

НАЦІОНАЛЬНЕ
КОСМІЧНЕ АГЕНТСТВО
УКРАЇНИ

НАЦІОНАЛЬНА
АКАДЕМІЯ НАУК
УКРАЇНИ

КОСМІЧНА НАУКА І ТЕХНОЛОГІЯ

Журнал засновано в 1995 р.



Виходить 6 разів за рік

Том 1, № 2–6, 1995

ЗМІСТ

Мороженко О. В., Сосонкін М. Г., Шавріна А. В., Іванов Ю. С. Проблеми дистанційного моніторингу глобальних змін газової складової земної атмосфери

Пискорж В. В., Кирилюк В. М., Верещак А. П. Радіометрические системы с синтезированием апертуры для исследования природных ресурсов Земли из космоса. I. Потенциальные возможности

Пискорж В. В., Кирилюк В. М., Верещак А. П. Радіометрические системы с синтезированием апертуры для исследования природных ресурсов Земли из космоса. II. Цифровая обработка сигналов

Абраимов В. В., Лура Ф., Боне Л., Величко Н. И., Маркус А. М., Агашикова Н. Н., Мирзоева Л. А. Исследование явлений блистеринга и флеккинга в материалах космической оптики под воздействием факторов космического пространства

Боднарчук Р. В., Негода А. А., Новиков А. В. Исследование особенностей динамики полета и причин рассеивания отделяющихся частей ракет-носителей

CONTENTS

- 3 Morozhenko O. V., Sosonkin M. G., Shavrina A. V., and Ivanov Yu. S. Problems in the remote monitoring of global variations in the Earth atmosphere gas components
- 18 Piskorzh V. V., Kirilyuk V. M., and Vereshchak A. P. Radiometric aperture synthesis system for remote sensing of Earth's natural resources from space. I. Potentialities
- 27 Piskorzh V. V., Kirilyuk V. M., and Vereshchak A. P. Radiometric aperture synthesis system for remote sensing of Earth's natural resources from space. II. Digital processing of signals
- 39 Abraimov V. V., Lura F., Bohne L., Velichko N. I., Markus A. M., Agashkova N. N., and Mirzoeva L. A. Investigation of the blistering and flecking effects materials of outer space factors on space optics
- 55 Bodnarchuk R. V., Negoda A. A., and Novikov A. V. Investigation of some features of flight dynamics and the cause of scattering of launching-vehicle separating parts

Ситало В. Г., Литвішко Т. Н., Гупал А. М., Цветков А. М.
Экспертная система разработки и оптимизации состава материалов для космической техники

Юхимук А. К., Юхимук В. А., Фалько О. Г. Нелинейный механизм электромагнитного излучения в космической плазме

Карачун В. В., Лозовик В. Г. О влиянии акустического излучения на динамику чувствительных элементов гиростабилизированных платформ

Абраимов В. В., Негода А. А., Завалишин А. П., Колыбайев Л. К. Комплексная имитация факторов космического пространства

РЕФЕРАТИ (англійською мовою)

НАШІ АВТОРИ

НОВИНИ КОСМІЧНИХ АГЕНТСТВ СВІТУ

ПЕРІОДИЧНІ ВІДАННЯ З КОСМІЧНОЇ ТЕМАТИКИ

60 *Sitalo V. G., Litvishko T. N., Gupal A. M., and Tsvetkov A. M.*
Expert system for creation and optimization of aerospace materials

65 *Yukhimuk A. K., Yukhimuk V. A., and Fal'ko O. G.* Nonlinear mechanism of electromagnetic radiation generation in cosmic plasmas

72 *Karachun V. V. and Lozovik V. G.* On the impact of acoustic radiation on the dynamics of sensitive elements in gyrostabilized platforms

76 *Abraimov V. V., Negoda A. A., Zavalishin A. P., and Kolybaev L. K.* Complex imitation of outer space factors

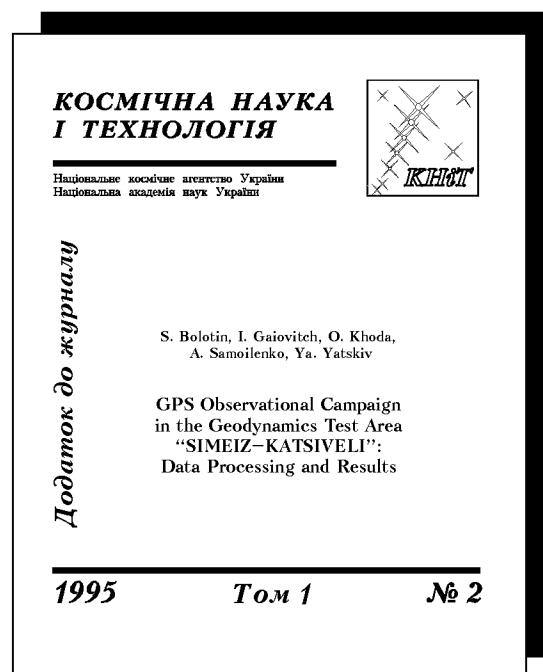
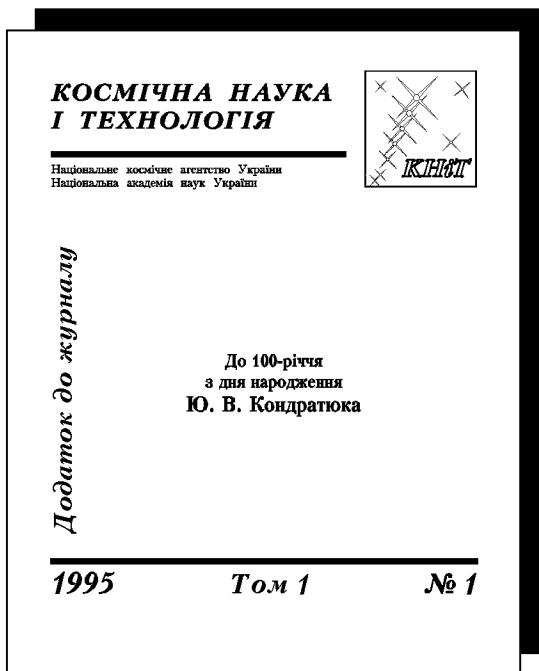
81 ABSTRACTS

84 OUR AUTHORS

89 NEWS FROM SPACE AGENCIES

91 PERIODICALS ON THE SPACE SUBJECT MATTER

ВИЙШЛИ З ДРУКУ



УДК 52-852

Проблеми дистанційного моніторингу глобальних змін газової складової земної атмосфери

О. В. Мороженко, М. Г. Сосонкін, А. В. Шавріна, Ю. С. Іванов

Головна астрономічна обсерваторія Національної академії наук України, Київ

Надійшла до редакції 30.11.95

Проведено огляд спостережних даних про глобальні зміни оптичних характеристик планет, а також розглянуто питання змін клімату та екологічного стану земної атмосфери. Детально описано спектрофотометричний метод моніторингу хімічних складових атмосфери та показано переваги спостережень в тепловій ділянці спектра. Коротко описано виготовлений малогабаритний, вібростійкий Фур'є-спектрометр з роздільністю 2 см⁻¹ на ділянку спектра 3—10 мкм, який може використовуватись в стаціонарних та польових умовах, в тому числі й на борту штучного супутника Землі. Показана перспективність використання методу спектрофотометрії для глобального та локального моніторингу газових забруднювачів земної атмосфери. Як приклад, приведено оцінки нижньої межі для відносних концентрацій (по відношенню до вуглексилого газу) десяти газових складових атмосфери.

Сьогодні, як ніколи раніше, світову громадськість хвилює катастрофічне екологічне становище, а також проблеми глобального потепління на земній кулі та ослаблення потужності озоносфери, багато з яких притаманні й іншим планетам Сонячної системи. Виходячи з того, що в журналній статті нереально в повному обсязі охопити ці проблеми та існуючі методи їх розв'язання, ми лише поверхово зупинимось на деяких з них.

ГЛОБАЛЬНІ ЗМІНИ НА ПЛАНЕТАХ

Історія Землі та інших планет Сонячної системи вказує на довго- та короткоперіодичні зміни теплового режиму, що призводило до катастрофічних наслідків. Так, палеонтологічні розкопки свідчать, що найтепліший період та значне потепління на Землі відмічалися відповідно 500 та 150 млн років тому, тоді як холодні періоди — 650 та 260 млн років тому. Ізотопний аналіз снігів Антарктики

дозволив реконструювати історію теплового режиму та кількості атмосферного вуглексилого газу цього регіону за останні 160 тис. років (Lorius et al., 1990), які також вказують на значні зміни (рис. 1). На фоні довгоперіодичних змін існує досить великий обсяг інформації про короткоперіодичні зміни.

Так, метеорологічні спостереження вказують на поступове глобальне потепління на Землі, яке супроводжується хвильами похолодання (рис. 2, Hansen (1992)).

У випадку Венери, яка характеризується зворотнім обертанням з періодом 244.3 земних діб, відкрито приблизно 4-добові зміни потужності молекулярних смуг поглинання та ступені лінійної поляризації (рис. 3, Мороженко (1992)), а також так званих УФ-деталей, які показують пряме обертання з періодом також біля 4 діб.

На протязі уже більше 100 років на Марсі спостерігаються так звані глобальні пилові бурі, коли потужні пилові хмари щільним покривалом окута-

ють всю планету. До 1971 р. ці явища реєструвались виключно в періоди Великих протистоянь планети кожні 16 років, коли відстань між Марсом та Землею досягає мінімального значення. Винятком стали протистояння 1971, 1973, 1975 та 1977 рр., коли спостерігалась одна або й дві пилові

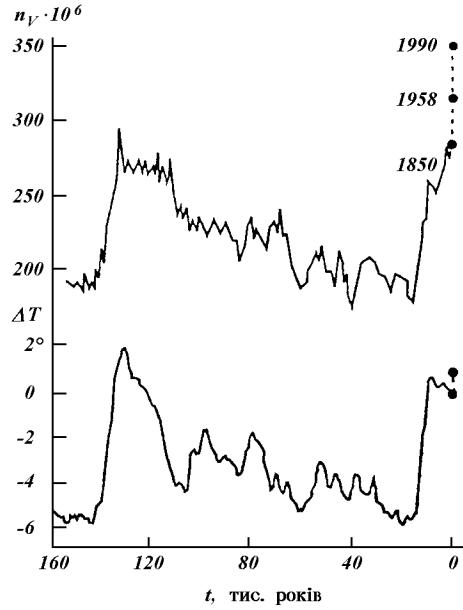


Рис. 1. Зміни температури T та об'ємної концентрації n_V вуглекислого газу в часі на протязі 160 тисяч років над Антарктикою (Lorius et al., 1990)

бурі різної потужності в кожне протистояння.

