией:  $S = \tau_0/\tau_{\min}$ . Отсюда же определяется и коэффициент ЧМ  $\alpha$  — он равен ширине спектра начального импульса, деленной на длительность декомпрессированного:  $\alpha = (St_{\min}^2)^{-1}$  (ширина спектра определяется по соотношению неопределенностей). С другой стороны, из уравнения для эволюции среднеквадратичной длительности импульса с начальной отрицательной ЧМ, проходящего через среду с квадратичной и кубичной дисперсией, следует, что есть оптимальная длина, на которой происходит сжатие ЧМ-импульса (Marcuse, 1980):

$$L_{\text{opt}} = \frac{\alpha\tau_0^4}{k_2[1 + (\alpha\tau_0^2)^2] \left[ 1 + \left( \frac{2k_3}{k_2\tau_0} \right)^2 \right]}. \quad (21)$$

При локации  $L_{\text{opt}}$  — это длина трассы лоцирования в атмосфере, которая для модели однородной атмосферы:

$$L_{\text{opt}} = m^{-1} \sec(\theta). \quad (22)$$

Совместное решение (21)–(23) дает приблизительную формулу для оценки минимальной длительности импульса, или, что то же самое — величины временной aberrации атмосферы:

$$\tau_{\min} \cong [4k_3 m^{-1} \sec(\theta)]^{1/3} \quad (23)$$

(здесь также учтен двойной проход через атмосферу). Для надгоризонтной локации эта длительность — 160 фс, для локации в зенит — 110 фс, что соответствует точности 24–16 мкм, т. е. использование техники компрессии импульсов дает ощущи-

мый выигрыш точности локации ИСЗ в 10—15 раз. На сегодняшнем уровне знаний временная аберрация атмосферы — один из фундаментальных пределов, который принципиально ограничивает точность локации ИСЗ и, кстати, ее информационную пропускную способность в оптическом диапазоне.

Необходимо отметить, что с практической точки зрения реализацию ЛЛС с временной фурье-обработкой импульсов целесообразно строить по принципу двойного компрессирования — а именно таким образом, чтобы локационный импульс был предельно коротким на выходе из верхних слоев атмосферы. Тогда нижние слои атмосферы, где актуально влияние рассеяния на твердых аэрозольных частицах на длительность и форму импульса, будет минимально, так как в атмосферу будет входить достаточно длинный декомпрессированный импульс, а выходить — такой же длительности (за счет дисперсионного расплывания) и компрессироваться до исходного во втором каскаде.

**Поперечное групповое запаздывание.** Этот эффект проявляется при преломлении сверхкоротких световых импульсов на границе диспергирующих сред. Из-за различия фазовой и групповой скоростей плоскости равных фаз и равных амплитуд после преломления уже не совпадают — возникает поперечное групповое запаздывание (ПГЗ) (Торр et al., 1975), т. е. в преломленной волне амплитудный фронт оказывается наклоненным к фазовому. Для пучка конечной апертуры это приводит к опережению одного его края и запаздыванию другого по отношению к его оси, как показано на рис. 3. Величина запаздывания одного края пучка по отношению к другому в первом приближении теории дисперсии дается простой формулой:

Рис. 3. Возникновение поперечного группового запаздывания при преломлении локационного импульса на границе космос — атмосфера. Тонкие линии — поверхности равных фаз; жирные — поверхности равных амплитуд

$$\Delta\tau = a_0 |(1/u - 1/v)| \cos(\theta),$$

где  $a_0$  — диаметр пучка. В отличие от расплывания импульса, этот эффект вносит ограничения в предельно достижимую точность локирования за счет неоднозначности момента его прихода, и эта ошибка локирования во многом определяется техническими характеристиками передающего тракта и системы отражателей ИСЗ. Ошибка момента прихода импульса  $\Delta\tau_\Sigma$  складывается из ошибки, связанной с ПГЗ при облучении ИСЗ  $\Delta\tau_{\text{send}}$  и ошибки, возникающей за счет ПГЗ при приеме отраженного сигнала от ИСЗ  $\Delta\tau_{\text{rec}}$ . Возникновение  $\Delta\tau_{\text{send}}$  связано с ошибкой наведения оси диаграммы направленности излучения от передатчика на ИСЗ. Для оценок можно принять, что она равна половинному значению расходимости лазерного излучения:

$$\Delta\tau_{\text{send}} \approx (mc)^{-1} \varphi_L (n_g - n_p) \frac{\sin(\theta)}{\cos^2(\theta)}. \quad (24)$$

(здесь предполагается, что оптический путь в атмосфере больше дифракционной длины, в противном случае

$$\Delta\tau_{\text{send}} = [a_0 + (mc)^{-1} \varphi / \cos^2(\theta)] \sin(\theta).$$

Возникновение  $\Delta\tau_{\text{rec}}$  связано с несоосностью отраженного и падающего на ретрорефлектор ИСЗ луч. Эта несоосность вызвана ошибкой изготовления двугранных углов уголковых отражателей, обычно используемых в качестве ретрорефлекторов, которая вводится намеренно для компенсации скоростной аберрации либо присутствует изначально из-за конечной точности их изготовления. Ошибка изготовления угла приводит к раздвоению отраженного излучения на угол, в пять раз превышающий ошибку двугранного угла (Курбасов, 1973). При идеальном изготовлении несоосность равна расходимости отраженного излучения от ретрорефлектора. В простейшем случае, когда на ИСЗ установлен один отражатель с несоосностью  $\varphi_{RR}$

$$\Delta\tau_{\text{rec}} = \frac{L}{c} (n_g - n_p) \varphi_{RR} \operatorname{tg}(\theta), \quad (25)$$

где  $L$  — расстояние до ИСЗ. Для ИСЗ с большим массивом отражателей при локации достаточно длинным импульсом необходимо проводить усреднение по всему массиву с учетом временного запаздывания, подобно тому, как это делается для вычисления временной функции отклика ИСЗ (Миронов et al., 1993), но минимальное значение все равно будет определяться средней несоосностью одиночного отражателя. Нужно иметь в виду, что если функция отклика ИСЗ зависит от длительно-



Рис. 4. Ошибка измерения расстояния до ИСЗ, возникающая при ПГЗ локационного импульса, в зависимости от зенитного угла. Сплошная линия — для ИСЗ «Эталон», прерывистая — «Lageos»

сти локационного импульса, то ошибка из-за ПГЗ не зависит от длительности светового импульса. Суммарная ошибка определения расстояния за счет эффекта ПГЗ равна

$$\Delta l_d = \frac{(n_g - n_p)}{2} [m^{-1} \varphi_L \sec(\theta) + L \varphi_{RR}] \operatorname{tg}(\theta). \quad (26)$$

Здесь важно подчеркнуть, что полученное выражение — оценка верхней границы ошибки ПГЗ — точнее ее допустимого интервала. Отметим, что первое слагаемое в формуле на порядок и более (в зависимости от высоты орбиты) меньше второго. Примеры: для высокоорбитальных ИСЗ, таких как «Эталон-1, 2» или GPS-35, 36 с большим числом ретрорефлекторов суммарная ошибка может достигать 5 мм для зенитных углов  $70^\circ$ , а для ИСЗ «Lageos» — 1.5 мм ( $\lambda = 0.532$  мкм). На рис. 4 приведены зависимости ошибки ПГЗ от зенитного угла для ИСЗ «Эталон» (сплошная линия) и «Lageos» (прерывистая), когда их орбиты проходят через зенит. Для низкоорбитальных ИСЗ, таких как «Starlett», несмотря на низкие орбиты, ошибка достигает 0.4 мм за счет большей ошибки изготовления двугранных углов. Кстати, при локации Луны из-за большого расстояния  $L$  ошибка ПГЗ может быть весьма значительной — около десяти

сантиметров. При расчетах этих примеров было выбрано значение расходимости лазерного передатчика 5" из тех соображений, что оно соответствует углу изопланатизма для хорошего астроклимата (Зубковский и др., 1979; Лукин, 1986). Излучение с меньшей расходимостью при прохождении через атмосферу искажается за счет турбулентностей, и его расходимость увеличивается до значения, определяемого углом изопланатизма.

Возникновение ПГЗ в поперечной структуре импульса излучения также изменяет и процесс дифракции светового пучка — его длительность в дальней зоне увеличивается, причем в отличие от дифракционного расплывания, описываемого формулой (2), увеличение длительности не зависит от поперечной координаты. Оценки согласно работе Martinez (1986) показывают, что в данном случае эффект удлинения не превышает 1 %, так как наклон поверхности равных амплитуд к поверхности равных фаз мал.

Таким образом, погрешность измерения расстояния до ИСЗ, обусловленная ошибкой ПГЗ, составляет 0.4—5 мм в зависимости от высоты орбиты и типа ИСЗ и весьма ощутимо ограничивает предельную точность локирования, особенно для высокоорбитальных ИСЗ. Однако, вероятно, прогресс здесь возможен — путем использования в новых поколениях геодезических ИСЗ отражателей других типов и, соответственно, высокой точности изготовления. Во всяком случае этот вопрос необходимо исследовать отдельно и более детально, причем провести расчеты ошибки ПГЗ индивидуально для каждого ИСЗ, оснащенного углковыми световыми отражателями.

Возникает вопрос, является ли ограничение на предельную точность локации ИСЗ за счет эффекта ПГЗ фундаментальным? Казалось бы, что ошибка ПГЗ вызывается чисто техническими причинами — неточностью наведения на ИСЗ и неточностями в изготовлении их отражателей. Однако это ограничение также имеет фундаментальную природу — не потому, что существует такое понятие, как астроклимат и соответствующий ему радиус когерентности  $r_0$ , определяющий угол изопланатизма, и не потому, что спутники «уже запущены» и будут существовать тысячи лет. Это на самом деле технические проблемы, которые решаемы уже сегодня или которые можно будет решить по мере развития науки и техники (например, методы адаптивной оптики уже сейчас принципиально позволяют решить проблему качественной передачи излучения через турбулентную среду (Лукин, 1986)). Однако тот факт, что лазерный луч имеет конечную расходимость, система наведения — пропорциональную

конечную точность, а отражатель — конечную апертуру и, соответственно, конечную точность изготовления — это следствие фундаментального принципа соотношения неопределенностей.

### БЮДЖЕТ ПРЕДЕЛЬНО ДОСТИЖИМОЙ ТОЧНОСТИ ЛОКАЦИИ

**Одночастотная (классическая) локация ИСЗ.** Предельно достижимая точность лоцирования ИСЗ лимитируется несколькими физическими процессами, среди которых два вносят наибольший вклад — дисперсионное расплывание длительности лоцирующего импульса и поперечное групповое запаздывание. Они имеют разный механизм и по разному влияют на точность локации — первый процесс ее просто ограничивает за счет ограничения на минимально возможную длительность импульса, второй же приводит к случайной ошибке измерения времени между стартом и стопом, причем ошибка пропорциональна высоте орбиты ИСЗ. Однако при классической схеме локации ИСЗ эти процессы вносят независимый вклад в общий бюджет предельно достижимой точности, так как их физические механизмы различны. Поэтому предельная точность будет определяться как

$$\delta l_{\Sigma} = \delta l_b + |\delta l_d|,$$

где  $\delta l_b$  и  $\delta l_d$  оцениваются соответственно формулами (23) и (26). Понятно, что превалирующий эффект вносит ошибка, обусловленная ПГЗ, а погрешность из-за временной аберрации актуальна при лоцировании с малыми зенитными углами. Очевидно, что для одночастотной (или одноволновой) локации ИСЗ нет особой необходимости использовать фурье-обработку сверхкоротких импульсов. Для такого важного с практической точки зрения случая предельную точность нужно оценивать по сумме выражений (18) и (26):

$$\begin{aligned} \delta l_{\Sigma} = & \left[ 10^{-3} \frac{P_0}{\pi m T_0} \left( \frac{2.64}{\lambda} + \frac{0.073}{\lambda^3} \right) \sec(\theta) \right]^{1/2} + \\ & + \left( \frac{0.44}{\lambda^2} + \frac{0.007}{\lambda^4} \right) [m^{-1} \varphi_L \sec(\theta) + L |\varphi_{RR}|] \frac{P_0}{T_0} |\operatorname{tg}(\theta)|, \end{aligned} \quad (27)$$

где  $L$  — в км,  $\delta l_{\Sigma}$  — в мм.

На рис. 5 показаны зависимости предельной точности лоцирования ИСЗ «Lageos» от зенитного угла для  $\lambda = 1.064$  мкм (сплошная линия) и  $\lambda = 0.532$  мкм (штриховая). Видно, что при одночастотном лоцировании реально достижимая точность

Рис. 5. Зависимость предельно достижимой точности лоцирования ИСЗ «Lageos» от зенитного угла для длин волн  $\lambda = 0.532$  мкм (штриховая линия) и  $1.064$  мкм (сплошная)

составляет 0.5—1 мм, причем она довольно сильно зависит от длины волны. Для обычно используемой сейчас  $\lambda = 0.532$  мкм (вторая гармоника YAG:Nd<sup>3+</sup>)  $\delta l_{\Sigma} \approx 1—1.5$  мм. Требуемая оптимальная длительность локационного импульса определяется из формулы (17).