Для планет-гіантів також спостерігаються періодичні зміни оптичних властивостей. Так, спостереження Юпітера з 1860 року показують зміни його блиску з періодом біля 12 років (рис. 4, Гаррис (1963)). При цьому в кожному новому максимумі спостерігався все більший блиск, а взагалі блиск планети з 1860 р. збільшився приблизно в 1.5 рази. Достовірність цих результатів підтверджують однотипні спостереження Марса в цей же час, які також приведені на рис. 4. Більше того, для цієї планети спостерігається періодичне (з періодом також біля 12 років) пояскравлення то північної, то південної півсфери (рис. 5, Видъмаченко и др. (1984)). Подібна ситуація має місце для Сатурна (Стеклов и др., 1983), але з періодом 29 років, та інших планет (рис. 6, Suess et al. (1980)).

Як бачимо, характерною властивістю усіх планет є наявність періодичних змін їх властивостей. На жаль, існуюча інформація настільки нечисленна, що не дозволяє не лише виявити ступінь скорельованості цих процесів для різних планет, але навіть встановити надійні закономірності в змінах хоча б для однієї планети. Що стосується чинників цих змін, то, якщо виключити імовірні космічні катастрофи, подібні до падіння 17—21 липня 1994 р. 21 уламка комети Шумейкер — Леві 9 на Юпітер, їх можна умовно розділити на зовнішні (можливі зміни потужності сонячного випромінювання, характеристики руху планет навколо Сонця та навко-

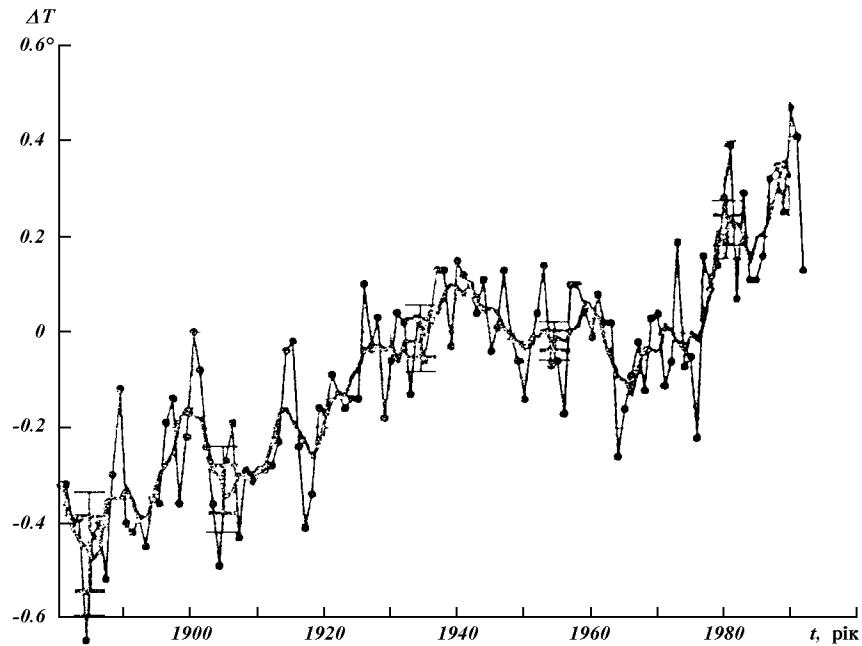


Рис. 2. Глобальні зміни температури на Землі згідно з даними метеовимірювань (Hansen, 1992). Точки та жирні лінії — усереднення за один та п'ять років відповідно

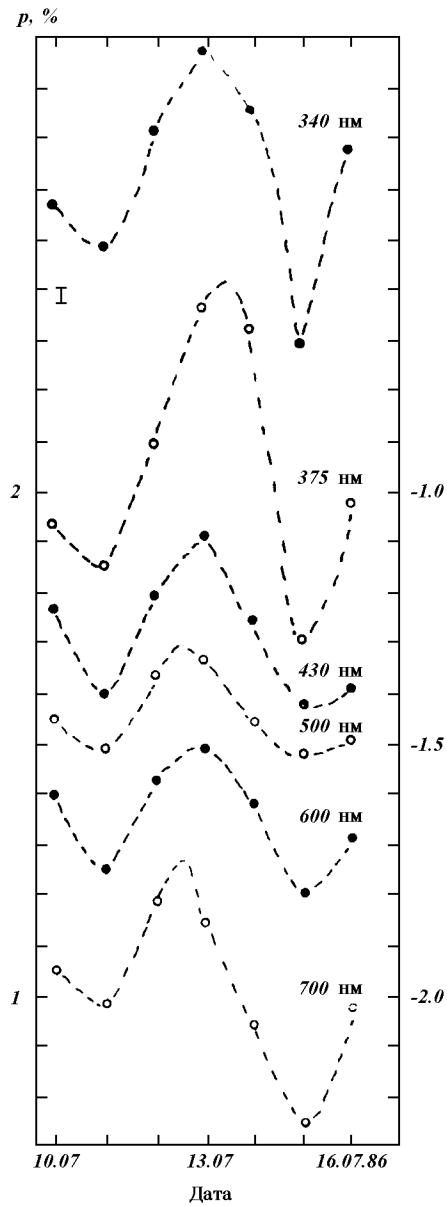


Рис. 3. Приклад 4-добових змін ступені поляризації світла Венери (Мороженко, 1992)

ло власної осі, взаємний вплив планет одна на другу, а також взаємодії в системах «планета — супутник», фізичних властивостей міжпланетного середовища та ін.) та внутрішні (zmіни хімічного складу та потужності газової та аерозольної складових атмосфер, відбивної здатності підстилаючої поверхні та потужності джерел внутрішньої енергії

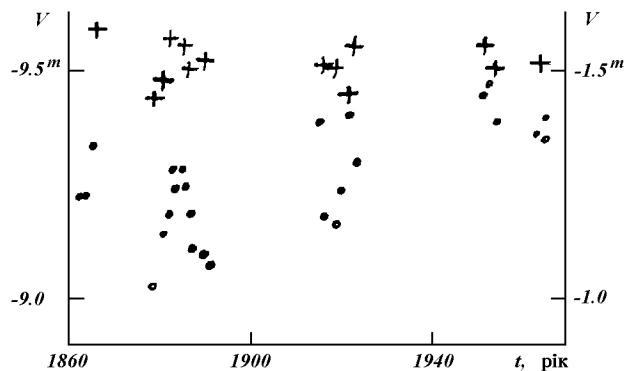


Рис. 4. Періодичні зміни близку диска Юпітера: точки, шкала зіркових величин ліворуч, хрестики — спостереження Марса (шкала зіркових величин праворуч (Гаррис, 1963)

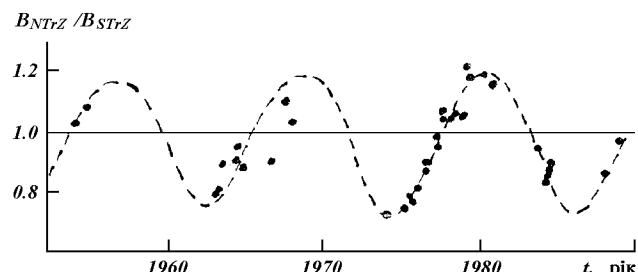


Рис. 5. Періодичні зміни відношення інтенсивностей північної (NTrZ) та південної (STrZ) тропічної зон диска Юпітера (Видьмаченко и др., 1964)

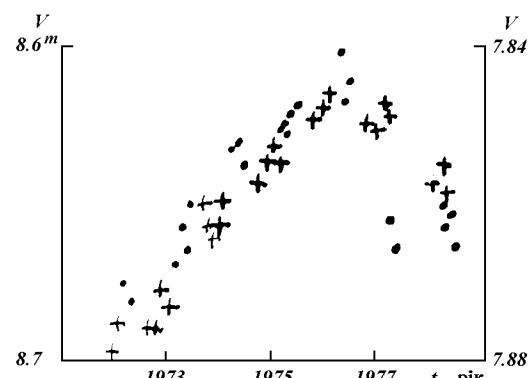


Рис. 6. Зміни в часі близку Титана (точки, шкала зіркових величин ліворуч) та Нептуна (хрестики, шкала зіркових величин праворуч) (Suess et al, 1980)

планети). Зразу ж відмітимо, що на сучасному етапі еволюції лише для планет-гігантів (Юпітер, Сатурн, Уран та Нептун) власні джерела теплової енергії є значущими (біля 50 %) у загальному тепловому балансі планети. Що стосується планет земної групи (Меркурій, Венера, Земля та Марс), то тут основним джерелом енергії є сонячне вип-

ромінювання. Це зумовлено не лише меншою потужністю внутрішніх джерел тепла, а й меншою відстанню від Сонця. Так, для Венери, Землі та Марса велика піввісь орбіти має відповідно значення 0.7, 1.0 та 1.5 а. о., тоді як до наступної планети (Юпітера) ця відстань дорівнює 5.2 а. о. Це означає, що для цих планет потужність сонячного випромінювання приблизно в 55, 27 та 9 разів більша, ніж для Юпітера.

Падаюче на планету сонячне випромінювання частково розсіюється у відкритий космос, а частково поглинається її підстилаючою поверхнею та атмосфорою, трансформуючись в теплову енергію, кількість якої визначається рівнянням

$$\sigma T_e^4 = \frac{E_0(1 - A_i)}{4R^2}, \quad (1)$$

де σ — стала Стефана — Больцмана, T_e — ефективна температура, E_0 — сонячна стала, R — відстань від Сонця до планети, A_i — ілюстративне (болометричне) альбедо

$$A_i = \int_0^\infty A_s(\lambda) d\lambda. \quad (2)$$

Тут $A_s(\lambda)$ — спектральні значення сферичного альбедо, λ — довжина хвилі. В свою чергу

$$A_s(\lambda) = \\ = \frac{2}{\pi} \int_{\alpha - \pi/2}^{\pi/2} \cos(\alpha - \Omega) \cos \Omega d\Omega \int_0^{\pi/2} r(\mu_0, \mu, \varphi) \cos \psi d\psi, \quad (3)$$

де μ_0, μ, φ — відповідно косинуси кутів падіння і відбивання світла та азимутальний кут, що його утворюють площини, в яких знаходяться падаючий та відбитий промені, $r(\mu_0, \mu, \varphi)$ — коефіцієнт відбивання світла системою «підстилаюча поверхня + атмосфера»:

$$r(\mu_0, \mu, \varphi) = r_s(\Omega, L, \lambda) T(\mu_0, \mu, \varphi, \tau_0(\lambda), \chi(\lambda), \omega(\lambda)) + \\ + r_a(r_s(\Omega, L, \lambda), \mu_0, \mu, \varphi, \tau_0(\lambda), \chi(\lambda), \omega(\lambda)). \quad (4)$$

Тут $r_s(\Omega, L, \lambda)$ — коефіцієнт відбивання підстилаючої поверхні, Ω, L — планетоцентричні довгота та широта, $\tau_0(\lambda)$, $\chi(\lambda)$ — спектральні значення оптичної товщини та індикаториси розсіяння атмосфери, $T(\mu_0, \mu, \varphi, \tau_0(\lambda), \chi(\lambda), \omega(\lambda))$ — функція ослаблення сонячного випромінювання атмосфорою, $r_a(r_s(\Omega, L, \lambda), \mu_0, \mu, \varphi, \tau_0(\lambda), \chi(\lambda), \omega(\lambda))$ — коефіцієнт відбивання атмосферним стовпом, $\omega(\lambda)$ — альбедо однократного розсіяння (ймовірність виживання кванта) газово-аерозольного середовища. Методи обрахунку функцій T та r_a можна

знайти в монографії Яновицького (1995). Відмітимо, що на практиці границі інтегрування у виразі (2) можна обмежувати від 250 до 3000 нм. Зміна будь-якої з характеристик, що входять в рівняння (1)–(3), призведе до зміни теплового режиму планети.

На підставі закону збереження енергії встановлюється рівновага між кількостями теплової енергії, яку отримує планета за рахунок поглинутого сонячного випромінювання, та яку вона випромінює у відкритий космос в тепловій ділянці спектра ($\lambda > 3$ мкм). Внаслідок цього після перекриття доступу сонячної енергії настає дуже швидке охолодження, швидкість якого визначається фізичними властивостями підстилаючої поверхні та її мікроструктурою. Прикладом цього слугують місячні затемнення, під час яких за дуже короткий проміжок часу температура місячної поверхні зменшується на 100–130 К. Для Землі ефективне значення температури дорівнює 255 К, тоді як фактично середня температура земної кулі становить 288 К (Hansen et al., 1993). Це зумовлено наявністю атмосфери, а вірніше — тих її складових, які в тепловій ділянці спектра мають потужні смуги поглинання (вуглекислий газ, пари води, метан, озон та ін.), завдяки чому уповільнюється відплів теплової енергії у космос та нагрівається приземний шар атмосфери. У літературі це явище зустрічається під назвою «тепличного» ефекту. Розючим прикладом його дії є Венера, яка отримує сонячної енергії всього у два рази більше, ніж Земля, тоді як температура її поверхні сягає 450 °C. Очевидно, що варіації кількості газів, які мають сильні смуги поглинання у тепловій ділянці спектра, автоматично викликають зміни теплового балансу планети. Про наявність такого зв’язку для Землі свідчить рис. 1. Слід зазначити, що тепловий баланс безпосередньо підстилаючої поверхні залежить також і від потужності динамічних процесів в атмосфері (конвективного та турбулентного переміщування), які, у свою чергу, визначаються вертикальним розподілом температури у тропосфері планети та аерозольним забрудненням атмосфери.

Зовсім протилежні ефекти, ніж перераховані вище гази, викликає атмосферний аерозоль. Він екранує доступ сонячного випромінювання до підстилаючої поверхні планети та призводить до зменшення значення T_e , тобто викликає антитепличний ефект. Більше того, наявність атмосферного аерозолю, особливо сильно поглинаючого, призводить до зміни теплового режиму усієї атмосфери. Це зумовлено тим, що після зіткнення з аерозольною частинкою світловий квант частково погли-

настється, а утворювана теплова енергія частинки частково перевипромінюється у відкритий космос, а частково передається газовому середовищу, призводячи до зміни як розподілу температури атмосфери з висотою, так і потужності конвективного та турбулентного перемішування в атмосфері. Особливо важливу роль відіграє аерозоль у високих шарах атмосфери, з яких він не може вимиватися дощами. (Є всі підстави вважати, що наявність стратосферного сильно поглинаючого пороху — характерна властивість усіх без винятку планет). Стратосферний аерозоль досить малих розмірів (з радіусом менше 0.5 мкм) може роками знаходитись у високих шарах атмосфери. Найбільш характерним прикладом антитеческого ефекту аерозолю слугують явища глобальних пилових бур на Марсі, під час яких температура поверхні знижується на 65—70°, а атмосфера — збільшується на 35—55°. Пил виносиється на висоту до 70 км. Щоб уявити масштабність явищ, відзначимо, що в період максимальної потужності пилового шару на Марсі в кінці жовтня та першій половині листопада 1971 р. в атмосфері знаходилось кілька мільярдів тон пилу. При середньому значенні атмосферного тиску біля поверхні Марса в 6.2 мбар (620 Па) досить крупні частинки (з радіусом біля 2 мкм) можуть місяцями знаходитись в атмосфері, а дрібна фракція є постійною складовою атмосфери. Говорячи про пилові бурі, варто відмітити, що на Марсі, як і на Землі, локальні пилові бурі є досить частими, але лише при збігу лише декількох, поки що до кінця не вияснених факторів спрацьовує система тригера, завдяки чому пилові бурі приймають глобальний характер. Для Землі також є достовірна інформація про наявність у верхніх шарах атмосфери стратосферного аерозолю. Так, вимірювання з борту штучного супутника Землі «Nimbus-7» за 1979—1992 рр. показали, що на довжині хвилі $\lambda = 1$ мкм

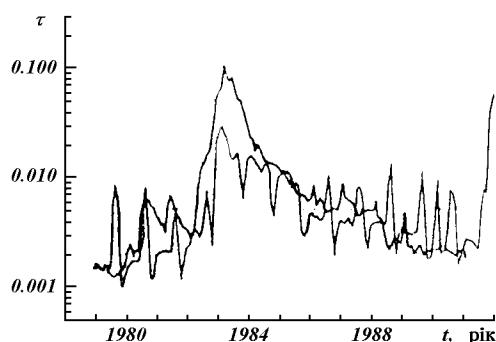


Рис. 7. Зміна оптичної товщини τ стратосферного аерозолю в довжині хвилі 1 мкм згідно спостережень «Nimbus-7» (Hansen, 1992)

його оптична товщина змінювалась в межах 0.001—0.10 (рис. 7, Hansen (1992)). Максимальні значення припадали на 1983 та 1992 рр., тобто на роки, які наступали за роками вивержень потужних вулканів Ель Чічон в 1982 р. і Маунт-Хадсон та Пінатубо в 1991 р.

Тепер розглянемо дії перерахованих вище чинників.

Так, за уявленнями різних авторів, у своїй еволюції Сонце після виходу на головну послідовність за останні п'ять мільйонів років збільшило потужність випромінювання на 30—60 %, що повинно було зумовити відповідне збільшення температури на цьому проміжку часу в 1.07—1.13 разів, тобто, приблизно на 20—40°. Що стосується сьогодення, то поки що немає підстав говорити про зміни сонячної сталої в часі, але тут існує проблема впливу сонячної активності на фізичні процеси в атмосферах планет, у тому числі й на клімат. Виходячи з того, що при зміні сонячної активності не зареєстровано помітних варіацій сонячної сталої E_0 , то ймовірними механізмами впливу сонячної активності на клімат можуть бути можливі зміни оптичних характеристик стратосферного аерозолю під дією жорсткого УФ-випромінювання Сонця, а також магнітного поля Землі (Чемберлен, 1981).

Що стосується зміни елементів руху планети (експерцентриситету орбіти, довготи перигелію та нахилу екватора до орбіти), які відбуваються під впливом збурення різних небесних тіл, а в першу чергу Сонця, то відповідні варіації теплового режиму можуть виникати з таких причин. Зміна нахилу орбіти призведе до збільшення або зменшення темпів конденсації водяних парів для Землі та вуглекислого газу для Марса в полярних районах, що, в свою чергу, вплине на потужність тепличного ефекту. Зміна величини експерцентриситету, внаслідок чого змінюються мінімальна та максимальна відстані планети від Сонця, також призводять до сезонної зміни теплового режиму, але на цей раз за рахунок зміни кількості сонячної енергії, що падає на планету. Через це для планет, орбіти яких мають значний експерцентриситет та нахил площин екватора та орбіти, спостерігаються сезонні зміни фізичних та оптичних характеристик.

Говорячи про зовнішні чинники, слід відмітити ще один. У своєму довічному русі вся Сонячна система може проходити міжзорянє середовище з різними поглинаючими властивостями, внаслідок чого також буде змінюватись кількість падаючого на планету сонячного випромінювання, а значить і тепловий режим поверхні планети.

Зараз є досить вагомі підстави визнати реальним вплив супутників планет на оптичні та фізичні

властивості не лише в локальних, але і глобальних масштабах планети. Ця проблема, подібно до проблеми впливу сонячної активності, знаходиться в початковій фазі її розв'язання. Не виключено, що зміни теплового режиму зумовлені зміною динаміки атмосфери припливними силами, тобто зміною масштабів конвективного та турбулентного перемішування в приповерхневому шарі атмосфери, а також напрямку та потужності геострофічного вітру.