В нашем анализе речь шла о предельно достижимой относительной точности измерения расстояния от ЛЛС до ИСЗ. Абсолютная точность ЛЛС определяется многими параметрами, в том числе ее технической реализацией, однако прежде всего — точностью редукции лазерных измерений, т. е. учетом атмосферной поправки на время распространения сигнала (редукцию центра масс ИСЗ здесь обсуждать не будем). Формула Марини—Мюррея (Marini, Murray, 1973), рекомендуемая Международной службой вращения Земли (IERS) для обработки лазерных наблюдений ИСЗ (McCarthy, 1992), не учитывает многих атмосферных факторов, имеющих случайную природу, — инверсию температурной зависимости, горизонтальное движение воздушных масс, вызывающее горизонтальные градиенты рефракции, отклонение распределения индексов рефракции от сферической симметрии, турбулентность атмосферы и т. д. По данным работы Миронова (1994), основанной на экспериментальных данных по аэрометрическому зондиро-

ванию атмосферы над территорией Украины, случайная погрешность формулы Марини—Мюррея составляет от 1 мм ( $\theta = 0^\circ$ ) до 7 мм ( $\theta = 80^\circ$ ) и сопоставима с предельной относительной погрешностью  $\delta l_\Sigma$  (27). Следовательно, достижимая абсолютная погрешность одночастотной ЛЛС лежит в субсантиметровом диапазоне: 2–8 мм.

**Двухчастотная локация.** Совершенно по-иному обстоит дело с предельно достижимой точностью для двухчастотной (или двухволновой) локации (Degnan, 19). Метод, как известно, основан на одновременной локации ИСЗ на двух длинах волн —  $\lambda_1$  (длинноволновый компонент) и  $\lambda_2$  (коротковолновая). Поскольку до высот 80 км газовый состав атмосферы постоянен, то, измеряя два временных интервала для  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ , можно произвести авторедукцию атмосферной поправки. Собственно для этого метод и был предложен и уже начал находить первые применения (Riepl, 1995).

Естественно, если бы ошибка ПГЗ отсутствовала, то предельно достижимая точность этого метода (абсолютная) определялась бы лишь длительностью локационных импульсов. В работе Degnan (19) указывалось, что для достижения абсолютной точности около 1 мм длительность локационных импульсов при использовании в передатчике лазера на сапфире с ионами титана (Ti-Sh), оптимального по мнению автора для двухчастотной локации, должна быть порядка 0.7 пс. Из проведенного анализа дисперсионного расплывания понятно, что импульсы такой длительности через атмосферу просто не пройдут (см. формулу (16)). Но применение техники фурье-обработки световых импульсов позволяет обойти эту трудность и даже достичь, казалось бы, субмиллиметровой абсолютной точности измерений.

Как было показано выше, основным фактором, ограничивающим точность локации для одночастотного метода, является ПГЗ локационного импульса. Оказывается, что для двухчастотного метода локации ошибка ПГЗ не авторедуцируется и также является фактором, ограничивающим предельно достижимую абсолютную точность локации ИСЗ.

Получим выражение для оценки ошибки метода двухчастотной локации ИСЗ, учитывая ошибку ПГЗ. Полное выражение для поправки в измеренную дальность от ЛЛС до ИСЗ можно представить в виде

$$\Delta p(\lambda) = f_g(\lambda)\Phi(P, T, e, \dots) + f'(\lambda)F(L, \theta, \varphi_L, \varphi_{RR}), \quad (28)$$

где  $f_g(\lambda)$  — член, описывающий зависимость групповой дисперсии от длины волны (Martinez, 1986;

Riepl, 1995);  $\Phi$  — функция, которая описывает интегральную атмосферную задержку и считается неизвестной (формула Марини—Мюррея — ее хорошее приближение);  $f'(\lambda) = 0.88/\lambda^2 + 0.015/\lambda^4$  согласно (26);  $F$  — неизвестная ошибка ПГЗ, точнее та ее часть, которая не зависит от длины волны. Истинное расстояние от ЛЛС до ИСЗ равно

$$l_{\text{tru}} = \frac{1}{2} ct_i - \Delta p(\lambda_i), \quad i = 1, 2, \quad (29)$$

где  $t_i$  — измеренный временной интервал «старт-стоп» для  $i$ -й длины волны. Приравнивая правые части (29) для разных длин волн, с учетом (28) получаем

$$\frac{1}{2} c\Delta t = [f(\lambda_1) - f(\lambda_2)]\Phi + [f'(\lambda_1) - f'(\lambda_2)]F. \quad (30)$$

Здесь  $\Delta t = t_1 - t_2$  — измеряемые величины; члены в квадратных скобках — вычисляемые. Расстояние в двухчастотном методе определяется как

$$l_{\text{calc}} = \frac{1}{2} ct_i - f(\lambda_i)\Phi' \equiv \frac{c}{2} \left[ t_i - \frac{\Delta t f(\lambda_i)}{f(\lambda_1) - f(\lambda_2)} \right]. \quad (31)$$

Здесь  $\Phi' = c\Delta t / 2(f(\lambda_1) - f(\lambda_2))$ . Если бы ошибка ПГЗ отсутствовала, то  $\Phi' = \Phi$ . Но поскольку она всегда есть для любых  $\theta \neq 0^\circ$ , то ошибку метода находим как

$$\begin{aligned} \Delta l_{\text{meth}} &= l_{\text{tru}} - l_{\text{calc}} = \\ &= \left[ f(\lambda_i) \frac{f(\lambda_1) - f(\lambda_2)}{f(\lambda_1) - f(\lambda_2)} - f'(\lambda_i) \right] F \equiv K \cdot F, \end{aligned} \quad (32)$$

где согласно (26)  $F \approx L\varphi_{RR}\text{tg}(\theta)$ . Нетрудно убедиться, что для видимого диапазона  $K \approx 2.6 \cdot 10^{-6}$ . Для высокоорбитальных ИСЗ, таких как «Эталон» или спутники GPS, при  $L = 20\,000$  км,  $\varphi_{RR} = 2.5''$ ,  $\theta = 70^\circ$  ошибка метода составляет 18 мм; а для ИСЗ «Lageos» — 5.4 мм. Следовательно, двухчастотный метод вообще непригоден для локации высокоорбитальных ИСЗ. Для низкоорбитальных спутников ситуация практически та же — за счет большей ошибки изготовления двугранных углов отражателей.

**Трехчастотный метод.** Запишем уравнение (29) для истинного расстояния  $l_{\text{tru}}$ , подставив из (28) выражение для поправки  $\Delta p$  в явном виде:

$$l_{\text{tru}} = \frac{1}{2} t_i - f(\lambda_i)\Phi - f'(\lambda_i)F, \quad (33)$$

т. е. мы формально имеем уравнение с тремя неизвестными —  $l_{\text{tru}}$ ,  $\Phi$  и  $F$ . Следовательно, если локацию проводить одновременно на трех длинах волн, то получим замкнутую систему из трех

линейных уравнений с известными коэффициентами  $t_i$ ,  $f(\lambda_i)$  и  $f'(\lambda_i)$ , откуда нетрудно, казалось бы, определить поправки  $\Phi$ ,  $F$  и искомое расстояние  $l_{\text{true}}$ . Однако простые алгебраические расчеты системы (33) показывают, что точность редукции катастрофически резко уменьшается при переходе от двух- к трехчастотному методу локирования. Как и для всякого дифференциального метода, в данном случае дисперсионного, точность пропорциональна спектральному зазору — для двухчастотного метода, и произведениям спектральных зазоров — для многочастотных. Таким образом, при переходе от одночастотного метода к двухчастотному точность (без учета ошибки ПГЗ) падает примерно в 50 раз, что еще можно было бы компенсировать увеличением точности измерения временного интервала за счет использования методов фурье-обработки локационных импульсов. При переходе к трехчастотному методу точность падает еще в 40 раз, т. е. в 2000 раз по отношению к одночастотному методу, а это никак невозможно компенсировать. Следовательно, трехчастотный метод локации использовать для авторедукций поправки атмосферы и ошибки ПГЗ бессмысленно.

## ВЫВОДЫ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из рассмотренных физических процессов, влияющих на распространение сверхкоротких импульсов в пространстве, определяющим в плане ограничения предельной точности измерений расстояний при локации ИСЗ является эффект поперечного группового запаздывания. Этот эффект вносит неконтролируемую ошибку в измеряемый временной интервал между моментами излучения локационного импульса и прихода эхо-сигнала от ИСЗ. Ошибка, как показано, во многом определяется технической реализацией системы световых отражателей ИСЗ; для существующих сегодня геодезических спутников предельно достижимая точность локации составляет 1—5 мм.

Вторым фундаментальным фактором, ограничивающим предельно достижимую точность локации, является временная aberrация атмосферы как оптической среды. Остальные физические процессы, проанализированные в данной работе, по сравнению с выше упомянутыми меньше влияют на точность локации и, что принципиально, их вклад в общий бюджет предельной точности можно существенно уменьшить и даже устраниТЬ при соответствующей оптимизации ЛЛС.

В работе также показано, что использование многочастотных (или многоволновых) методов ло-

кации ИСЗ нецелесообразно, поскольку реализуемая абсолютная предельная точность существенно уступает абсолютной предельной точности классического одночастотного метода.

Каковы же перспективы развития лазерной локации ИСЗ как инструмента для фундаментальных исследований? Очевидно, они во многом зависят от идеологии построения самих ИСЗ, точнее их систем отражателей. Сегодняшняя идеология (точнее вчерашняя) базируется на уголковых отражателях с искусственно вводимой ошибкой изготовления двугранных углов. И хотя при этом преследуется большая цель — избавиться от проблемы влияния скоростной aberrации на снос диаграммы направленности эхо-сигнала относительно ЛЛС — но это, к сожалению, неоправдано с точки зрения достижения высокой точности локирования. Казалось бы, в локации ИСЗ практически уже достигнута предельная точность измерения расстояний — ведущие ЛЛС регулярно проводят локации с субсантиметровой погрешностью нормальных точек. Но даже в рамках существующей идеологии построения отражателей ИСЗ, без привлечения принципиально новых подходов, имеются некоторые резервы улучшения предельно достижимой точности измерений. Действительно, выполнить два противоречивых требования к уголковому отражателю ИСЗ, а именно решить проблему влияния скоростной aberrации и сохранить при этом высокую соосность отраженного от ИСЗ луча падающему можно, пожертвовав энергетическими параметрами ЛЛС. Для этого необходимо локировать пучком с широкой диаграммой направленности, использовать на ИСЗ широкоапертурные (следовательно, с высокой точностью изготовления двугранных углов) уголковые отражатели, а для сохранения дальности обнаружения увеличить энергию локационного импульса. Таким образом ошибку ПГЗ можно уменьшить в несколько раз, т. е. в принципе достичь субмиллиметрового диапазона точности локации ИСЗ типа «Lageos». Однако полностью устранить ее можно только в случае локирования спутника, находящегося в зените.

Автор благодарен ведущему научному сотруднику Крымской ЛЛС ФИРАН В. В. Курбасову и академику НАН Украины Я. С. Яцкевичу за плодотворные обсуждения и ряд полезных замечаний в ходе выполнения работы.

Ахманов С. А., Выслоух В. А., Чиркин А. С. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. — М.: Наука, 1988.—309 с.

Ахманов С. А., Сухоруков А. П., Хохлов Р. В. Самофокусировка и дифракция света в нелинейной среде // Успехи физ. наук.—1967.—93, вып. 1.—С. 19.