Як видно з виразів (1) та (3), на тепловий режим суттєво впливає спектральне значення відбивної здатності підстилаючої поверхні. Очевидно, що при зменшенні останньої температура буде збільшуватись, а при збільшенні — зменшуватись. Поряд з сезонними змінами відбивної здатності, які пов'язані зі змінами пір року, на усереднене по планеті значення цієї величини впливають зміни потужності вічних льодовиків, особливо в приполярних районах, а також потужності лісових масивів. Особливу роль в цій системі відіграє світовий океан. З одного боку, він відчутно впливає на величину $A(\lambda)$, а з другого — він потужний акумулятор та перенощик теплової енергії.

В реальних умовах існує хитка рівновага, коли збільшення тепличносприятливих газів в атмосфері планети компенсується збільшенням аерозольної складової атмосфери та інших антитепличних факторів. Її порушення може привести до непередбачених наслідків, прикладом чого можуть бути згадувані вище глобальні пилові бурі на Марсі, внаслідок яких температура на всій планеті зменшується на 65—70°. Менш вражаючою є зміна кількості деяких газових складових. Підраховано, що зменшення на кілька градусів ефективної температури буде сприяти збільшенню границь розповсюдження вічних льодовиків, що у свою чергу збільшить інтегральну відбивну здатність підстилаючої поверхні, викликаючи тим самим подальший розвиток льодових шапок. Аналогічна ситуація буде й тоді, коли кількість тепличносприятливих газів досягне свого критичного значення. Так, згідно з оцінками М. І. Будико (Матвеев, 1976, с. 530), при збільшенні концентрації вуглекислого газу до 0.042 % (нормальний стан — 0.0314 %) приведе до повного знищення полярних льодовиків, тоді як його зменшення до 0.015 % — до нового льодовикового періоду.

На відміну від інших планет Сонячної системи, для Землі на загальні еволюційні, природні та небесномеханічні чинники у другій половині ХХ століття суттєвим став вплив виробничої діяльності (антропогенний фактор), внаслідок якої змінюються хімічна та аерозольна складові атмосфери. Умовно

газову складову можна розділити на гази, які сприяють зміні тепличного ефекту (водяна пара H_2O , вуглекислий газ CO_2 , озон O_3 , метан CH_4 та інші) та екологічно шкідливих для живих організмів (бензапірени, двоокис азоту NO_2 , сірководень H_2S , сірковуглець CS_2 , френоли, фтористий водень FH , хлористий водень HCl , сірчана кислота H_2SO_4 , формальдегід CH_2O , двоокис сірки SO_2 , окис вуглецю CO , окис азоту NO , аміак NH_3 , озон O_3 і т. д.). Уявлення про масштабність антропогенного забруднення для різних регіонів України можна зробити з того, що в 1989 р. загальний викид шкідливих газових та аерозольних забруднювачів для таких міст України як Дебальцево, Дніпродзержинська, Дніпропетровська, Донецька, Запоріжжя, Київ, Комунарська та Енергодара становив 250—370 т/рік, а Маріуполя та Кривого Рогу — 780 та 1234 т/рік, відповідно (Гасилин и др., 1991).

Дещо остеронь від розглянутих питань стоїть проблема зменшення потужності озонасфери, що призводить не лише до збільшення потужності жорсткого УФ-випромінювання Сонця, вбивче для всього живого, але й до підсилення антитепличного ефекту. Останнє викликане як безпосереднім зменшенням поглинання теплової енергії озоном в смузі на $\lambda = 9.6$ мкм, так і активізації конденсації водяного пару у верхніх шарах тропосфери та в стратосфері, що, в свою чергу, зменшить кількість водяної пари та збільшить кількість безпосередньо відбитої у відкритий космос сонячної енергії. Основними причинами зменшення потужності озонасфери вважається агресивний вплив деяких газових складових атмосфери (френоли, окисли хлору та азоту, та інші), а також підвищення температури в озонасфері за рахунок збільшення сильно поглинаючої аерозольної складової.

Очевидно, що всі зміни хімічних, фізичних та оптичних характеристик атмосфери та підстилаючої поверхні безпосередньо чи опосередковано впливають на життя рослинного, тваринного світів, на здоров'я людини. Це змушує світову громадськість об'єднувати свої зусилля для протистояння та знешкодження наслідків власної діяльності. Першочерговим тут є організація моніторингу цих змін в глобальних масштабах. Тут поряд з традиційними наземними засобами контролю, притаманними всесвітній метеослужбі та виключно заводському контролю, швидкими темпами упроваджуються космічні засоби, які переважно є дистанційними (спектроскопія та спектрофотометрія в широкому діапазоні довжин хвиль, включаючи й радіодіапазон, поляриметрія, лідари, отримання прямих зображень та ін.). Варто відмітити, що отримувана

цими методами інформація використовується ще й для розв'язання багатьох народногосподарських завдань (прогноз погоди, контроль за станом посівів, розвідка корисних копалин, потреби оборони).

Автори цієї статті на протязі усієї своєї наукової діяльності займаються вивченням хімічного складу атмосфер планет та зір, а також природи та структури хмарових шарів на основі дистанційних спектрофотометричних та спектрополяриметричних спостережень у видимій та близькій ІЧ-ділянках спектра. При цьому, як правило, відповідні спостереження велись з допомогою розроблених та виготовлених власними силами спектрофотометрів та спектрополяриметрів. Тому зрозуміло, що більш детально тут зупинимось на проблемі дистанційного спектрофотометричного моніторингу хімічного складу атмосфери. Що стосується спектрополяриметричного методу, то обмежимось лише нагадуванням, що завдяки йому зараз визначені спектральні значення комплексного показника заломлення та параметри функцій розподілу частинок за розмірами для аерозольної складової атмосфер Венери (Hansen, Hovenir, 1974), Марса для випадку високої прозорості атмосфери (Мороженко, 1974) та при глобальних пилових бурях (Дольфюс і др., 1974), Юпітера (Morozhenko, Yanovitskiy, 1973) та Сатурна (Бугаєнко і др., 1975).

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧНИЙ МЕТОД ДИСТАНЦІЙНОГО МОНІТОРИНГУ

Аналіз стану цієї проблеми щодо Землі на кінець 1980-х років, а також перелік розроблених в колишньому Радянському Союзі основних систем дистанційного зондування, які вже працюють на орбітах або будуть працювати в найближчому майбутньому, можна знайти в роботі Кондратьєва та ін. (Кондратьєв і др., 1992). Програма NASA по довгостроковому моніторингу характеристик атмосфери, які сприяють змінам клімату, обговорювалась 3—4 лютого 1992 р. в Годдардівському інституті космічних досліджень, а її опис приведено в матеріалах конференції (див., наприклад, Hansen, 1992 та ін.). Першочерговими експериментами є спостереження ослаблення світла Сонця та Місяця в різних ділянках спектра для $0.29 \leq \lambda \leq 1.55$ мкм при їх покритті Землею (McCormick, 1992), поляриметрія в різних ділянках спектра $\lambda\lambda 0.27$ — 0.94 мкм (Travis, 1992) та спектрофотометрія в тепловій ділянці спектра з роздільною здатністю 2 см^{-1} в діапазоні 6—40 мкм, яка буде здійснюватись за допомогою інтерферометра Майкельсона (Lacis, Carlson, 1992).

На відміну від традиційних спектрометрів, функції диспергуючого елемента тут виконує інтерферометр, внаслідок чого на виході реєструється не безпосередньо спектр джерела випромінювання, а інтерферограма. Для отримання традиційного спектра необхідно за допомогою ЕОМ виконати відповідне перетворення Фур'є, внаслідок чого такі системи отримали назву Фур'є-спектрометрів. Виявилося, що ці прилади мають значні переваги перед традиційними спектрометрами, особливо для ділянки спектра з $\lambda > 1$ мкм, а саме:

1. Одночасно реєструється весь спектр, що дає вигранш у часі («вигранш Фелжета»). Його величина залежить від довжини хвилі та досягає 3—10 разів;

2. На відміну від традиційних спектрометрів, спектральна роздільна здатність яких залежить ще від наявності вхідної щілини, у Фур'є-спектрометрів відпадає необхідність у встановленні таких щілин, що не призводить до втрати випромінювання дослідженого джерела, а тому дозволяє спостерігати більш слабкі об'єкти. Цей вигранш носить назву «виграншу Жакіно».

3. Оскільки калібрування довжини хвилі здійснюється за допомогою лише однієї реперної частоти (як правило — лазерної), то це призводить до так званого «виграншу Конна», згідно з яким значення частоти в усьому діапазоні довжин хвиль визначається з точністю, яка набагато перевищує спектральну роздільну здатність.

4. Значно легше досягнути високої спектральної роздільної здатності, величина якої є сталою лише по частоті.

Як недоліки слід відзначити:

1. Виготовлення Фур'є-спектрометрів вимагає високоточних та дорогих елементів інтерферометра;

2. Для обробки Фур'є-інтерферограм необхідно використовувати потужні ЕОМ;

3. Оскільки Фур'є-спектрометр завжди сканує повний спектр, то це не дозволяє пропускати будь-які його ділянки (наприклад, вікна непрозорості у тепловому спектрі Землі);

4. Традиційні спектрометри, у інтерферометрах яких використовуються плоскі дзеркала, дуже чутливі до вібрацій та потребують періодичних юстувань.

Більш детально опис проблем Фур'є-спектрофотометрії можна знайти в монографії Белла (1975).

При спектрофотометричному зондуванні Землі з борту штучного супутника можливі три, принципово різні, варіанти (траси) спостережень (рис. 8), а саме: вимірювання інтенсивності випромінювання системи «підстилаюча поверхня+атмосфера» (І), дифузно відбитого земною атмосферою сонячного

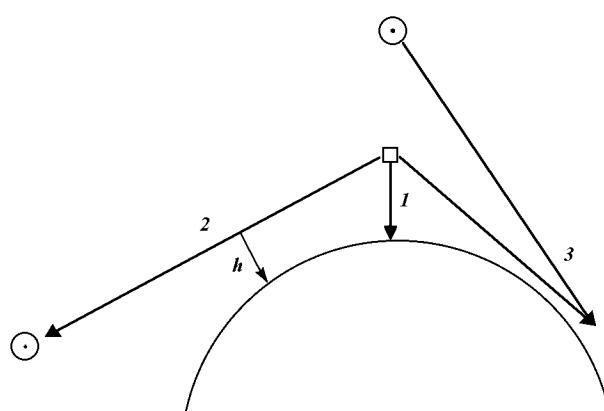


Рис. 8. Варіанти зондування атмосфери

випромінювання (3), а також ефекту покриття будь-якого джерела випромінювання (Сонце, Місяць, зорі) земною атмосферою (2). В усіх випадках принциповим є вимога одночасної реєстрації якщо не всього спектра, то хоча б його ділянки в межах смуг поглинання. Це зумовлено тим, що при реєстрації по черзі однієї точки (line-de-line) за іншою через рух супутника на орбіті будуть зміню-

ватися не лише фізичні умови поверхні та атмосфери в чергових ділянках спектра, але й умови освітлення. Це можливо лише при використанні традиційних спектрометрів з панорамними приймачами випромінювання, або Фур'є-спектрометрів. До недавнього часу на штучних супутниках Землі встановлювались переважно спектральні прилади на УФ-, видиму та близнюючу ІЧ-ділянки спектра, для яких є панорамні приймачі випромінювання, та лише в останні роки більш активно стала використовуватись далека ІЧ- (теплова) ділянка спектра.

Використання цього спектрального інтервалу має ряд переваг.

1. Найбільш інтенсивні смуги поглинання коливально-обертального спектра розташовані в далекій ІЧ-ділянці (рис. 9), що дозволяє визначати значно менші концентрації газу та підвищувати порогову чутливість методу.

2. В цій ділянці спектра в загальному випромінюванні Землі домінуючим є випромінювання земної поверхні, завдяки чому спектральний моніторинг можна здійснювати цілодобово. Це особливо важливо ще й при локальному моніторингу, наприклад при контролі динаміки зміни забруднення атмосфери в залежності від пір року або доби. Ні для кого не секрет, що багато підприємств еко-

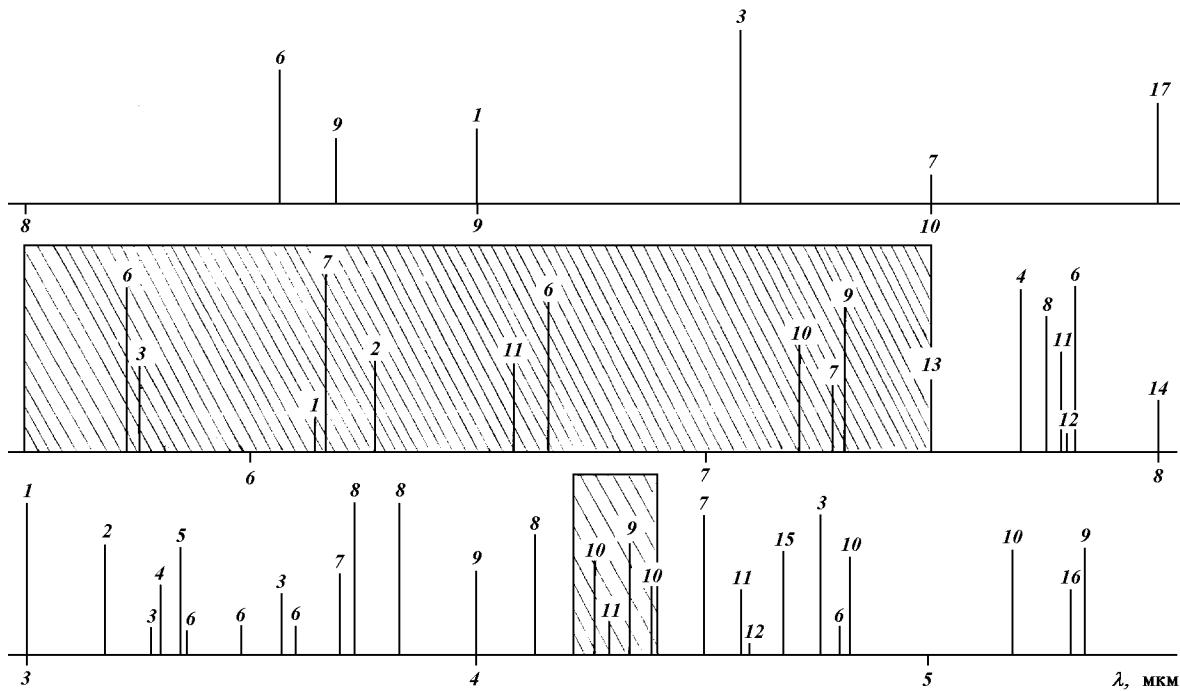


Рис. 9. Положення смуг поглинання різних газів: 1 — NH₃, 2 — H₂O, 3 — O₃, 4 — CH₄, 5 — HCl, 6 — H₂CO, 7 — NO₂, 8 — H₂S, 9 — SO₂, 10 — CO₂, 11 — CS₂, 12 — N₂O, 13 — HNO₃, 14 — H₂O₂, 15 — CO, 16 — NO, 17 — C₂H₂. Висоти вертикальних ліній дають уявлення про силу ліній. Заштриховані ділянки відповідають так званим вінкам повної непрозорості, які зумовлені поглинанням вуглекислого газу (λ 4.2—4.4 мкм) та води й вуглекислого газу (λ 5.5—7.5 мкм)

логічно шкідливі відходи стараються скидати не помітно вночі.

3. Вимірювання інтенсивності I_λ в ділянках спектра, в яких земна атмосфера майже повністю прозора (вікна прозорості) та яка визначається законом Планка для випромінювання абсолютно чорного тіла, дозволяють оцінювати яскравісну температуру підстилаючої поверхні T_s (грунтів, водних та лісових масивів, сільгоспугідь):

$$I_\lambda = \frac{c_1 \lambda^{-5}}{\exp[c_2/(\lambda T_s)] - 1}, \quad (5)$$

де

$$c_1 = 1.19 \cdot 10^4 \text{ Вт} \cdot \text{стерад}^{-1} \text{ см}^{-2},$$

$$c_2 = 14350 \text{ мкм} \cdot \text{град}.$$

4. За винятком інформації про інтенсивність смуг поглинання газової складової, в тепловому спектрі будуть реєструватись смуги поглинання у випромінюванні підстилаючої поверхні, в яких закодована інформація про геохімічний склад останньої.

5. Крім того, звернемо увагу ще на таку обставину. Як видно з виразу (4), функція ослаблення сонячного випромінювання земною атмосферою та інтенсивність відбитого атмосферою випромінювання залежать від оптичної товщини земної атмосфери $\tau_0(\lambda) = \tau_s(\lambda) + \tau_v(\lambda)$, де $\tau_s(\lambda)$ та $\tau_v(\lambda)$ — розсіюча та поглинаюча складові атмосфери, індикатори розсіяння середовища та альбедо однократного розсіяння, значення яких визначаються не лише газовою, але й аерозольною складовими. Оскільки, наприклад, у першому варіанті спостережень кількість поглинаючого газу визначається за значеннями залишкової інтенсивності

$$R_v(\mu, \mu_0, \varphi) = \frac{r_v(\mu, \mu_0, \varphi)}{r_c(\mu, \mu_0, \varphi)} \quad (6)$$

(індекси s та v означають неперервний спектр та смуги поглинання), то при аналізі спектроскопічних спостережень необхідно розв'язувати задачу теорії переносу випромінювання. Ще слід відмітити, що при формуванні обертальних ліній поглинання в газово-аерозольному середовищі їх інтенсивність та півширина залежать не лише від об'ємної концентрації аерозолю, але й від форми індикатори розсіяння (Бугаенко и др., 1981). Лише при $\tau_s(\lambda) \ll 1$, що справдується у випадку земної атмосфери для довжин хвиль з $\lambda > 1 \text{ мкм}$, вираз (6) спрощується до

$$R_v(\mu, \mu_0) = \exp\left[-\tau_v\left(\frac{1}{\mu_0} + \frac{1}{\mu}\right)\right]. \quad (7)$$

Для неоднорідної атмосфери

$$\tau_v = \int_0^\infty N(h) k_v(h) dh, \quad (8)$$

де $N(h)$ — об'ємна концентрація поглинаючого газу, $k_v(h)$ — коефіцієнт поглинання, величина якого дається, як правило, в $\text{см}^{-1}(\text{км-атм})^{-1}$, або $\text{см}^{-1}(\text{км-амагат})^{-1}$. Відмітимо, що перша розмірність відповідає умовам з тиском $P_0 = 1 \text{ атм}$, та температурою $T_0 = 273 \text{ К}$, а друга — $P_0 = 1 \text{ атм}$, $T_0 = 296 \text{ К}$. При спостереженнях в тепловій ділянці спектра, коли реєструється ослаблення земною атмосферою теплового випромінювання підстилаючої поверхні, вираз (7) зводиться до

$$R_v = \exp(-\tau_v / \mu).$$

Нарешті, у третьому варіанті спостережень (рис. 8) у тепловій ділянці спектра буде реєструватись спектр випромінювання земної атмосфери, тоді як у видимій та ультрафіолетовій — поряд зі смугами поглинання будуть також проявлятись смуги випромінювання.

При дистанційному зондуванні доцільно використовувати перший та другий варіанти спостережень. Перший варіант, коли вимірювана інтенсивність визначається виразом (4), несе в собі інформацію про просторовий розподіл тих чи інших газових складових атмосфери та фізичних властивостей підстилаючої поверхні, в тому числі й температури. В другому варіанті визначається характер ослаблення інтенсивності випромінювання, наприклад, Сонця при його покритті земною атмосферою

$$I(\lambda) = S_0(\lambda) \exp[-\tau(\lambda)]. \quad (9)$$

Тут $\tau(\lambda)$ — оптична товщина земної атмосфери на трасі між Сонцем та супутником. Це означає, що в цьому випадку буде отримуватись інформація лише про хімічний склад атмосфери, та імовірну його вертикальну структуру. Для останнього необхідні вимірювання на різних відстанях траси від земної поверхні h (рис. 8).

Вирази (7)–(9) справедливі для монохроматичного випромінювання. В реальних експериментах спектральна роздільність приладів характеризується скінченною величиною γ , а тому реєструється сумарний світловий потік в інтервалі частот $\Delta\nu$. В цьому випадку вираз (9) зводиться до

$$I(\Delta\nu) = \int_{\Delta\nu} \int_{\Delta x} \Phi(\nu - x) I(\nu), \quad (9a)$$

де $\Phi(\nu - x)$ — апаратна функція спектрального приладу. Задача значно спрощується у випадку

слабких смуг поглинання, для яких при розкладанні експоненти в ряд можна обмежитись першими двома членами $1 - \tau(\lambda)$, що можливо лише при $\tau(\lambda) \ll 1$. Очевидно, що точні разрахунки вимагають достовірної інформації про структуру смуг поглинання різних газів.