Зубковский С. Л., Кухарец В. П., Цванг Л. Р. Вертикальные

- профили характеристик турбулентности в приземном и пограничных слоях атмосферы при неустойчивой стратификации // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана.—1979.—15, № 1.—С. 44.
- Курбасов В. В. Угловковые отражатели для лазерной локации // Применение угловковых отражателей при лазерной локации космических объектов. — М.: Астросовет АН СССР, 1973.—С. 5.
- Лукин В. П. Атмосферная адаптивная оптика. — Новосибирск: Наука, 1986.—248 с.
- Миронов Н. Т. Построение и анализ моделей редукций лазерных измерений расстояний до ИСЗ: Дис. ... доктора физ.-мат. наук. — Киев, 1994.—325 с.—Машинопись.
- Мотрунич И. И., Швалагин И. В. К вопросу об определении атмосферной поправки при лазерных измерениях дальности // Астрометрия и астрофизика.—1979.—Вып. 37.—С. 61.
- Brookner E. Limit Imposed by Atmospheric Dispersion on the Minimum Laser Pulsewidth That Can Be Transmitted Undistorted // Proc. IEEE.—1969.—57, N 7.—P. 1234.
- Cristov I. P. Propagation of Femtosecond Light Pulses // Opt. Communns.—1985.—53.—P. 364.
- Degnan J. Satellite Laser Ranging: Current Status and Future Prospects // IEEE Trans.—GE-28, N 4.—P. 398.
- Hanna D. C., Yuratich M. A., Cotter D. Nonlinear optics of free atoms and molecules. — Berlin: Springer-Verlag, 1979.
- Hofmann-Wellenhof B., Lichtenegger H., Collins J. Global positioning system. Theory and practice. — Wien New York: Springer-Verlag, 1992.—326 p.
- International Association of Geodesy. Resolution No.1 of the 13-th General Assembly // Bull. Geod.—1963.—70.—P. 360.
- Jonson A. M., Stolen R. H., Simpson W. M. The Single-Stage Compression of Frequency Doubled Nd: Yttrium Aluminum Garnet Laser Pulses // Appl. Phys. Lett.—1984.—44.—P. 729.
- Kulke O., Herpers U., fon der Linde D. Spectral Broadening of intense femtosecond pulses in atmospheric air // Opt. Communns.—1987.—63, N 4.—P. 275.
- Marcuse D. Pulse Distortion in Single-Mode Fibers // Appl. Opt.—1980.—19.—P. 1653; 1981.—20.—P. 2969; 3: Chirped Pulses // Appl. Opt.—1981.—20.—P. 3573.
- Marini J. V., Murray J. C. W. Correction of laser range tracking data for atmospheric refraction at elevations above 10 degrees // NASA Tech. Rep.—1973.—N X-591.—P. 73.
- Martinez O. E. Pulse Distortions in Tilted Pulse Schemes for Ultrashort Pulses // Opt. Communns.—1986.59.—P. 229.
- McCarthy D. IERS Standards (1992) // IERS Tech. Note 13.—1992. Observatoire de Paris. P. 116.
- Mironov N. T., Emetz A. I. Etalon-1, -2 Center of Mass Correction and Array Reflectivity // Proc. Eighth Int. Workshop on Laser Ranging Instrument. Annapolis. MD. 1993. P. 6.
- Owens J. S. Optical Refractive Index of Air: Dependence on Pressure, Temperature and Composition // Appl. Opt.—1967.—6, N 1.—P. 51.
- Riepl S. Two Color Ranging to Ajisai using a Streak Camera Detector // Proc. Ann. Eurolas Meeting. Munich. March 1995. P. 78.
- Satellite laser ranging in 1990s // Proc. Workshop held at the Belmont Conf. Center Elkridge. Maryland. Feb. 1—2, 1994. — NASA Conf. Publ. 3283, 1994.—115 p.
- Topp M. R., Orner G. C. Group Dispersion Effects in Picosecond Spectroscopy // Opt. Communns.—1975.—13.—P. 276.
- Treacy E. B. Compression of Picosecond Light Pulses // Phys. Lett.—1968.—A-28.—P. 112.

---

#### THE LIMIT ACCURACY OF LASER RANGING OF EARTH ARTIFICIAL SATELLITES

*V. I. Prokhorenko*

The well-known physical factors that restrict the laser ranging accuracy are analysed in detail. The transverse group delay and temporal atmospheric aberrations are found to be the principal factors, while the outer space and nonlinear distortions in the atmosphere are much less important. The accuracy which can be actually attained in the single-frequency ranging of geodetic satellites is 1–5 mm. Some analytical equations are derived for the limit accuracy of a certain SLR station. Multicolour ranging methods are shown to be inferior in accuracy to the single-frequency ranging.

УДК 536.48:629.785

# Проектирование ПЗС-камеры оптической космического системы базирования

**В. Г. Колобродов**

Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут», Київ

*Надійшла до редакції 30.04.96*

Представлена методика проектирования оптической системы ПЗС-камери космического базування. Отримані формули для розрахунку роздільної здатності, фокусної віддалі, поля зору та діаметра вхідного зрачка об'єктива камери. Розглянуто приклад розрахунку оптичних характеристик об'єктива.

## ВВЕДЕНИЕ

Развитие общества привели к резкому увеличению антропогенной нагрузки на природную среду, в результате чего наблюдается загрязнение всех ее составляющих, истощение естественных ресурсов земной поверхности. В практике экологических и природо-ресурсных исследований важную роль играет дистанционное зондирование Земли из космоса оптико-электронными системами различного класса и назначения. Одной из актуальных проблем, стоящих перед разработчиками таких систем, является повышение их пространственной и энергетической разрешающих способностей с одновременным уменьшением массы прибора и его энергопотребления.

Настоящая статья посвящена вопросам проектирования оптической системы (ОС) ПЗС-строчной камеры, установленной на спутнике с высотой полета  $h_t = 400$  км, которая обеспечивала бы пространственное разрешение  $\Delta V = 5$  м на поверхности Земли. Такие камеры работают в видимом и ближнем ИК-диапазонах спектра, а в качестве фотоприемника ( $\Phi\Gamma$ ) используются кремниевые ПЗС-линейки с большим числом элементов и малыми размерами чувствительной площадки.

## МОДЕЛЬ ФОРМИРОВАНИЯ ВИДЕОСИГНАЛА В ПЗС-КАМЕРЕ

Формирование видеосигнала в ПЗС-камере удобно рассмотреть на обобщенной функциональной схеме (рис. 1). Солнечное излучение, отражаясь от земной поверхности, на которой расположен объект наблюдения, проходит через атмосферу и попадает в ОС камеры. ОС формирует изображение объекта и фона в плоскости  $\Phi\Gamma$ , который преобразует распределение облученности в электрический сигнал, который после считывания формирует видеосигнал.

Рассмотрим более подробно отдельные элементы этой функциональной схемы.

Объект наблюдения расположен на равномерном фоне земной поверхности, который характеризуется альбедо  $\rho_b$ . Объект имеет коэффициент отражения, отличный от альбедо на величину  $\Delta\rho$ . Иногда величина  $\Delta\rho$  определяется следующим образом:

$$\Delta\rho = \frac{\rho_t - \rho_b}{\rho_b},$$

или

$$\Delta\rho = \frac{\rho_t - \rho_b}{\rho_b} \cdot 100\%, \quad (1)$$

Рис. 1. Обобщенная функциональная схема ПЗС-камеры

где  $\rho_t$ ,  $\rho_b$  — коэффициенты отражения объекта и фона соответственно. Если объект и фон излучают по закону Ламберта, а Солнце создает на поверхности Земли освещенность  $E_0$ , то светимость объекта и фона

$$M_t = E_0 \rho_t, \quad M_b = E_0 \rho_b \quad (2)$$

соответственно. С учетом спектральных характеристик

$$M_t = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \rho_t(\lambda) E_0(\lambda) d\lambda; \quad M_b = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \rho_b(\lambda) E_0(\lambda) d\lambda. \quad (3)$$

При этом полезный сигнал формируется за счет отличий отражательной способности объекта и фона, т. е.

$$\Delta M = M_t - M_b = E_0(\rho_t - \rho_b).$$

Тогда минимальное превышение светимости объекта над фоном, или пороговое значение светимости, равно

$$\Delta M_n = E_0 \Delta \rho. \quad (4)$$

Определим величину  $E_0$  для рабочего спектрального диапазона, ограниченного значениями  $\lambda_1 = 0.5$  и  $\lambda_2 = 0.76$  мкм. Для этого рассчитаем вначале энергетическую освещенность  $E'_s$ , создаваемую Солнцем вне атмосферы в диапазоне  $\lambda_1 \dots \lambda_2$  по методике, изложенной Павловым (1974):

$$E'_s = E_s [z(\lambda_2) - z(\lambda_1)],$$

где  $E_s = 0.14$  Вт/см<sup>2</sup> — энергетическая освещенность, создаваемая Солнцем вне атмосферы во всем спектральном диапазоне;  $z(0.76) = 0.58$ ,  $z(0.5) = 0.236$  — коэффициенты, учитывающие спектральный состав излучения Солнца. Тогда

$$E'_s = 0.14(0.58 - 0.236) = 4.8 \cdot 10^{-2} \text{ Вт/см}^2.$$

С учетом пропускания атмосферы  $\tau_A = 0.5$  (см. далее), освещенность поверхности Земли в рабочем

спектральном диапазоне равна

$$E_0 = E'_s \tau_A = 4.8 \cdot 10^{-2} \cdot 0.5 = 2.4 \cdot 10^{-2} \text{ Вт/см}^2.$$

**Атмосфера** — это промежуточная среда между объектом и камерой, в которой происходит изменение параметров излучения от объекта за счет поглощения и рассеяния. Поглощение обусловлено в основном взаимодействием световой волны с молекулами воды и углекислого газа, а рассеяние связано с наличием скопления молекул атмосферных газов, частиц пыли и капелек воды. Атмосфера характеризуется спектральным  $\tau_A(\lambda)$  и интегральным  $\tau_A$  коэффициентами пропускания, причем  $\tau_A = E_0/E_s$ , где  $E_0 = 0.06 \dots 0.09$  Вт/см<sup>2</sup> — освещенность поверхности Земли в ясную погоду (Ишанин и др., 1991). Поэтому для предварительных расчетов будем полагать, что  $\tau_A = 0.5$ . Анализ влияния атмосферы на работу ПЗС-камеры с учетом рабочего спектрального диапазона  $\lambda_1 \dots \lambda_2$ , широты наблюдения, высоты Солнца, времени суток и года, облачности и состояния атмосферы требует дополнительных глубоких исследований.

**Оптическая система** состоит из двух основных элементов — главного объектива и плоского зеркала перенацеливания оси визирования (в некоторых случаях зеркало отсутствует). Дополнительными элементами ОС являются каналы калибровки и тестирования ПЗС-камеры, которые не рассматриваются в данной статье. Наиболее важным элементом ПЗС-камеры высокого пространственного разрешения является объектив, который имеет следующие оптические характеристики (Бегунов, 1981; Колобродов и др., 1994):

- фокусное расстояние  $f_0$ ;
- относительное отверстие  $D_0/f_0$  или эффективное диафрагменное число  $k_{\phi} = f_0/D_0$ , где  $D_0$  — диаметр входного зрачка;
- поле зрения:
  - угловое  $2\omega_0$ ;

- линейное в пространстве предметов (на поверхности Земли)  $V \times W$ ;
- линейное в пространстве изображений (в плоскости ФП)  $V' \times W'$ ;
- разрешающая способность при заданном контрасте  $M_{01}$ :
  - в центре  $\nu_{x1}$  ( $\omega = 0$ );
  - на краю  $\nu_{x1}$  ( $\omega = \omega_0$ );
- модуляционная передаточная функция (МПФ)  $M_0(\nu_x)$ , где  $\nu_x$  — пространственная частота;
- рабочий спектральный диапазон  $\lambda_1 \dots \lambda_2$ ;
- спектральный  $\tau_0(\lambda)$  и интегральный  $\tau_0$  коэффициенты пропускания.

Объектив формирует изображение, освещенность которого определяется выражением

$$E' = \frac{1}{4} \left( \frac{D_0}{f'_0} \right)^2 \tau_A \tau_0 M. \quad (5)$$

С учетом спектральных характеристик

$$E' = \frac{1}{4} \left( \frac{D_0}{f'_0} \right)^2 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \tau_A(\lambda) \tau_0(\lambda) M(\lambda) d\lambda. \quad (6)$$

Качество изображения наиболее полно характеризуется МПФ, которую для высококачественных объективов удобно аппроксимировать функцией (Колобродов и др., 1994)

$$M_0(\nu_x) = 1 - \frac{1.218}{D_0} f'_0 \lambda \frac{\nu_x}{\eta}, \quad (7)$$

где  $\eta = (1 - M_{01}) / (1 - M_{0d}) \leq 1$  — параметр аппроксимации, определяющий отличие реальной МПФ  $M_{0r}$  от дифракционно ограниченной  $M_{0d}$  на определенной пространственной частоте.

**Фотоприемником** служит ПЗС-линейка. Предлагается использовать аналог ФП CCD 151 фирмы LORAL Fairchild Imaging Sensors, который имеет следующие характеристики, необходимые для проектирования камеры:

- Тактовая частота  $f_d = 2 \dots 10$  МГц (типично 5 МГц).
- Экспозиция, эквивалентная среднему квадратичному значению шума  $H_n = 0.0002$  мкДж/см<sup>2</sup>.
- Экспозиция насыщения  $H_m = 0.5$  мкДж/см<sup>2</sup>.
- Размер площадки чувствительного элемента  $V_D \times W_D = 7 \times 7$  мкм<sup>2</sup>.
- Расстояние между центрами элементов  $L_{D1} = 7$  мкм.
- Количество элементов  $N = 5000$ .
- Чувствительность  $S_D = 4$  В·мкДж<sup>-1</sup>см<sup>2</sup>.
- Максимальный динамический диапазон 2500:1.
- Рабочая температура  $-25^\circ \dots +70^\circ\text{C}$ .