Характерною властивістю молекулярних смуг поглинання є те, що вони формуються при зміні електронної, коливальної та обертальної енергії молекули. При цьому зміна електронної енергії обов'язково супроводжується зміною коливальної та обертальної, а зміна коливальної — зміною обертальної, що призводить до утворення електронно-коливально-обертального (УФ- та частково видима область спектра), ІЧ- та комбінаційного коливально-обертального (видима та ІЧ-ділянки) та обертального (далека ІЧ-ділянка) спектрів. Перші два являють собою досить широкі депресії, заповнені безліччю обертальних ліній. В залежності від типу молекули (дво- чи багатоатомні молекули та їх тип симетрії) і смуг поглинання (основні частоти, їх обертони, сумарні та різницеві) структура цих ліній буде різною (від повної ізольованості окремих ліній до майже повного їх злиття). Відстані між окремими лініями та їх інтенсивності можуть відповідати якісь закономірності або мати хаотичний характер.

Інтегральний коефіцієнт поглинання (сила) окремих ліній залежить від природи газу, частоти електронного та коливального переходу, квантових чисел обертальних переходів та температури. У найпростішому випадку лінійних молекул (наприклад вуглекислий газ) та молекул типу сферичної дзиги (наприклад молекула метану) обертальна структура характеризується лише одним квантовим числом j , а вираз для сили лінії $S_0(j, T)$ має вигляд

$$S_0(j, T) = Q(T)^{-1} F(j) \exp[-Bhcj(j+1)/(kT)], \quad (10)$$

де $Q(T)$ — так звана функція розділу, яка має однакове значення для всіх обертальних ліній даної смуги поглинання; $F(j)$ залежить лише від квантового числа обертальної лінії та статистики ядер в молекулі, B — обертальна стала, h — стала Планка, k — стала Больцмана, c — швидкість світла, T — абсолютна температура.

Для молекул типу симетричної дзиги (наприклад молекула аміаку) вираз для сили лінії містить два квантових числа (j, K), тоді як для молекул типу асиметричної дзиги (наприклад молекула води) взагалі відсутній аналітичний вираз для обертального рівня енергії. Температурна залежність функції розділу визначається природою молекули та типом смуги. Так, наприклад, для обертонів $2\nu_3$ та $3\nu_3$ метану функції розділу пропорційні $T^{5/2}$ та $T^{3/2}$

відповідно. Внаслідок того, що множники $Q(T)$ та $\exp[-Bhcj(j+1)/(kT)]$ зі зміною температури змінюються протилежним чином, то величина $S_0(j, T)$ може або збільшуватись, або зменшуватись, або взагалі не змінюватись при зміні температури.

Що стосується температурної залежності інтегрального коефіцієнта поглинання всієї смуги поглинання, то можливі найрізноманітніші ситуації. Так, інтенсивність смуг, утворених в процесі переходів, у яких основним є нижній (незбуджений) рівень, та частоти яких визначаються сумою окремих коливальних частот, слабо залежать від температури. В той же час сильно залежить від температури інтенсивність так званих «гарячих» смуг, утворених в процесі переходів, основним станом яких є верхній (збуджений) рівень, а частота є різницевою.

Перехід молекули з одного енергетичного рівня на інший здійснюється на протязі скінченного відрізка часу, внаслідок чого окрема обертальна лінія має деяку ширину, розподіл енергії в якій описується контуром лінії

$$f(\nu - \nu_0) = \frac{\gamma_N}{\pi(\nu - \nu_0)^2 + \gamma_N^2}, \quad (11)$$

де ν та ν_0 — поточна частота, та частота центра лінії, γ_N — натуральна півширина лінії, значення якої практично завжди менше 10^{-10} см, а тому спостережувані контури лінії практично завжди формуються під дією інших механізмів. Так, при дуже низькому тиску та високій температурі спостерігається доплерівський контур

$$f(\nu - \nu_0) = \frac{\exp[-(\nu - \nu_0)^2/\gamma_D^2]}{\gamma_D \pi^{1/2}}. \quad (12)$$

Тут

$$\gamma_D = \nu_0 [(2kT \ln 2)/M]^{1/2} \quad (13)$$

— доплерівська півширина, а M — маса молекули поглинаючого газу. При високому тиску та низькій температурі спостерігається лоренцівський контур. Він описується виразом (11), в якому замість γ_N стоїть лоренцівська півширина

$$\gamma_L = \frac{\sum P_i \sigma_i [1/M + 1/M_i]^{1/2}}{(\pi kT)^{1/2}}, \quad (14)$$

де M_i — маса молекули, з якою зіткнулась молекула поглинаючого газу, P_i — парціальний тиск окремих газів, σ_i — ефективна відстань між молекулами. Звідси видно, що величина γ_L залежить від природи як поглинаючого газу, так і газу, з якими вона зштовхується, температури та тиску. Крім

того, виявилось, що лоренцівська півширина дещо різна не лише для ліній різних смуг, але й в межах однієї смуги. Так, наприклад, при $P_0 = 1$ атм та $T_0 = 273$ К, півширина ліній смуги поглинання води на 18.6 cm^{-1} має значення 0.5, 0.05, 0.03 та 0.06 для зіткнень з молекулами води, повітря земної атмосфери, кисню та азоту відповідно. Що стосується залежності від температури, то виявилось, що γ_L^0 не завжди пропорційна $T^{-1/2}$, а має вигляд T^{-n} . В залежності від типу смуг та природи молекул, які зштовхуються між собою, параметр n знаходиться в межах $0.5 \leq n < 1$. Так, для фундаментальної смуги поглинання метану ν_3 при зіткненнях $\text{CH}_4 - \text{H}_2$ та $\text{CH}_4 - \text{He}$ значення $n = 1/2$, а при зіткненнях $\text{CH}_4 - \text{CH}_4 - n = 2/3$.

У проміжному випадку форма лінії описується фойгтівським контуром

$$f(\nu - \nu_0) = \frac{8y}{\gamma_D \pi^{3/2}} \int_{-1}^{+1} \frac{\exp(-t^2)}{y^2 + (x-t)^2}, \quad (15)$$

де $x = (\nu - \nu_0)/\gamma_D$, а $y = \gamma_L/\gamma_D$ має вигляд

$$y = \sum_i \frac{P_i \sigma_i (1 + M/M_i)^{1/2}}{kT\nu_0 (2\pi \ln 2)^{1/2}}. \quad (16)$$

Звідси видно, що для різних поглинаючих газів з різними P_i , σ_i та M_i , граничні значення P та T , при яких «працює» фойгтівський контур, будуть також розрізнятись. Для земної атмосфери фойгтівський контур необхідно використовувати для висот більше 10–15 км.

Лише для обмеженого класу молекул (двоатомні та лінійні молекули, основні частоти та обертони молекул типу сферичної дзиги, які належать до точкової групи T_d , наприклад молекула метану) смуги поглинання показують обертальну структуру, в якій при високій роздільній здатності (як правило, більшій 0.1 cm^{-1}) окремі обертальні лінії можна розглядати ізольованими. В той же час у більшості випадків відстані між окремими обертальними лініями $\Delta\nu \approx \gamma_L^0$ або значно менші. В останньому випадку можна лише здогадуватись про наявність обертальних ліній. Прикладом цього можуть слугувати смуги поглинання метану, частоти яких відповідають сумарним частотам. У цьому випадку окремі лінії з центральними частотами ν_0^i перекриваються, що призводить до суперпозиції їх інтенсивностей, а сумарний ефект визначається коефіцієнтом поглинання k_ν :

$$k_\nu = \int_{-\infty}^{+\infty} f(\nu - \nu_0^i) S_0(\nu_0^i) d\nu_0. \quad (17)$$

У тому випадку, коли смуги поглинання різних

газів перекриваються, маємо

$$k_\nu = \sum_i N_i k_\nu^i. \quad (18)$$

Як вже говорилося, спектральні прилади характеризуються відповідними значеннями спектральної роздільної здатності, внаслідок чого інтенсивність зареєстрованого випромінювання визначається виразом (9а). Відповідні розрахунки I_ν можуть бути виконані лише в тому випадку, коли є достовірна інформація про обертальну структуру смуг поглинання, значення $S_0(\nu_0)$, γ_L^0 , $P(h)$ та $T(h)$. Що стосується визначення $I(\Delta\nu)$, то часто це робиться за допомогою використання тих чи інших моделей обертальної структури смуг поглинання (Гуди, 1966).

В останні роки в Головній астрономічній обсерваторії Національної академії наук України розроблявся метод дистанційного моніторингу хімічного складу земної атмосфери на основі спектрофотометричних спостережень в тепловій ділянці спектра. Виконано математичне моделювання спектра поглинання земної атмосфери, а також розробку та виготовлення Фур'є-спектрометра. Остання робота велась в тісній співпраці з Інститутом фізики напівпровідників Сибірського відділення Російської академії наук.

З проведеного обговорення проблеми молекулярного поглинання атмосферних газів випливає, що в принципі не може бути однозначного підходу до її розв'язання, а тому для кожного конкретного випадку повинен бути окремий підхід. Оскільки на даному етапі було важливим показати ефективність використання спектрофотометрії в тепловій ділянці спектра для моніторингу газових складових земної атмосфери та можливість силами підприємств України виготовити відповідну спектральну апаратуру, то ми обмежилися розглядом моделі однорідної атмосфери. В цій моделі значення об'ємної концентрації газів, атмосферного тиску та температури на протязі всієї траси не змінюються, а тому поглинаюча складова атмосфери визначається як $\tau_\nu = N_0 l k_\nu$ (тут l — довжина траси). Для визначення спектральних значень коефіцієнта поглинання, в тому числі й з урахуванням перекриття ліній, використовувався банк даних HITRAN (Rothman et al., 1992) на лазерному диску (CD ROM) для 32 газів, який включає інформацію про значення частоти центрів коливально-обертальних смуг ν_0 , α_L^0 та S_0 , а також деякі інші сталі для окремих ліній більшості молекул. В тому випадку, коли інформація про обертальну структуру смуг поглинання відсутня (наприклад, фреони), приведено значення k_ν . Спектр пропускання (9) земної

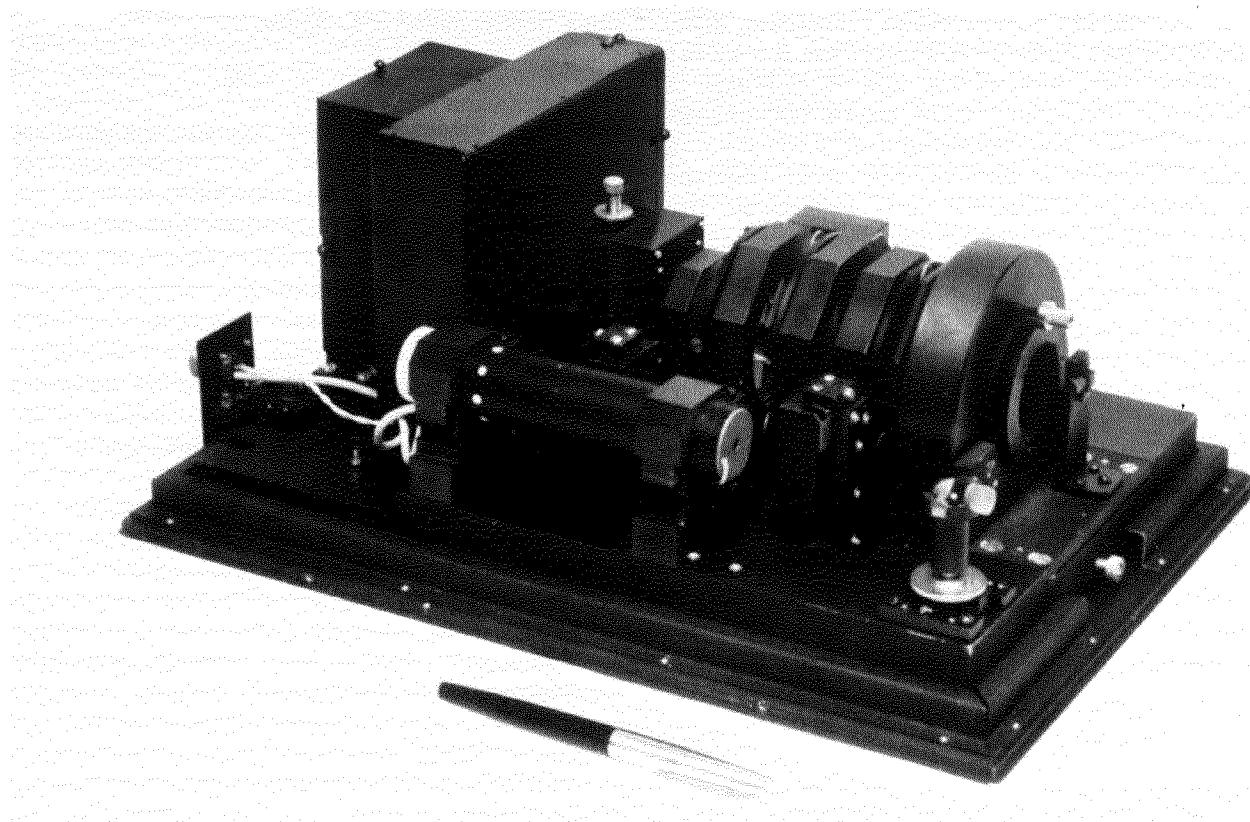


Рис. 10. Інтерферометр ПКО

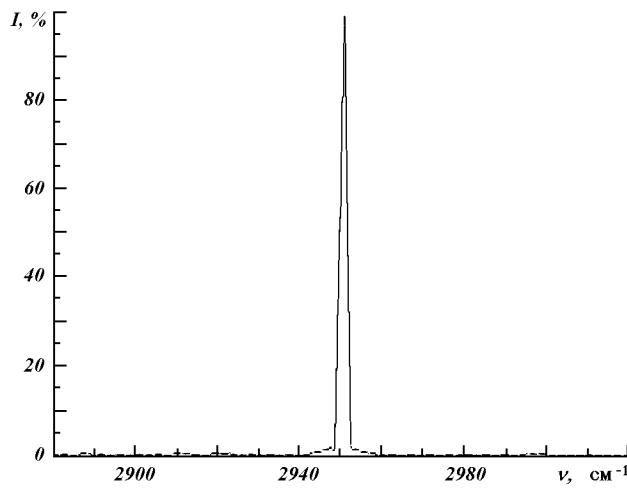


Рис. 11. Профіль інструментального контуру

атмосфери обраховувався з використанням апаратної функції спектрометра $\Phi(\nu - x)$, яка відповідає спектральній роздільній здатності 2 см^{-1} .

Що стосується Фур'є-спектрометра, то при його виготовленні ми виходили з таких вимог:

1. Щоб він був малогабаритним та вібростійким, що дозволило б використовувати його не лише в стаціонарних умовах, але й пересувних (наприклад, в автолабораторії та з борту космічного апарату);

2. Щоб його спектральна роздільна здатність була не гіршою 2 см^{-1} . Як вже говорилось, в своїй більшості півширини обертальних ліній $\gamma_L \leq 0.1$, а тому інформація про їх контури може бути отримана при $\gamma \ll \gamma_L$. У тому випадку, коли ці вимоги не можуть бути виконані, проблема спектральної роздільної здатності не є принциповою до тих пір, поки ще не спотворюється інформація про контури молекулярних смуг поглинання. Виявилось, що ця умова задовільняється при $\gamma = 2 \text{ см}^{-1}$.

3. Щоб можна було перекрити спектральний інтервал $1\text{--}25 \text{ мкм}$.

Ще в 1960-ті роки була висунута ідея, що для підвищення стійкості інтерферометра до зовнішніх впливів замість плоских дзеркал слід використовувати комбінацію «котяче око». У 1980-ті роки Єжевська та Шипілов (1981) запропонували схему «подвійного котячого ока» (ПКО), яка має всього три оптичні елементи — два одинакових увігнутих

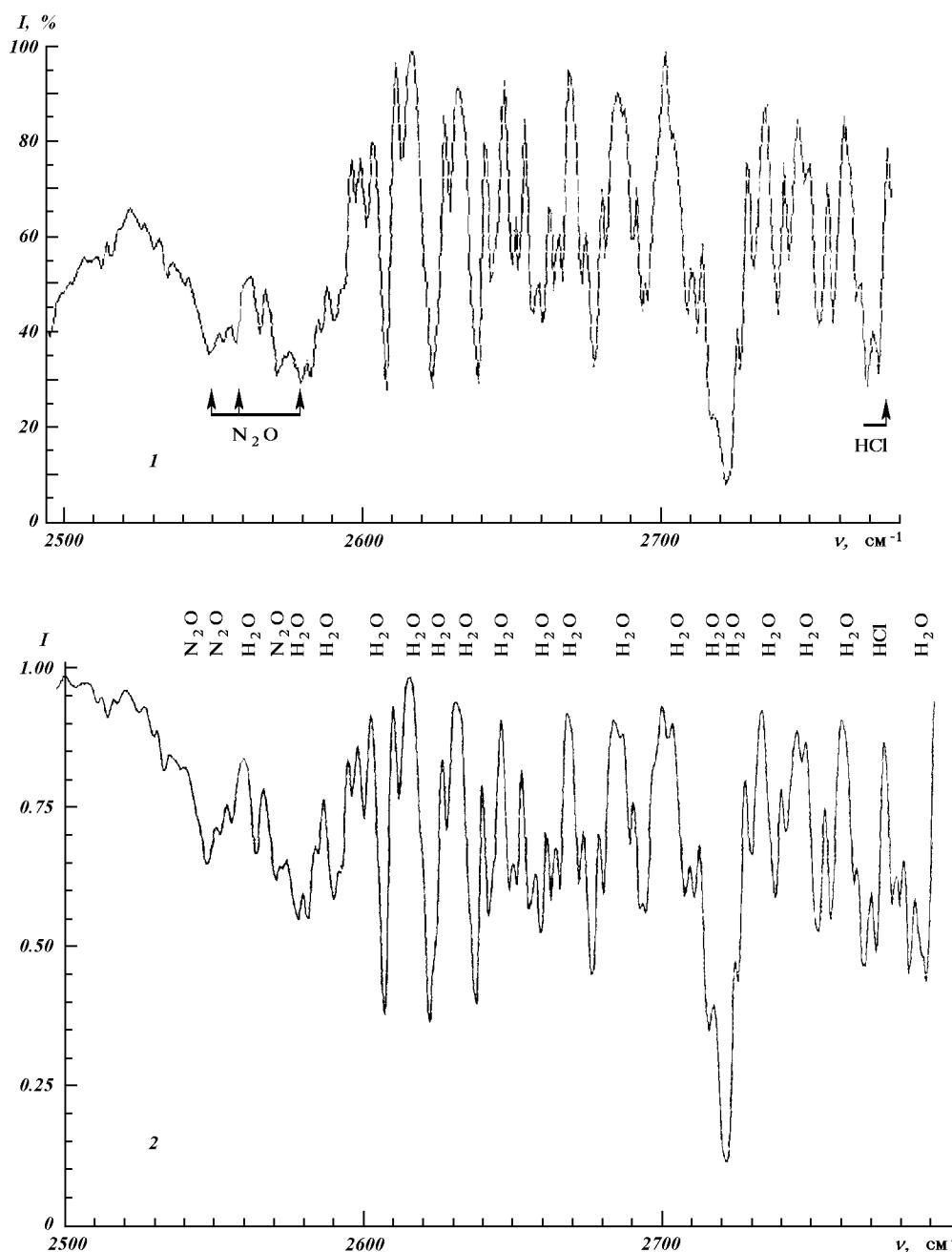


Рис. 12. Фрагменти модельного (2) та спостережного (Сонце) спектрів

дзеркала та світlorозdільник між ними. Виявилось, що його використання дозволяє збільшити відносний отвір інтерферометра до 1:1, знижує вимоги щодо похибок юстування та робить прилад досить малогабаритним та вібростійким. В цій конструкції є лише один рухомий елемент — світlorозdільник, рух якого створює різницю ходу інтерферуючих променів. В системах ПКО різниця ходу визна-

чається величиною зміщення світlorозdільника, помноженою на 4. Спектральний діапазон спектрометра визначається приймачем випромінювання, природою матеріалів світlorозdільника та напиленого покриття.