Так как чувствительная площадка ФП имеет конечные размеры  $V_D \times W_D = 7 \times 7$  мкм<sup>2</sup>, а сам приемник обладает постоянной времени  $t_D$ , его МПФ описывается формулой (Колобродов и др., 1994)

$$M_D = M_{Ds} M_{Dt},$$

где  $M_{Ds} = \text{sinc}(V_D \nu_x)$  — пространственная МПФ;  $M_{Dt} \approx 1$  — временная МПФ. Учет функции  $M_{Dt}$ , требует более детального исследования и выходит за рамки данной статьи. Поэтому будем считать, что

$$M_D(\nu_x) = \frac{\sin(\pi V_D \nu_x)}{\pi V_D \nu_x}. \quad (8)$$

#### РАСЧЕТ ОПТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ОБЪЕКТИВА

**Разрешающая способность.** На качество изображения, его «размытость», влияют одновременно МПФ объектива и ФП. Для линейных инвариантных систем МПФ системы «объектив—ФП» имеет вид

$$M_s = M_0 M_D. \quad (9)$$

С учетом (7) и (8)

$$M_s(\nu_x) = \left( 1 - \frac{1.218}{D_0} f'_0 \lambda \frac{\nu_x}{\eta} \right) \frac{\sin(\pi V_D \nu_x)}{\pi V_D \nu_x}. \quad (10)$$

При согласовании разрешающих способностей объектива и ФП полагают, что они имеют одинаковую пространственную частоту  $\nu_{x1}$  при  $M_{01} = M_{D1} = 0.5$  (рис. 2) (Колобродов и др., 1994), т. е.

$$M_{01}(\nu_{x1}) = 1 - \frac{1.218}{D_0} f'_0 \lambda \frac{\nu_{x1}}{\eta} = \frac{1}{2}.$$

$$M_{D1}(\nu_{x1}) = \frac{\sin(\pi V_D \nu_{x1})}{\pi V_D \nu_{x1}} = \frac{1}{2}.$$

Отсюда

$$\nu_{x1} = \frac{\eta}{2.436 \left( \frac{f'_0}{D_0} \right) \lambda};$$

$$\nu_{x1} = \frac{0.6}{V_D}. \quad (11)$$

Из сравнения двух последних равенств находим формулу для расчета коэффициента аппроксимации  $\eta$ :

$$\eta = 1.46 \left( \frac{f'_0}{D_0} \right) \frac{\lambda}{V_D}. \quad (12)$$

Будем аппроксимировать элемент разрешения системы «объектив—ФП» в плоскости ФП прямо-



Рис. 2. К определению разрешающей способности ПЗС-камеры: 1 — МПФ дифракционно ограниченного (идеального) объектива; 2 — МПФ объектива при  $\eta = 0.8$ , согласованная с ФП; 3 — МПФ ФП с чувствительной площадкой размером  $V_D$

угольником размером  $V_s \times W_s$ , одномерная МПФ которого согласно (8) имеет вид

$$M_s^a(\nu_x) = \frac{\sin(\pi V_s \nu_x)}{\pi V_s \nu_x}. \quad (13)$$

Из условия совпадения функций (10) и (13) на уровне 0.5 получим систему уравнений

$$M_{s2}(\nu_{x2}) = 0.5;$$

$$M_{s2}^a(\nu_{x2}) = 0.5.$$

Из первого уравнения аналогично (11)

$$\nu_{x2} = \frac{0.6}{V_s}. \quad (14)$$

Тогда второе уравнение с учетом (12) и (14) запишется в виде

$$\left(1 - \frac{V_D}{2V_s}\right) \frac{\sin\left(\pi V_D \frac{0.6}{V_s}\right)}{\pi V_D \frac{0.6}{V_s}} = \frac{1}{2}.$$

Решение этого трансцендентного уравнения дает следующий результат

$$V_s = 1.49V_D. \quad (15)$$

**Фокусное расстояние.** Рассмотрим оптическую схему формирования изображения в ПЗС-камере (рис. 3), где  $V_s$  — элемент разрешения системы «объектив—ФП» (ПЗС-камеры);  $f_0$  — искомое фокусное расстояние;  $h_f$  — высота полета КА;  $\delta V$  — элемент разрешения на поверхности Земли. Из

геометрии рисунка находим, что

$$f_0 = \frac{V_s}{\delta V} h_f. \quad (16)$$

**Поле зрения.** Максимальное поле зрения объектива определяется максимальным размером ПЗС-

Рис. 3. К расчету фокусного расстояния объектива



Рис. 4. Геометрическая схема линейного сканирования одноэлементным ФП: 1 — направление полета КА; 2 — направление сканирования;  $\alpha_D$ ,  $\beta_D$  — угловое разрешение ПЗС-камеры

линейки  $l_D = V_D N = 7 \cdot 10^{-3} \cdot 5000 = 35$  мм. Согласно рис. 3 находим, что угловое поле зрения вдоль координаты  $x$  и  $y$  составляет соответственно

$$\begin{aligned} 2\omega_{0x} &= 2\arctg \frac{l_D}{2f'_0}, \\ 2\omega_{0y} &= 2\arctg \frac{V_s}{2f'_0}. \end{aligned} \quad (17)$$

Поэтому  $2\omega_0 = 2\omega_{0x}$

Линейное поле зрения находится по формулам, аналогичным (16)

$$\begin{aligned} V &= \frac{l_D}{f'_0} h_i; \\ W &= \frac{V_s}{f'_0} h_f. \end{aligned} \quad (18)$$

При этом необходимо отметить, что на краю поля зрения размеры элемента разрешения на поверхности Земли изменяются по закону (рис. 4)

$$\delta V = V' D = \frac{V_s h_f}{f'_0 \cos^2 \omega};$$

$$\delta W = W' D = \frac{V_s h_f}{f'_0 \cos \omega}.$$

Такое же изменение элемента разрешения будет наблюдаться и при наклоне оси визирования на угол  $\omega$  относительно вертикального положения.

**Диаметр входного зрачка.** Диаметр входного зрачка объектива  $D_0$  (относительное отверстие  $D_0/f'_0$  или эффективное диафрагменное число  $k_{\phi} = (D_0/f'_0)^{-1}$ ) определяет энергетическую разрешающую способность камеры. Исходными при расчете  $D_0$  являются:

1. Пороговая облученность ФП

$$E_n = H_n / t_i. \quad (20)$$

2. Пороговая светимость объекта наблюдения, которая определяется из формулы (5)

$$E_n = \frac{1}{4} \left( \frac{D_0}{f'_0} \right)^2 \tau_A \tau_0 \Delta M_n. \quad (21)$$

Отсюда

$$D_0 = f'_0 \sqrt{\frac{4E_n}{\tau_A \tau_0 \Delta M_n}}. \quad (22)$$

**Пространственное разрешение вдоль направления полета.** В линейных ПЗС-строчных камерах разложение изображения по второй координате  $y$  осуществляется за счет собственного движения КА. За время (период) строчной развертки  $t_i$ , которое равно времени накопления заряда, изображение ПЗС-линейки на поверхности Земли сместится на величину

$$\delta y = v_i t_i, \quad (23)$$

где  $v_i = 7.9$  км/с — первая космическая скорость у

поверхности Земли. Величиной  $\delta u$  можно управлять путем изменения тактовой частоты считывания  $f_d$ . При этом необходимо помнить, что с увеличением  $f_d$  уменьшается время накопления заряда в ПЗС-линейке, а значит и энергетическое разрешение камеры.

#### ПРИМЕР ПРОЕКТИРОВАНИЯ ОБЪЕКТИВА

В качестве примера рассмотрим расчет основных характеристик объектива ПЗС-камеры, которая обеспечивала бы:

- пространственное разрешение на поверхности Земли  $\delta V = 5$  м;
- воспринимаемую разность альбедо  $\Delta\rho = 1\%$  на равномерном фоне с альбедо  $\rho_b = 0.3$ ;
- рабочий спектральный диапазон  $\lambda \lambda 0.5 - 0.76$  мкм;
- высоту орбиты спутника  $h_f = 400$  км;
- в качестве ФП используется ПЗС-линейка CCD 151.

В соответствии со сказанным выше:

1. Разрешающую способность при контрасте  $M_{ol} = 0.5$  находим по формуле (11):

$$\nu_{xi} = 0.6 / 7 \cdot 10^{-3} = 86 \text{ мм}^{-1}.$$

2. Фокусное расстояние находим по формуле (16) с учетом (15):

$$f'_0 = 1.49 \cdot 7 \cdot 10^{-3} \cdot 400 \cdot 10^3 / 5 = 832 \text{ мм.}$$

3. Угловое поле зрения находим по формуле (17):

$$2\omega_0 = 2\omega_{0x} = 2\arctg \frac{l_D}{2f'_0} = 2\arctg \frac{35}{2 \cdot 832} = 2.4^\circ.$$

Линейное поле зрения на поверхности Земли находим по формулам (18):

$$V = \frac{l_D}{f'_0} h_f = \frac{35}{832} 400 = 16.8 \text{ км};$$

$$W = \frac{V_s}{f'_0} h_f = \frac{10.4}{832} 400 = 5 \text{ м.}$$

4. Диаметр входного зрачка находим по формуле (22), где известно только ранее определенное фокусное расстояние объектива  $f'_0 = 832$  мм.

Для типичных зеркально-линзовых телобъективов с просветляющими покрытиями интегральный коэффициент пропускания в видимом диапазоне  $\tau_0 = 0.8$ .

Пороговую светимость объекта наблюдения  $\Delta M_n$  рассчитаем по формуле (4), где  $\Delta\rho = 3 \cdot 10^{-3}$  — воспринимаемая ПЗС-камерой разность альбедо;  $E_0 = 2.4 \cdot 10^{-2} \text{ Вт}/\text{см}^2$  — освещенность поверхности

Земли в рабочем спектральном диапазоне. Тогда пороговая светимость объекта наблюдения

$$\Delta M_n = 3 \cdot 10^{-3} \cdot 2.4 \cdot 10^{-2} = 7.2 \cdot 10^{-5} \text{ Вт}/\text{см}^2.$$

Пороговая освещенность ФП, определяется формулой (20)  $E_n = H_{nr}/t_i$ , где  $H_{nr}$  — пороговая экспозиция в рабочем спектральном диапазоне для излучения, создаваемого Солнцем;  $t_i$  — время интегрирования (накопления) заряда в элементе ПЗС-линейки, определяемое как  $t_i = t_0 N$ , где  $t_0 = 1/f_D = 1/(5 \cdot 10^6) = 2 \cdot 10^{-7}$  с — время считывания одного элемента (здесь  $f_D = 5 \cdot 10^6$  Гц — тактовая частота считывания ПЗС-линейки);  $N = 5000$  — количество элементов в ПЗС-линейке. Тогда  $t_i = 10^{-3}$  с. Рассчитаем  $H_{nr}$ , если известна экспозиция, эквивалентная среднему квадратичному значению шума,  $H_{nt} = 0.0002 \text{ мкДж}/\text{см}^2$  для эталонного источника излучения с температурой 2854 К.

Согласно работе Ишанина и др. (1981)

$$H_{nr} = H_{nt} \frac{k_i}{k_r},$$

где  $k_i = 0.187$ ,  $k_r = 0.852$  — коэффициенты использования ФП в рабочем спектральном диапазоне по отношению к эталонному и реальному источникам излучения соответственно. Тогда  $H_{nr} = 0.22 H_{nt} = 4.4 \cdot 10^{-11} \text{ Дж}/\text{см}^2$ , а  $E_n = 4.4 \cdot 10^{-8} \text{ Вт}/\text{см}^2$ . Подставляя исходные данные в формулу (22), имеем  $D_0 = 206$  мм.

Таким образом, данная методика позволяет получить исходные данные для расчета оптической схемы объектива.

Бегунов Б. Н., Заказнов Н. П., Кирюшин С. И., Кузичев В. И. Теория оптических систем. — М.: Машиностроение, 1981.— 432 с.

Ишанин Г. Г., Панков Э. Д., Андреев А. А., Польщиков Г. В. Источники и приемники излучения. — Санкт-Петербург.: Политехника, 1991.— 240 с.

Колобров В. Г., Шустер Норберт. Инфракрасная термография (физические основы, методы проектирования и контроля, применение). — Киев: Министерство образования Украины, 1994.— 426 с.

Павлов А. В. Оптико-электронные приборы. — М.: Энергия, 1974.— 360 с.

#### DESIGNING THE OPTICAL SYSTEM OF A SATELLITE-BORNE CCD-CAMERA

V. G. Kolobrodov

A technique is proposed for designing the optical system of a satellite-borne CCD-camera. Formulas were obtained for calculating the resolution, focal length, angular and linear field of view, and entrance pupil diameter of the camera. Calculations of main objective characteristics are given as an example.

УДК 681.586.5

## Волоконно-оптические и перспективы их использования в космической программе датчики Украины

Г. Ф. Горностаев

Інститут проблем матеріалознавства ім І. Н. Францевича Національної академії наук України, Київ

*Надійшла до редакції 27.02.96*

Приведені принципи побудови і переваги волоконно-оптических датчиків фізичних величин. Представлено результати створення датчиків для дослідження теплозахисних матеріалів та технологій їх виготовлення разом з датчиками. Пропонуються різні варіанти використання волоконно-оптических датчиків в існуючих проектах космічної програми України.

Области применения световодных датчиков и сенсорных устройств непрерывно расширяются. Ориентировочные данные и прогнозы об увеличении объемов производства световодных датчиков в 1990—2000 гг. по данным фирмы «Электроникаст Корпорейшн» (Красюк и др., 1990) приведены на диаграммах (рис. 1). Для широкого развития промышленного производства световодных датчиков и сенсорных устройств большое значение имеет то обстоятельство, что их изготавливают в основном на той же элементной базе, что и волоконно-оптические системы связи.

Оптический носитель сигнала по сравнению с носителями неоптической природы обладает большим числом степеней свободы. Это следующие характеристики: интенсивность, частота, поляризация, фаза, скорость, направление распространения. Эти степени свободы оптического излучения используются для передачи и преобразования информации за счет прямой модуляции, поскольку при распространении оптических волн через прозрачную среду или при рассеянии, любая из этих характеристик света или все изменяются. Наблюдение и анализ этих изменений позволяют формировать информацию о состоянии среды или объекта

(его форме, размерах, направлении и скорости перемещения, температуре, плотности, наличии напряжений в нем и т. д.). Процесс взаимодействия оптического сигнала с волоконными структурами может быть охарактеризован опосредованной модуляцией — дополнительными степенями свободы (пространственными, временными, модовым составом, конвергенцией мод, пространственной поляризацией света после выхода из волокна и т. д.). Эти динамические характеристики оптического излучения могут быть использованы для получения информации о внешних физических полях (оптической и неоптической природы), воздействующих на материально-конструктивные характеристики световодов.

В отличие от оптических волн, характеризующихся сверхвысокими частотами, все другие физические (неоптической природы) экзозвоздействия на волоконные световоды являются, как правило, низкочастотными, включая статические (0-частотные) поля. В общем случае в линейном приближении колебания и волны разной природы не взаимодействуют. Это может быть использовано при создании датчиков, в которых носителем информации являются различные физические поля, частицы и излу-

Повышение эффективности работы волоконно-оптических датчиков возможно только на основе волокон, специально разработанных для конкретных целей. Можно выделить (Бусурин, Носов, 1990) три основных направления развития методов разработки компонентов волоконно-оптических датчиков (источников излучения, модуляторов, фильтров, переключателей и т. д.): применение микрооптических элементов (линз или граданов); использование элементов интегральной оптики — полосковых световодов; создание устройств, полностью интегрированных на оптическом волокне.

К достоинствам волоконно-оптических датчиков (Бутусов и др., 1987) следует отнести высокие метрологические характеристики, высокую надежность, долговечность, стабильность; малые габариты, массу и энергопотребление; совместимость с микроэлектронными устройствами обработки информации и волоконно-оптическими линиями связи при низкой трудоемкости изготовления и небольшой стоимости. Они оказываются конкурентоспособными и в тех случаях, когда необходимо обеспечить работу в сильных электромагнитных полях, в агрессивных, взрывоопасных и пожароопасных средах; при необходимостистыковки с процессорами оптических компьютеров (Окоши и др., 1990). В ряде случаев весьма ценными оказываются также такие их свойства, как высокая влаго- и термостойкость; низкая теплосъемка, тепло- и электропроводность; химическая инертность; возможность работы в труднодоступных местах; малая постоянная времени (Верещагин и др., 1991).

Рассмотрим возможности использования волоконно-оптических датчиков с амплитудной модуляцией для исследования характеристик и параметров взаимодействия высокотемпературных материалов с газовыми потоками. Представим высокотемпературную 2-фазную систему с движущейся вниз границей раздела фаз (рис. 2), в которой установлен блок световодов ( $I'$ ,  $I$ ,  $II$ ,  $III$ ) с определенными теплофизическими свойствами и заданными оптическими характеристиками при различном положении  $H$  световоспринимающих торцов относительно границы раздела фаз. При этом положение торцов световодов обусловлено следующим соотношением температуры плавления материала световода  $T_p$  и температуры на границе раздела фаз  $T_w$ :

$$T_p \approx T_w \text{ для первого и второго световодов;}$$

$$T_p > T_w \text{ для третьего световода.}$$

И экспериментальным путем (Горностаев и др., 1980б) установлено, что независимо от интенсивности внешнего излучения справедливо следующее

Рис. 1. Диаграммы объема производства световодных датчиков различного назначения:  $a$  — датчики с амплитудной модуляцией (1 — химические; 2 — температурные; 3 — уровня жидкости и скорости потока жидкости или газа; 4 — давления; 5 — радиации; 6 — местонахождения объектов и значений их взаимных смещений; 7 — акустические; 8 — электрических и магнитных полей; 9 — прочие);  $b$  — интерферометрические датчики (1 — для систем управления и регулирования; 2 — для систем и устройств локации; 3 — для измерения интенсивности магнитных полей и прочих)

чения неоптической природы. В этом случае на выходе волоконного канала могут использоваться визуализаторы информации различного принципа действия (Марков и др., 1987).

В разных датчиках физических величин и полей неоптической природы применяется функционально различное использование волоконных световодов:

- весь квазидномерный объем волокна может являться преобразующим (чувствительным) элементом;
- часть световода используется как чувствительный участок, а остальная часть используется для подвода и (или) вывода оптического сигнала;
- волоконный световод используется только для передачи света к чувствительному элементу.

Рис. 2. Двухфазная система со световодами: I, I', II, III — световоды; a — пленка родия; б — пленка расплава стекла;  $q_r$  — лучистый тепловой поток

соотношение для световых потоков  $J$  на выходе I и II световодов (рис. 2):

$$\lim_{H \rightarrow 0} [J_I/J_{II}] = 1.$$

Таким образом, установив один сквозной световод и несколько «внутренних» световодов на разных расстояниях  $H$  от границы раздела фаз, можно по моменту выравнивания их выходных световых сигналов дискретно определять унос теплозащитного материала (ТЗМ) при изменяющихся внешних условиях.

Для исследования уноса полупрозрачных материалов с целью более четкой регистрации момента выхода торца «внутреннего» световода на поверхность раздела фаз применялись световоды I', на верхние торцы которых по специальной технологии была нанесена тонкая (менее 20 мкм) пленка родия a. По экспериментальным оценкам время уноса этой пленки менее 0.1 с; она обладает высокими светоотражательными свойствами, химически стойкая.

II. Тонкий светозащитный колпачок из родия является имитатором абсолютно черного тела (АЧТ). Поэтому, используя полученную экспериментально тарировку световодного датчика без пленки по температуре модели АЧТ (рис. 3, кривая 2), можно применять такой чувствительный элемент и для измерения температуры внутри полупрозрачного высокотемпературного материала в процессе его разрушения.

III. С целью непрерывного измерения уноса материала была разработана оригинальная методика (Горностаев и др., 1980а), использующая два сквозных световода, один из которых прозрачный,

Рис. 3. Тарировочные зависимости световодных датчиков (диаметр световода 1 мм): 1 — по внешнему лучистому тепловому потоку  $q_r$ ; 2 — по яркостной температуре  $T_g$  абсолютно черного тела; R — фотосопротивление приемника излучения

а другой выполнен из цветного стекла и имеет существенную зависимость светопропускания от длины световода. В этом случае будет справедливым следующее соотношение для текущего значения длины цветного световода  $L_u$ , которая равна толщине уносимого материала:

$$L_u = A + K_u^{-1} \ln(J_u/J_n). \quad (1)$$

Здесь  $K_u$  — коэффициент поглощения материала цветного световода;  $J_u$ ,  $J_n$  — световые потоки на выходе цветного и прозрачного световода;  $A$  — условная величина. В связи с тем, что оплавленный торец световода II (рис. 2) теряет апертуру, это соотношение было получено без учета боковых лучей. Для реализации данной методики существенными являются три аспекта: подбор и расчет оптоэлектронной пары цветной световод — фотоприемник; подбор компенсирующего фильтра для прозрачного световода; подбор пары «цветной световод — исследуемый материал» по температуре разрушения. Расчетно-экспериментальным путем установлено, что с изменением цветовой температуры источника и интенсивности освещения сохраняется практически одна и та же «постоянная длины» цветного световода по пропусканию и постоянное соотношение между освещенностью в цветном канале определенной длины и в прозрачном световодном канале. Это позволяет использовать соотношение (1) инвариантно к условиям внешней освещенности (рис. 4).

Рис. 4. Результаты измерения уноса  $H$  фторопласта-4 непрерывным датчиком (линия — датчик, треугольники — киносъемка, точки — линейный замер): 1 — конвективный тепловой поток  $q = 1.6 \cdot 10^4$  кВт/м<sup>2</sup>, давление торможения  $P_e = 5.5 \cdot 10^5$  Па, температура торможения  $T_e = 5500$  К; 2 —  $q = 1.2 \cdot 10^4$  кВт/м<sup>2</sup>,  $P_e = 2.4 \cdot 10^5$  Па,  $T_e = 2700$  К

**IV.** Выделение лучистой составляющей теплового потока при исследовании ТЗМ и оценка их поглощательной способности (Горностаев, Король, 1983).

При примерном равенстве температуры плавления  $T_n$  сквозного световода  $II$  (рис. 2) и температуры уносимой поверхности материала  $T_w$  на торце световода образуется тонкая пленка расплава стекла  $b$  вследствие высокого градиента температуры в поверхностном слое ТЗМ и сильной зависимости вязкости расплава кварцевого стекла от температуры. При этом происходит уменьшение светопропускания сквозного световода за счет изменения его апертуры и рассеивания света в пленке расплава.

Экспериментальным путем установлены следующие свойства пленки расплава на торце кварцевого световода:

- пленка состоит из трех стекол, соответствующих материалу «жилы», оболочки и продукту их взаимодействия;
- показатель преломления промежуточный между показателями преломления оболочки и «жилы» световода;
- следов образования кристобаллитной фазы на торце световода не обнаружено;
- в пленке исчезает четкая граница «жилы» и оболочки, есть газовые пузыри;
- толщина пленки составляет менее 0.1 мм.

Специальными экспериментами установлено, что светопропускание сквозного кварцевого световода,

который разрушается вместе с теплозащитным покрытием, составляет  $\tau_{oc} = 10^{-2}\tau$ , где  $\tau$  — светопропускание «холодного» световода.

Тарировка датчика радиационного теплового потока (рис. 3, кривая 1), включающего оплавляемый световод  $II$  (рис. 2) диаметром 1 мм и CdSe-фоторезистор, проводилась на установке лучистого нагрева «Уран» с использованием водяного калориметра с зачерненной поверхностью. Флюктуации сигнала за счет изменения формы торца не превышали 3 %. Фотоприемник термостабилизировался с помощью блока, заполненного  $\text{LiNO}_3 \times 3\text{H}_2\text{O}$ . Погрешность обуславливается в основном точностью задания плотности лучистого теплового потока  $q_r$  в фокальном пятне диаметром 1 мм (диаметр световода) и составляет примерно 8–10 %.

Световой поток  $J_{II}$  на выходе сквозного световода  $II$  можно представить в виде

$$J_{II} = J_w \tau_{oc} + B,$$

где  $J_w$  — световой поток на разрушающую поверхность материала,  $B$  — собственное тепловое (фоновое) излучение световода, которое определялось экспериментальным путем (и может нивелироваться с помощью ИК-светофильтра).

Установка за световодом  $II$  оптической системы с диспергирующим элементом позволит проводить спектральный анализ излучения продуктов разрушения материала, находящихся в газовой фазе (Дверняков, 1981).

С помощью датчиков, включающих световоды  $I$  и  $II$  было проведено исследование относительного изменения  $K^s(t)$  поглощательной способности слоя сублимирующего материала ТТПС-15 при радиационном и конвективном нагреве (рис. 5). В данном случае погрешность измерения определяется в основном точностью оценки отношения световых потоков на выходе световодов по энергетической характеристике фотоприемника (10 %).

Установлено, что вследствие коксования нагреваемой поверхности материала происходит резкое увеличение его поглощательной способности — снижается интенсивность радиационного теплообмена внутри защитного покрытия.

**V.** В том случае, когда температура плавления сквозного световода значительно выше температуры поверхности материала  $T_w$  (световод  $III$ , рис. 2), он может использоваться для зондирования поля излучения газовой фазы вблизи поверхности. Например, эффект «выдвижения» кварцевого световода в газовую фазу получен при уносе сублимирующего материала (ТТПС-15) в струе жидкостного реактивного двигателя. Известно, что угол входа

Рис. 5. Относительное изменение  $K^8(t)$  поглощательной способности слоя материала ТТПС-15 толщиной 10 мм: 1 — воздушно-плазменный нагрев (конвективный тепловой поток  $q = 0.3 \cdot 10^4$  кВт/м<sup>2</sup>, давление торможения  $P_e = 2 \cdot 10^5$  Па, температура торможения  $T_e = 6000$  К); 2 — лучистый нагрев (лучистый тепловой поток  $q_r = 0.9 \cdot 10^4$  кВт/м<sup>2</sup>)

$\sigma$  меридиональных лучей зависит от показателя преломления  $n$  внешней среды

$$\sin\sigma = \frac{(n_{\infty}^2 - n_0^2)^{1/2}}{n}.$$

Здесь  $n_{\infty}$ ,  $n_0$  — показатель преломления «жилы» и оболочки световода. Следовательно, для двух сквозных световодов, имеющих различные коэффициенты светопропускания  $\tau_1(n)$  и  $\tau_2(n)$ , можно построить схему измерения показателя преломления  $n$ , используя отношение световых потоков  $J_1$  и  $J_2$  на выходе этих световодов (Горностаев, 1979):

$$\frac{J_1}{J_2} = \frac{\tau_1(n)}{\tau_2(n)} = f(n).$$

При этом функция  $f(n)$  будет инвариантной к внешней освещенности. Для изготовления световодов можно использовать широкий класс высокотемпературных оптических материалов (лейкосапфир,  $HfO_2$ ,  $Sc_2O_3$ ,  $Y_2O_3$  и др.). Момент потери апертуры световода, соответствующий началу его оплавления, можно зафиксировать по резкому уменьшению величины измеряемого светового потока  $J_1$  и  $J_2$ .

На основе принципов, изложенных в разделах I—IV, в Институте проблем материаловедения им. И. Н. Францевича НАН Украины была разработана серия волоконно-оптических датчиков и технологий изготовления головных частей изделий, препарированных световодами. Разработки выполнялись по заказам ведущих предприятий космиче-

Рис. 6. Наконечник, оснащенный волоконно-оптическими датчиками, и 10-канальный преобразователь сигналов

ской отрасли (НПО им. С. А. Лавочкина, ЦКБМ, КБ «Южное», Свердловский машзавод, Московский институт теплотехники). В результате были созданы:

- непрерывные и дискретные датчики уноса (ДУ) сублимирующего ТЗМ (для спускаемого аппарата «Марс»);
- дискретные датчики уноса и технология изготовления серийных головных частей из трехмерного стеклопластика объемного плетения «Куб», оснащенных ДУ;
- дискретные датчики уноса и технология изготовления серийных наконечников из ниасита, оснащенных ДУ (рис. 6, 7);
- технология изготовления слоистого стеклопластика, препарированного ДУ; проведены исследования эффективности использования ДУ в материалах для сопловых блоков;
- датчики для выделения лучистой составляющей теплового потока при исследовании ТЗМ и оценки их поглощательной способности.

Датчики и технологии прошли отработку на стендах предприятий ЦНИИМАШ, НИИТП, Воткинском машзаводе, ИПМ НАН Украины. По сравнению с другими типами датчиков (термопарными, резистивными, радиоактивными и т. д.) волоконно-оптические датчики обладают большой информативностью, высокой точностью измерения уноса ТЗМ (0.5 мм), отсутствует влияние датчиков на разрушение теплозащитного покрытия.

Рис. 7. Стендовая модель изделия для испытаний наконечников

Учитывая широкие возможности волоконно-оптических датчиков для измерения физических величин, можно предложить следующие направления развития указанных работ в рамках существующих проектов космической программы Украины.

1. Создание систем контроля эксплуатационных параметров (лучистый тепловой поток, показатель преломления излучающей среды) и характеристик (температура, унос, светопоглощение) работы тепло- и светозащитных покрытий КА, («Марс», «Регата», системы противодействия воздушно-космическим средствам нападения).

2. Разработка бортовых средств оптического контроля разделения частей транспортно-космических систем воздушного базирования («Ориль», «Святая»).

3. Разработка бортовых измерителей потоков нейтронов, рентгеновского и  $\gamma$ -излучения, заряженных релятивистских частиц на основе специальных волоконно-оптических чувствительных элементов.

Световолокно, легированное ароматическими соединениями, является сцинтиллятором, что позволяет определять характеристики ионизирующего излучения (интенсивность, энергию и др.). Регистрация потока заряженных релятивистских частиц основана на возбуждении в волоконном световоде излучения Черенкова — Вавилова («Спектр», «Фо-

тон», «Марс»).

4. Разработка бортовых устройств для исследования магнитосферы и применения в системах управления АКА на основе волоконно-оптических магниточувствительных элементов, использующих эффекты Фарадея, Коттона—Мутона: в диапазоне 3—500 Э линейность составляет 1 % («Марс», «Спектр»).

Области использования световодных датчиков в космической отрасли далеко не исчерпаны. Особенностью это относится к передаче сигналов неоптической природы на основе нелинейных физических свойств волоконных световодов. В этом случае внутри волокон взаимодействуют между собой и с материалом волокон несколько различных физических полей, а результат этих взаимодействий в виде неоптического сигнала передается по волоконному световоду (Марков и др., 1987). В большинстве случаев разработанные для космической отрасли волоконно-оптические датчики, после их соответствующей модификации, находят применение в разных областях народного хозяйства.

С использованием модификаций датчиков для исследования теплозащиты, были разработаны экспериментальные образцы устройств для автоматического контроля уровня расплава в установках электрошлакового литья; степени искрения щеточно-контактного аппарата турбогенератора.

- Бусурин В. И., Носов Ю. Р. Волоконно-оптические датчики: физические основы, вопросы расчета и применения. — М.: Энергоатомиздат, 1990.—256 с.
- Бутусов М. М., Галкин С. Я., Оробинский С. П., Пал Б. П. Волоконная оптика и приборостроение / Под ред. М. М. Бутусова. — Л.: Машиностроение, 1987.—328 с.
- Верещагин И. К., Косяченко Я. А., Кокин С. М. Введение в оптоэлектронику. — М.: Высш. школа, 1991.—191 с.
- Горностаев Г. Ф. О возможности использования световодов в высокотемпературных оптических измерениях // Особенности процессов тепло- и массопереноса. — Минск: ИТМО АН БССР, 1979.—С. 21—23.
- Горностаев Г. Ф., Дверняков В. С., Грудинин М. И. и др. Теоретическое и экспериментальное исследование кинетики разрушения высокотемпературных материалов // Тепломас-сообщен VI. — Киев: Наук. думка, 1980а.—С. 124—131.
- Горностаев Г. Ф., Дверняков В. С., Король А. А. и др. Об экспериментальном определении продвижения границы разрушения материала // Теплофизика высоких температур.—1980б.—18, № 3.—С. 653.
- Горностаев Г. Ф., Король А. А. Исследование возможности измерения интенсивности внешнего излучения через разрушающий световод // Использование Солнца и других источников лучистой энергии в материаловедении. — Киев: Наук. думка, 1983.—С. 18—24.
- Дверняков В. С. Кинетика высокотемпературного разрушения материалов. — Киев: Наук. думка, 1961.—152 с.
- Красюк Б. А., Семенов О. Г., Шереметьев А. Г. и др. Световодные датчики. — М.: Машиностроение, 1990.—256 с.
- Марков П. И., Кеткович А. А., Саттаров Д. К. Волоконно-оптическая интроскопия. — Л.: Машиностроение, 1987.—286 с.
- Окоси Т., Окамато К., Оцу М. и др. Волоконно-оптические датчики / Под ред. Т. Окоси: Пер. с япон. — Л.: Энергоатомиздат, 1990.—256 с.
- 
- FIBER-OPTICS SENSORS AND PROSPECTS FOR THEIR APPLICATION IN THE SPACE PROGRAMME OF UKRAINE**
- G. F. Gornostaeve*
- The principles of construction and advantages of fiber-optics sensors of physical quantities are described. The results of construction of sensors for studying low-conductivity materials and development of technology of their manufacture together with sensors are presented. Different applications of fiber-optics sensors are proposed for the present-day projects in the space programme of Ukraine.

## Space Technology for National Development — India's Example

S. Krishnamurthy

Director, Publications & Public Relations Unit ISRO Headquarters, Antariksh Bhavan, New BEL Road Bangalore - 560 094

*Надійшла до редакції 17.09.96*

Короткий нарис про національну космічну програму Індії.

On November 21, 1963, a two-stage sounding rocket called Nike-Apache was launched from Thumba, near Thiruvananthapuram close to the Earth's magnetic equator. It was a small rocket — weighing just 23.3 kg and reaching a height of about 200 km — but an important first step in India's space programme. Later, in 1972, the national space programme was formally organized with the setting up of Space Commission and the Department of Space and Indian Space Research Organization (ISRO). Dr. Vikram Sarabhai, who is known as the father of Indian space programme, had said:

"There are some who question the relevance of space activities in a developing nation. To us, there is no ambiguity of purpose. We do not have the fantasy of competing with the economically advanced nations in the exploration of the Moon or the planets or manned space-flight. But we are convinced that if we are to play a meaningful role nationally, and in the community of nations, we must be second to none in the application of advanced technologies to the real problems of man and society".

It is this vision that has guided the growth of Indian space programme into a diversified effort with a long list of capabilities and achievements probably unmatched elsewhere in the developing countries. The growth of space programme has been quite systematic in developing indigenous capabilities on the one hand and demonstrating the efficacy of space systems for national development on the other. India has

benefited in this task through international cooperation. For example, the US satellite ATS-6 was used for conducting Satellite Instructional Television Experiment (SITE) to telecast a series of educational programmes on health, family planning, agriculture and the like to over 2.500 Indian villages during 1975—1976. It is the largest sociological experiment ever carried out in the world. Another example is the conduct of Telecommunication Experimental Project (STEP) using the Franco-German Symphonie satellite during 1977—1979. Likewise several remote sensing experiments using aircraft mounted cameras were conducted which were followed up with the application of data received from the US satellite, Landsat. By the end of 70's India had demonstrated without any ambiguity the efficiency of space system for developmental needs.

Simultaneously, space hardware were being developed with the aim of achieving self-reliance to sustain a viable national space programme. Aryabhata, the very first Indian satellite was launched on April 1975. It was followed by two experimental remote sensing satellites Bhaskara-I and Bhaskara-2 launched in June 1979 and November 1981, respectively. All these three satellites were launched by the Russian intercosmos Rocket. APPLE, an experimental communication satellite, was launched on June 19, 1981, by using the opportunity offered by the European Space Agency, ESA, to launch the satellite on the third developmental flight of Ariane.

The first operational space system of the country was commissioned in 1983 through the multipurpose satellite, INSAT-1B. Four satellites in the INSAT-1 series were procured from the US. INSAT-1D, launched in June 1990, is the last in the INSAT-1 series, still operational. INSAT is quite unique in concept combining telecommunication, television and radio broadcasting, and meteorological services on a single platform. The follow-on satellites, namely, the INSAT-2 series are all built within the country. Three of them, INSAT-2A, INSAT-2B and INSAT-2C, are already commissioned and are performing well in orbit. The first two, launched in July 1992 and July 1993, respectively, have enhanced capabilities when compared to INSAT-1 satellites in terms of communication transponders and the resolutions of its meteorological imaging camera, the Very High Resolution Radiometer (VHRR). Besides, they incorporate a transponder for distress alert services. INSAT-2C, launched in December 1995, has enabled additional services to be provided like mobile satellite services and business communication in Ku-band. The high-power transponder on INSAT-2C has made it possible for the Indian television to reach population from South-East Asia to the Middle-East. The satellite has been collocated in the geostationary orbit along with INSAT-2B, thus making an efficient use of the allotted orbital slot.

India is well on its way to launch INSAT-2D, identical to INSAT-2C, by the end of this year. INSAT-2E, with an improved meteorological payloads, besides the communication payloads, is planned for launch during 1997–1998. It is significant that the International Telecommunication Satellite Organisation (INTELSAT) will be leasing capacity from INSAT-2E under a commercial agreement.

INSAT has brought in a revolution in the telecommunication, television broadcasting, radio networking, meteorological services, disaster warning, and a host of other services. For example, the telecommunication network under INSAT is providing more than 4,500 two-way speech circuits with 162 ground stations set up in the country, including those located in inaccessible regions and the off-shore islands. There are private networks catering to corporate houses. Very small aperture terminals, V-SATS, have been installed by the National Informatics Centre. The television in India now reaches more than 65 percent of the geographical area of the country through INSAT. Regional services providing programmes in different languages have been introduced. Educational programmes for over 100 hours are telecast every week. It is important to note that a channel on INSAT

system has been exclusively reserved for training and developmental education.

An equally important Indian satellite series, known as the Indian Remote Sensing Satellites (IRS), is now carrying out an indispensable task of resources survey and monitoring for India. IRS system, under the umbrella of National Natural Resources

Management System (NNRMS), is used for carrying out a variety of critical tasks like estimation of agricultural crop area and yield, drought warning and assessment, flood control, land use and land cover mapping for agro-climatic planning, waste land mapping, exploration of surface and ground water resources, marine resources survey, urban development, mineral prospecting, forest survey, etc. Also, data from IRS is now extensively used for Integrated Mission for Sustainable Development (IMSD) which was launched in the country in 1992. IMSD, covering 172 districts, is aimed at generating locale-specific prescriptions for development.

Today India has a constellation of four state-of-the-art remote sensing satellites in operation. The first satellite IRS-IA, had been launched in March 1988 and served for eight years. IRS-1B, launched in August, 1991 is still in service. IRS-1A and IRS-1B carried two cameras — Linear Imaging Self Scanners (LISS) with resolutions of 36 m and 72 m respectively. IRS-1C, launched in December 1995, carries a Panchromatic camera (PAN) with a resolution of 5.8 m — the best for a civilian remote sensing satellite in the world so far. Besides, it carries a LISS camera with 23.5 m and 70.5 m resolution and a Wide Field Sensor (WIFS) with a resolution of 188 m. These payloads form a unique combination providing data for a variety of applications. Further, IRS-1C has advanced capabilities such as stereo viewing and on-board recording. Another two satellites, IRS-P2 with a LISS camera of 36 m resolution similar to that of IRS-1B and IRS-P3 carrying a WIFS payload similar to that of IRS-1C but with an additional spectral band, have also been launched. IRS-P3 also carries a Modular Opto-electronic Scanner (MOS) developed by the German Space Agency, DLR, and an X-ray astronomy payload. Both these satellites were launched by India's own launch vehicle, PSLV. India has already planned the launch of IRS-1D, identical to IRS-1C, during 1997–1998 and the follow-on satellites in the IRS series will carry payloads for ocean resources survey, cartography, environment monitoring, etc.

It is important to note that India has made an entry into the international market in the area of space-based remote sensing with the signing of an agreement between the Antrix Corporation of the Depart-

Fig. 1. Aryabhata, the first Indian satellite, was launched in April, 1975 by the Intercosmos Rocket

Fig. 2. One of the multipurpose satellites INSAT-2B was launched in July, 1993 (an artist's concept)

Fig. 3. Lift of the Polar Satellite Launch Vehicle (PSLV)



ment of Space and a leading US Company, EOSAT, for reception, processing and marketing of data from IRS satellites world wide. Several stations all over the world have been augmented to receive IRS-1C data.

Self-reliance has been the watchword of the Indian space programme — self-reliance not only in the development of satellites and their operation in orbit, but also to launch them from within India. A significant progress in this direction has already been made through the successful completion of the developmental tests of Polar Satellite Launch Vehicle (PSLV) capable of launching 1000—1200 kg remote sensing satellites in the polar orbit. Two successful flights of this vehicle have been conducted — in October 1994 and March 1996 — when IRS-P2 and IRS-P3 satellites were placed in orbit. The launch vehicle programme began with SLV-3 capable of launching a 40 kg payload. It had its first launch in July 1980, and subsequently another two flights were conducted to place Rohini scientific satellites in low earth orbit. SLV-3 was followed by an Augmented Satellite Launch Vehicle (ASLV) capable of placing 100 to 150 kg class of satellites into low earth orbit. This also had two successful flights, the last one on May 4, 1994 when scientific satellites, SROSS-C and SROSS-C2, were placed in low earth orbit. India has now embarked on the development of a Geosynchronous Satellite Launch Vehicle (GSLV) which will be capable of launching 2,000 to 2,500 kg class of communication satellites into geostationary transfer orbit. The first developmental flight of GSLV is planned during 1997—1998.

Even as space technology and its applications have stolen the limelight, it is to be noted that space science is also pursued under the Indian space programme. The Gamma Ray Bursts (GRB) payload and Retarding Potential Analyser (RPA) flown on SROSS satellites and the X-ray payload flown on board IRS-P3 satellite have been providing valuable data to the scientists. A Mesosphere-Stratosphere-Troposphere Radar Facility, near Tirupati in south India has been established to benefit researchers in

Earth's upper atmosphere. India has also participated in several international science campaigns.

Indian space programme has demanded participation of industries and this has been well-recognized since the beginning. In the process of contributing to the space programme, the industries have also upgraded their technological skills. Over 200 technologies developed for the space programme have been transferred to industries for commercial exploitation. A few major industries have even set up separate fabrication divisions to meet the demands of the space programme. Space programme has also a close linkage with the academic and research institutions in the country. Several reputed institutions have set up space technology cells to coordinate space research.

India continues to pursue international cooperation and has signed cooperation agreements with several space agencies in the world. Also, India has been active in the international space fora like the UN Committee Peaceful Uses of Outer Space (UNCOPUOS), the International Astronautical Federation and Committee on Space Research. The establishment of a UN Asia-Pacific Regional Centre for Space Education in India testifies to India's role in sharing its experience in the development and application of space technology for societal benefits.

India has committed to sustain and further enhance the space-based services. Space now forms a significant part of the country's infrastructure — for television and radio broadcasting, weather prediction and disaster warning, and in monitoring and optimum management of its vast natural resources.

---

#### SPACE TECHNOLOGY FOR NATIONAL DEVELOPMENT — INDIA'S EXAMPLE

*S. Krishnamurthy*

A brief description of India's space programme is given.

*Пам'яті В. М. КОВТУНЕНКО*

## **Главное дело жизни**

**С. С. Кавелин**

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

*Надійшла до редакції 07.10.96*

31.08.96 р. виповнилось би 75 років видному вченому і конструктору, одному із засновників ракетно-космічної галузі в Україні В. М. Ковтуненко. В статті коротко викладено основні етапи його творчої діяльності.

Каждый из создателей отечественной ракетно-космической техники интересен для нас своей неповторимостью. Одним из них был Вячеслав Михайлович Ковтуненко, который благодаря незаурядным способностям, самобытному таланту, целеустремленности и исключительной настойчивости в достижении цели стал одним из тех, кого мы по праву относим к творцам того «чуда ХХ века», которое зовется космонавтикой.

Потребуются еще годы, чтобы в полной мере понять и оценить всю важность совершенного В. М. Ковтуненко во имя прогресса науки, во имя процветания страны.

Его жизнь была непростой — были светлые мгновенья, была и горечь неудач. Но через всю жизнь видного конструктора и ученого, члена-корреспондента Российской и Украинской академии наук, Героя Социалистического Труда, Лауреата Ленинской и Государственной премий СССР, Заслуженного деятеля науки и техники РФ, профессора В. М. Ковтуненко прошла неповторимая мелодия творчества, как звук уходящей со старта ракеты со спутником.

С его именем связано становление и развитие в СССР многих направлений ракетной и ракетно-космической техники и, прежде всего, в Украине.

Он был одним из тех людей, которые вместе с М. К. Янгелем, В. С. Будником, Н. Ф. Герасютой

и другими создавали в пятидесятые годы в Днепропетровске ракетно-космическое бюро, закладывали основы принципиально новых технических решений в области ракетной и космической техники.

Возглавляя в то время проектный отдел, В. М. Ковтуненко буквально выпестовал первые боевые ракеты Р-12, Р-14, Р-16 разработки КБ «Южное». В стенах отдела рождались первые проекты по твердотопливным ракетам и перспективным работам в области ракетостроения, например, ракетам для подводных лодок.

Но с особой яркостью проявился талант Вячеслава Михайловича при создании космической техники. Он был одним из инициаторов работ по использованию и превращению боевых ракет в ракеты-носители для запусков искусственных спутников Земли. Ярким примером этого служит история создания первенца из числа ракет-носителей, созданных КБ «Южное» — ракеты-носителя 63С1 («Космос»). Под руководством В. М. Ковтуненко при разработке 63С1 была создана ее вторая ступень, которая устанавливалась на базовую ракету Р-12 и в 1961 г. начаты летные испытания этого носителя.

Фактически это был первый пример конверсии в ракетной технике. Параллельно в КБ «Южное» были развернуты работы по созданию первых спутников для нового носителя. 16 марта 1962 г. под руководством В. М. Ковтуненко был выведен на

Вначале в КБ «Южное» во главе с ним был создан специализированный комплекс в составе нескольких подразделений, а в 1965 году по приказу Министра общего машиностроения — специальное конструкторское бюро по разработке космических аппаратов. Главным конструктором этого КБ был назначен В. М. Ковтуненко.

За короткий срок было создано несколько типов новых космических аппаратов, в стенах КБ родилась и впервые в мировой практике была реализована идея создания «унифицированных космических аппаратов», т. е. космических платформ, на которые возможно устанавливать различные приборы для решения широкого круга научных задач. Дальнейшим развитием этого направления в КБ «Южное» стало создание новых типов унифицированных КА (таких, например, как автоматическая универсальная орбитальная станция — АУОС), несколько типов аппаратов в интересах обороны страны, а также аппаратов, впоследствии получивших название «Океан».

Особая заслуга В. М. Ковтуненко состоит в разработке и реализации программы широкого международного сотрудничества в освоении космического пространства (программа «Интеркосмос»). Именно благодаря его инициативе и успехам КБ «Южное» в деле создания и запуска недорогих космических аппаратов, было принято решение об использовании днепропетровских аппаратов для развертывания совместных работ стран бывшего социалистического содружества.

14 октября 1969 г. был запущен первый автоматический аппарат «Интеркосмос-1». Впоследствии участие в этой программе, помимо специалистов из социалистических стран, приняли ученые Франции, Швеции, Индии и других стран.

Огромную работу провел Вячеслав Михайлович как первый директор советской стороны проекта по созданию и запускам первых индийских ИСЗ «Арибхата» и «Бхаскара».

После назначения в 1977 году генеральным конструктором НПО им. С. А. Лавочкина (Москва) В. М. Ковтуненко, используя опыт деятельности в КБ «Южное», организовал работы по созданию целой гаммы космических аппаратов для исследования Солнца и солнечно-земных связей, Луны и планет солнечной системы.

С особой яркостью проявился его талант при разработке и реализации проекта «Венера—Комета Галлея», получившего высокую оценку.

### Вячеслав Михайлович Ковтуненко

околоземную орбиту первый спутник разработки КБ «Южное» — спутник с индексом «ДС» («Днепропетровский спутник»), получивший в сообщении ТАСС название «Космос-1». В этом же сообщении ТАСС была объявлена программа проведения широкого круга космических исследований с помощью серии аппаратов нового типа.

Можно считать, что именно с этого момента для КБ «Южное», Днепропетровска и Украины началась «космическая эра». Были широко развернуты работы по созданию новых типов ракет-носителей и космических аппаратов. В. М. Ковтуненко целиком отдается работе по космической тематике.

В последнее время он увлеченно работал над проектами по программе «Марс» и другим программам.

Вячеслав Михайлович был исключительно доброжелательным и отзывчивым человеком. Он щедро делился своим опытом и знаниями, им воспитано большое количество высококвалифицированных специалистов, возглавляющих ныне ответственные участки работ в ракетно-космической отрасли Украины и России. Под его непосредственным руководством свою инженерную и научную деятельность начинали многие нынешние сотрудники КБ «Южное», ученые и специалисты Днепропетровского госуниверситета и Института технической механики НАН Украины, в стенах которых он плодотворно работал в течение ряда лет.

В июле 1995 года В. М. Ковтуненко не стало.

Его прозорливость, его школа помогает сегодня Украине идти по пути внедрения в науку и народное хозяйство достижений ракетно-космической индустрии.

Мы помним, что Вячеслав Михайлович Ковтуненко был одним из тех, кто делал первые шаги в этом направлении.

---

#### V. M. KOVTUNENKO: HIS LIFE-WORK

S. S. Kavelin

75th anniversary of V. M. Kovtunenko, an outstanding scientist and designer, one of the founders of space rocketry in Ukraine, was marked on 31 August 1996. Major stages of his creative activity are briefly described.

## НАШІ

## АВТОРИ

---

**БРИКЕР** Валентин Веніаминович — начальник сектору Державного конструкторського бюро «Південне», кандидат технічних наук, доцент.  
Напрям науки — рух літальних апаратів.

**БРУНС** Андрій Володимирович — головний науковий співробітник Кримської астрофізичної обсерваторії ДКНТ України, доктор фізиго-математичних наук. Брав участь в наукових космічних програмах таких КА, як: «3-й корабель-супутник», «Космос-166», «Інтеркосмос-16», «Салют-1, -4», «Фобос».  
Напрям науки — позаатмосферні астрофізичні дослідження.

**ГНАТЕЙКО** Нонна Валентинівна — викладач кафедри теоретичної механіки факультету авіаційних та космічних систем Національного технічного університету України «Київський політехнічний інститут».

**ГОРНОСТАЄВ** Геннадій Федорович — старший науковий співробітник Інституту проблем матеріалознавства ім. І. Н. Францевича Національної академії наук України, кандидат технічних наук. Нагороджений медаллю ім. Ю. В. Кондратюка.  
Напрям науки — розробка волоконно-оптичних вимірювальних систем.

---

ДУДНІК Тетяна Борисівна — інженер астрономічно-космічного інформаційного обчислювального центру Головної астрономічної обсерваторії Національної академії наук України.

КАВЕЛІН Сергій Сергійович — заступник Головного конструктора КБ космічних апаратів ДКБ «Південне», лауреат Державної премії СРСР, Заслужений машинобудівник України.

КАРАЧУН Володимир Володимирович — завідувач кафедри технічної механіки Національного технічного університету України «Київський політехнічний інститут», доктор технічних наук, професор, академік Аерокосмічної академії України.

Напрям науки — динаміка бортової апаратури носіїв.

КЛИМОВ Станіслав Іванович — завідувач лабораторії електромагнітних випромінювань Інституту космічних досліджень Російської академії наук, доктор фізико-математичних наук.

Напрям науки — експериментальна космічна фізика.

КОЛОБРОДОВ Валентин Георгійович — завідувач кафедри оптичних приладів Національного технічного університету України «Київський політехнічний інститут», кандидат технічних наук, професор.

Напрям науки — космічні оптико-електронні системи, теплобачення.

КОРЕПАНОВ Валерій Євгенович — заступник директора Львівського центру Інституту космічних досліджень НАНУ—НКАУ, завідувач відділу електромагнітних досліджень, доктор технічних наук.

Напрям науки — наукове приладобудування.

КРИШНАМУРТИ С. — директор відділу публікацій та зв'язків з громадськістю, Індійська організація космічних досліджень.

КУЧЕРЕНКО Валерій Павлович — молодший науковий співробітник відділу фізики космічної плазми Головної астрономічної обсерваторії Національної академії наук України, кандидат фізико-математичних наук.  
Напрям науки — фізика космічної плазми.

ЛІТВИНОВ Вадим Семенович — начальник групи Державного конструкторського бюро «Південне».  
Напрям науки — рух літальних апаратів.

ЛЯЛЬКО Вадим Іванович — директор Центру аерокосмічних досліджень Землі Національної академії наук України, член-кореспондент НАН України, доктор геолого-мінералогічних наук, професор.  
Напрям науки — дистанційне зондування Землі.

НЕГОДА Олександр Олексійович — генеральний директор Національного космічного агентства України.  
Напрям науки — проектування, виробництво ракетно-космічних систем; організація космічних досліджень.

НОВИКОВ Олександр Васильович — начальник відділення Державного конструкторського бюро «Південне», кандидат технічних наук.  
Напрям науки — проектування ракетно-космічних систем (динаміка польоту, керування літальними апаратами).

---

ОСТРОВСЬКИЙ Давид Юхимович — інженер астрономічно-космічного інформаційного обчислювального центру Головної астрономічної обсерваторії Національної академії наук України.

ПАРУСІМОВ Віктор Григорович — науковий співробітник астрономічно-космічного інформаційного обчислювального центру Головної астрономічної обсерваторії Національної академії наук України, лауреат Державної премії України, винахідник СРСР.

Напрям науки — розробка технічних та математичних засобів цифрової обробки астрономічних зображень.

ПЕРЕРВА Володимир Михайлович — заступник директора по науковій роботі Центру аерокосмічних досліджень Землі Національної академії наук України, кандидат геолого-мінералогічних наук.

Напрям науки — дистанційне зондування Землі.

ПІСКОРЖ Володимир Вікторович — заступник головного конструктора Науково-дослідного інституту радіотехнічних вимірювань, старший науковий співробітник, доктор технічних наук.

Напрям науки — статистична теорія радіосистем.

ПРОХОРЕНКО Валентин Іванович — науковий співробітник Інституту фізики напівпровідників Національної академії наук України, кандидат фізико-математичних наук.

Напрям науки — лазерна фізика та нелінійна оптика.

РОМАНОВ Станіслав Олексійович — старший науковий співробітник Інституту космічних досліджень Російської академії наук, кандидат фізико-математичних наук.

Напрям науки — експериментальна космічна фізика.

РОФВАРГ Лев Петрович — кандидат технічних наук, доцент, лауреат Державної премії СРСР, головний конструктор напряму НДІРВ.

Напрям науки — радіовимірювальні системи.

СТАНКЕВИЧ Дмитро Геннадійович — старший науковий співробітник Астрономічної обсерваторії Харківського державного університету, кандидат фізико-математичних наук, лауреат Державної премії України.

Напрям науки — моделювання процесів світlorозсіяння поверхнями зі складною структурою.

ТАРАСОВ Віктор Григорович — інженер Львівського центру Інституту космічних досліджень НАНУ—НКАУ.

Напрям науки — наукове приладобудування.

ФАЛЬКО Ольга Георгіївна — аспірант кафедри астрономії та фізики космосу Київського національного університету імені Тараса Шевченка.

Напрям науки — фізика космічної плазми.

ФЕДУН Віктор Миколайович — молодший науковий співробітник кафедри астрономії та фізики космосу Київського університету імені Тараса Шевченка.

Напрям науки — фізика космічної плазми.

ФИЛИППОВИЧ Володимир Євгенович — завідувач лабораторії Центру аерокосмічних досліджень Землі Національної академії наук України.

Напрям науки — дистанційне зондування Землі.

ЧЕРВІНКА Орест Олександрович — інженер Фізико-механічного інституту  
Національної академії наук України.  
Напрям науки — наукове приладобудування.

ШПАК Петро Федорович — директор Інституту геологічних наук, член-корес-  
пондент НАН України, доктор геолого-мінералогічних наук, професор.  
Напрям науки — геологія нафтових та газових родовищ.

ЮХИМУК Адам Корнилович — завідувач відділу фізики космічної плазми  
Головної астрономічної обсерваторії Національної академії наук України,  
доктор фізико-математичних наук, професор.  
Напрям науки — фізика космічної плазми, фізика космічних променів,  
теоретична фізика.

ЮХИМУК В'ячеслав Адамович — молодший науковий співробітник кафедри  
астрономії та фізики космосу Київського національного університету імені  
Тараса Шевченка, кандидат фізико-математичних наук.  
Напрям науки — фізика космічної плазми, теоретична фізика.

ЯЦКІВ Ярослав Степанович — директор Головної астрономічної обсерваторії  
Національної академії наук України, завідувач відділу космічної геодинаміки, академік НАН України, доктор фізико-математичних наук, лауреат  
Державних премій СРСР та України. Брав участь у підготовці і проведенні  
космічних програм «Вега» та «Фобос». Як голова Комісії космічних дослід-  
жень АН України (1985—1992 рр.) займався питаннями організації косміч-  
них досліджень в Україні.  
Напрям науки — астрономія та космічна геодинаміка.

---

## ПАМ'ЯТКА ДЛЯ АВТОРА ЖУРНАЛУ «КОСМІЧНА НАУКА І ТЕХНОЛОГІЯ»

---

### Загальні положення

У журналі друкуються оглядові та оригінальні статті з таких розділів космічної науки, техніки та технологій:

історичні, соціальні та організаційні аспекти проблеми дослідження космосу;  
космічні носії та апарати;  
системи керування космічними носіями та апаратами;  
космічний зв'язок та інформаційні системи; дослідження Землі з космосу;  
космічна фізика (навколоземний космічний простір);  
космічна астрономія та астрофізика; хімічні, фізичні та біологічні процеси в космосі; космічні конструкції, споруди та матеріали, а також різні повідомлення, звіти та рекламні матеріали.

### Вимоги до рукописів

1. Стаття подається автором у двох примірниках та текстовий файл на дискеті (або електронною поштою) у будь-якому редакторі, сумісному з ASCII-кодами.

До рукопису необхідно додати напрямлення, підписане керівником установи, де виконана робота, а також висновок експертної комісії про можливість відкритого публікування. Слід також на окремому аркуші вказати адресу та телефони автора, з яким редакція може здійснювати переписку.

Для оформлення рубрики «Наші автори» редакція просить на окремому аркуші вказати повні імена всіх авторів та короткі відомості про них: місце роботи, посада, галузь науки, відзнаки та ін., а також фотографію, підписану на звороті.

2. Мова: українська (російська).

3. Основні елементи статті розміщуються в такій послідовності: номер УДК, назва статті, ініціали та прізвище автора, повна назва установи, де працює автор, резюме, текст, додатки (якщо є), список літератури. Англійське резюме подається на окремому аркуші.

Рисунки, таблиці та підписи до рисунків подаються на окремих аркушах. Кожен рисунок повинен мати підпис, кожна таблиця — заголовок.

Формули, рисунки, таблиці, розділи мають просту арабську нумерацію крізь усю статтю. Не слід нумерувати розділи та формули, якщо на них немає посилань у тексті.

4. Текст статті друкується чітким контрастним крупним шрифтом через 2 інтервали.

5. Формули набираються чи вписуються крупним шрифтом з чітким виділенням елементів (індекси, символи, великі та малі літери тощо). Слід дотримуватися стилю журналу, згідно з яким змінні величини набираються курсивом, вектори та матриці — прямим напівжирним шрифтом, числа та основні функції (наприклад  $\sin$ ,  $\exp$ ,  $\lg$ ,  $\max$ ) — прямим шрифтом.

У складних для прочитання випадках формули розмічаються:

прямі літери підкреслюються знаком   , великі літери — двома рисками знизу, малі — двома рисками зверху, курсивні — хвилястою лінією, напівжирні — прямою, індекси окреслюються дугою; грецькі літери підкреслюються червоним олівцем, готичні — синім.

6. Рисунки повинні бути достатньо якісними для прямого копіювання у масштабі 1:1 (чи з помірним зменшенням). Їх слід виконувати тушшю на білому папері. Допустимі також рисунки, виготовлені з допомогою лазерного принтера чи якісні фотографії. Максимальний розмір рисунків — 200×250 мм.

7. Список літератури подається в алфавітно-хронологічному порядку (спочатку кирилиця, потім — латиниця). Неприпустимі посилання на неопубліковані та незавершені роботи. Якщо стаття написана більше ніж чотири авторами, вказати лише перших три, після чого вказати «та ін.». Якщо у списку стоять поруч кілька статей одних і тих же авторів, датованих одним і тим же роком, то після року видання слід вживати суфікси а, б і т. д.

Бібліографічний опис повинен відповісти титульній сторінці видання. Назви статей, а також монографій, збірників, праць нарад, тезисів дозвідей, авторефератів дисертацій та препринтів вказуються повністю. Для статей обов'язково вказуються назва статті, назва видання, рік, том, номер, початкова та кінцева сторінки, для монографій — назва, місце видання (місто), видавництво, рік видання, загальна кількість сторінок.

При посиланні в тексті вказуються прізвище автора без ініціалів та рік видання з використанням круглих дужок. Якщо авторів більше двох, вказується прізвище першого автора, а далі «та ін.».

8. При виборі одиниць фізичних величин необхідно притримуватися СІ.

9. Редакція надсилає автору для перегляду відредаговану коректуру, яку необхідно повернути не пізніше ніж через два дні.

НАЦІОНАЛЬНЕ  
КОСМІЧНЕ АГЕНТСТВО  
УКРАЇНИ

НАЦІОНАЛЬНА  
АКАДЕМІЯ НАУК  
УКРАЇНИ

# КОСМІЧНА НАУКА І ТЕХНОЛОГІЯ

ІСТОРІЯ-АНЕКДОТИ

АДЕІЦІ

відповідь на запит № 6 Академії наук України від 1995 року

КИЇВ

АРХІВ 2, ¶ 3-4, 1996

KYIV

## ЗМІСТ

- Яцків Я. С. Космічні дослідження планети Марс на рубежі тисячоліть
- Корепанов В. Є., Климов С. І., Тарасов В. Г., Червінка О. О. Хвильовий плазмовий експеримент в проекті «Марс-96»
- Брунс А. В. Измерение осциляций яркости Солнца в проекте «Марс-96» (эксперимент СОЯ)
- Тарасов В. Г. До питання про уповільнення сонячного вітру поблизу Марса
- Парусимов В. Г., Островский Д. Е., Дудник Т. Б., Станкевич Д. Г. Экспертная система сбора и экспресс-анализа наземных наблюдений «Марс-96»
- Корепанов В. Є., Климов С. І., Романов С. О. Дослідження плазмових хвиль в експерименті «Інтербол»
- Юхимук А. К., Фалько О. Г., Юхимук В. А., Кучеренко В. П., Федун В. Н. Нелинейное взаимодействие альвеновских и ионно-звуковых волн в магнитоактивной плазме
- Перерва В. М., Лялько В. І., Філіппович В. Е., Шпак П. Ф. Інформація ІСЗ «Січ-1» в розв'язанні актуальних проблем нефтегазової геології

## CONTENTS

- 5 Yatskiv Ya. S. Space research of the planet Mars at the turn of millennium
- 10 Korepanov V. Ye., Klymov S. I., Tarasov Y. G., and Chervinka O. O. "Mars-96": Plasma wave complex
- 18 Bruns A. V. Measurement of brightness oscillations on the sun on board "Mars-96" spacecraft (SOYA experiment)
- 24 Tarasov V. H. On the problem of solar wind deceleration near Mars
- 29 Parusimov V. G., Ostrowskij D. E., Dudnik T. B., and Stankovich D. G. An expert system for collection and express analysis of the ground-based observations of "Mars-96"
- 34 Korepanov V. Ye., Klymov S. I., and Romanov S. O. Plasma wave investigations in the "Interball" experiment
- 44 Yukhimuk A. K., Fal'ko O. G., Yukhimuk V. A., Kucherenko V. P., and Fedun V. N. Nonlinear interaction of Alfvén waves and ionic acoustic waves in a magnetized plasma
- 49 Pererva V. M., Lyal'ko B. I., Filippovich V. E., and Shpak P. F. Information from the "Sich-1" satellite used in solving actual problems in the oil-gas geology

- Карачун В. В., Гнатейко Н. В.* Волновые процессы в механических системах космического аппарата под влиянием акустического излучения
- Карачун В. В.* Прохождение волн избыточного давления через многофазную механическую структуру
- Рофваг Л. П., Пискорж В. В.* О процедуре ускоренного поиска сигналов спутниковых радионавигационных систем
- Брикер В. В., Литвинов В. С., Негода А. А., Новиков А. В.* Методология и результаты анализа точности выведения космических аппаратов ракетой-носителем «Зенит»
- Прохоренко В. И.* Предельная точность лазерной локации искусственных спутников Земли
- Колобров В. Г.* Проектирование оптической системы ПЗС-камеры космического базирования
- Горностаев Г. Ф.* Волоконно-оптические датчики и перспективы их использования в космической программе Украины
- Krishnamurthy S.* Space Technology for National Development India's Example
- Кавелин С. С.* Главное дело жизни
- НАШІ АВТОРИ**
- ПАМ'ЯТКА ДЛЯ АВТОРА**
- 55** *Karatchun V. V. and Gnateiko N. V.* Wave processes in spacecraft mechanical systems under the influence of acoustic emission
- 58** *Karatchun V. V.* Passage of a redundancy pressure wave through a multiphase mechanical structure
- 62** *Rofvarg L. P. and Piskorzh V. V.* On a procedure for quick search of GPS signals
- 66** *Briker V. V., Litvinov V. S., Negoda A. A., and Novikov A. V.* Methodology and results of analysing the accuracy of sc injection by the "Zenit" launch vehicle
- 70** *Prokhorenko V. I.* The limit accuracy of laser ranging of Earth artificial satellites
- 82** *Kolobrov V. G.* Designing the optical system of a satellite-borne CCD-camera
- 88** *Gornostaev G. F.* Fiber-optics sensors and prospects for their application in the space programme of Ukraine
- 95** *Kрішнамурті С.* Космічна техніка та національний розвиток — приклад Індії
- 102** *Kavelin S. S. V. M. Kovtunenko:* His life-work
- 105** OUR AUTHORS
- 112**

## ВИЙШЛИ З ДРУКУ

---