Такий прилад (рис. 10) було виготовлено та проведено його лабораторне дослідження. Виявилося, що він задовільняє згаданим вище вимогам:

спектральна роздільна здатність становить 2 см^{-1} , про що свідчить спектр лазерної лінії (рис. 11); про його вібростійкість може свідчити хоча б те, що на форму спектра ніяк не впливає працюючий на відстані 10 м металоріжучий верстат.

В процесі лабораторних досліджень було отримано кілька спектрів Сонця, у яких були ототожнені смуги поглинання досить значної кількості газів. На рис. 12 приведені фрагменти модельного та спостережуваного спектрів. Це дозволило нам визначити приблизні значення нижньої межі відносних (по відношенню до CO_2) концентрацій деяких екологічно шкідливих газів: CO , CH_4 та NO_2 ($6 \cdot 10^{-5}$), NH_3 ($6 \cdot 10^{-6}$), SO_2 (10^{-4}), H_2CO та HCl (10^{-5}), N_2O ($5 \cdot 10^{-3}$), HNO_3 ($5 \cdot 10^{-7}$) та O_3 ($3 \cdot 10^{-4}$). Невідповідність цих оцінок реальному стану забруднення приземного шару атмосфери над Києвом зумовлена такими обставинами:

- час життя багатьох екологічно шкідливих газів відносно малий (SO_2 — приблизно 10 годин, NO_x — 3–4 доби), а тому ці гази сконцентровані в основному в приземному шарі, тоді як у формуванні смуг поглинання вуглекислого газу приймає участь вся атмосфера;
- Головна астрономічна обсерваторія розташована на південній околиці Києва (Голосіївський ліс), а тому атмосфера на трасі спостереження менш забруднена.

ВИСНОВКИ

Проведена нами робота показала, що:

1. Зараз існують можливості лише силами підприємств України виготовляти малогабаритні та вібростійкі Фур'є-спектрометри, якими можна устаткувати не лише лабораторії (стационарні та пересувні), але й штучні супутники Землі.

2. Спектрофотометрія в тепловій ділянці спектра є перспективним дистанційним методом не лише моніторингу динаміки уже відомих газових складових, але й відкриття нових.

3. На базі розробленого спектрометра можна створювати повністю автоматизовані системи для цілодобового моніторингу газових складових атмосфери над локальними регіонами (заводами), у яких доцільно використовувати штучні джерела теплової енергії.

4. В рамках Державної програми «Система екологічного моніторингу “Україна”» доцільно створити систему однотипних пересувних лабораторій для моніторингу не лише уже екологічно забруднених, але й поки що відносно безпечних районів.

5. При дистанційному моніторингу за допомогою

штучних супутників Землі доцільно використовувати системи з двох-трьох Фур'є-спектрометрів, які працювали б у різних вікнах прозорості. У цьому випадку для кожного вікна можна використовувати не лише селективні, але й більш чутливі приймачі випромінювання.

Ми вважаємо своїм приемним обов'язком висловити подяку докторам L. Rothman та A. Goldman за сприяння в отриманні банку даних HITRAN та Т. Б. Єжевській за плідну співпрацю при виготовленні Фур'є-спектрометра.

- Белл Р. Дж. Введение в Фурье-спектроскопию. — М: Мир, 1975.—380 с.
- Бугаєнко Л. А., Кислюк Л. М., Мороженко А. В. Структура верхніх слоев атмосфери Юпітера. I. Корректность интерпретации спектроскопических наблюдений // Физика планетных атмосфер. — Київ: Наук. думка, 1981.—С. 27—44.
- Бугаєнко О. И., Дlugach Ж. М., Мороженко А. В., Яновицкий Э. Г. Об оптических свойствах облачного слоя Сатурна в видимом участке спектра // Астрон. вестн.—1975.—9, № 1.—С. 13—21.
- Видъмаченко А. П., Стеклов А. Ф., Миняйло Н. Ф. О возможном периоде активности на Юпитере // Письма в Астрон. журн.—1984.—10, № 9.—С. 691—695.
- Гаррис Д. Л. Интегральная фотометрия и колориметрия планет и спутников // Планеты и спутники. — М: Изд-во иностр. лит., 1963.—С. 241—305.
- Гасилин Н. К., Попов М. Н., Шеховцов А. А. О состоянии загрязнения окружающей среды в СССР в 1989 г. // Метеорология и гидрология.—1991.—№ 1.—С. 113—117.
- Гуди З. М. Атмосферная радиация. — М.: Мир, 1966.—522 с.
- Дольфюс А., Дlugach Ж. М., Мороженко А. В., Яновицкий Э. Г. Оптические параметры атмосферы и поверхности Марса. II. Пылевая буря // Астрон. вестн.—1974.—8, № 4.—С. 211—219.
- Ежевская Т. Б., Шипилов А. Ф. Фурье-спектрометр с подвижным светоделителем // Приборы и техника эксперимента.—1981.—№ 6.—С. 166—169.
- Кондратьев К. Я., Бузников А. А., Покровский О. М. Программа «Разрезы», 14. Глобальная экология: дистанционное зондирование // Итоги науки и техники / ВИНТИ. Атмосфера, океан, космос.—1992.—308 с.
- Матвеев Л. Т. Курс общей метеорологии. Физика атмосферы. — Л.: Гидрометеоиздат, 1976.—639 с.
- Мороженко А. В. Оптические параметры атмосферы и поверхности Марса. I. Аэрозольная составляющая чистой атмосферы // Астрон. вестн.—1974.—8, № 3.—С. 121—127.
- Мороженко А. В. Короткопериодические изменения поляризационных свойств излучения Венеры // Кинематика и физика небес. тел.—1992.—8, № 4.—С. 22—36.
- Стеклов А. Ф., Видъмаченко А. П., Миняйло Н. Ф. Сезонные изменения в атмосфере Сатурна // Письма в Астрон. журн.—1983.—9, № 4.—С. 250—253.
- Чемберлен Дж. Теория планетных атмосфер. — М: Мир, 1981.—352 с.
- Яновицкий Э. Г. Рассеяние света в неоднородных атмосферах. — Київ, 1995.—399 с.
- DelGenio A. Accuracy Requirements // Long-Term Monitoring of Global Climate Forcings and Feedbacks: NASA Conf. Publ. 3234. — New York, 1992.—Р. 13—19.
- Hansen J. E., Hovenier J. W. Interpretation of the Polarization of Venus // J. Atmos. Sci.—1974.—31, N 4.—Р. 1137—1160.

- Hansen J. Climate Forcings and Feedbacks // Long-Term Monitoring of Global Climate Forcings and Feedbacks: NASA Conf. Publ. 3234. — New York, 1992.—P. 6—12.
- Hansen J. S., Lacis A., Rueda R., et al. How Sensitive Is the World's Climate // Res. and Exploration.—1993.—9, N 2.—P. 143—158.
- Lacis A., Carlson B. Michelson Interferometer (MINT) // Long-Term Monitoring of Global Climate Forcings and Feedbacks: NASA Conf. Publ. 3234. — New York, 1992.—P. 47—53.
- Lorius C., Jouzel J., Raynaud D., et al. The ice-core record: Climate Sensitivity and Future Greenhouse Warming // Nature.—1990.—347, N 1.—P. 139—145.
- McCormick M. P. Stratospheric Aerosol and Gas Experiment // Long-Term Monitoring of Global Climate Forcings and Feedbacks: NASA Conf. Publ. 3234. — New York, 1992.—P. 36—39.
- Morozhenko A. V., Yanovitskiy E. G. The Optical Properties of Venus and the Jovian Planets. I. The Atmosphere of Jupiter According to Polarimetric Observations // Icarus.—1973.—18, N 3.—P. 583—592.
- Rothman L. S., Gamache R. R., Tippins R. H., et al. The HITRAN molecular Database: Editions of 1991 and 1992 // J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer.—1992.—48, N 5/6.—P. 469—507.
- Suess S. T., Lockwood G. M. Correlated Variation of Planetary Albedos and Coincident Solar-Interplanetary Variations // Solar Phys.—1980.—68, N 2.—C. 393—409.
- Travis L. Earth Observing Scanning Polarimeter // Long-Term Monitoring of Global Climate Forcings and Feedbacks: NASA Conf. Publ. 3234. — New York, 1992.—P. 40—46.

УДК 621.396.962

**Радиометрические
с синтезированием апертуры
для исследования природных ресурсов Земли
из космоса. I. Потенциальные возможности**

В. В. Пискорж¹, В. М. Кирилюк², А. П. Верещак¹

¹Науково-дослідний інститут радіотехнічних вимірювань, Харків

²Науково-виробниче об'єднання «Метрологія», Харків

Надійшла до редакції 01.06.95

Определены потенциальные возможности (разрешающая способность и чувствительность) радиометрических систем с синтезированием апертуры и их связь с параметрами систем. Показано, что оптимизация обработки сигналов в радиометрических системах исследования природных ресурсов Земли позволяет существенно улучшить их характеристики.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время для дистанционного зондирования поверхности Земли из космоса широкое применение находят пассивные радиометрические системы, измеряющие распределение интенсивности радиотеплового излучения поверхности в различных участках спектра электромагнитного излучения. По этим данным удается в глобальном масштабе определять температуру поверхности океана, его соленость, концентрацию и контуры ледяных полей, влажность почвы, а также ряд других параметров поверхности Земли и окружающей ее атмосферы. В отличие от датчиков оптического и ИК-диапазонов, радиометрические системы обеспечивают получение соответствующей информации независимо от состояния облачного покрова и времени суток. Более того, из-за значительного влияния влаги на условия распространения естественного излучения волн радиодиапазона, а также из-за возможности их проникновения под поверхность земли информация от радиометрических систем

существенно дополняет данные систем оптического и ИК-зондирования.

Вместе с тем радиометрические системы уступают датчикам оптического и ИК-диапазонов по разрешающей способности. Последнее связано с ограниченными возможностями развертывания на орбите антенн необходимых размеров. Этот фактор, в частности, сдерживает создание радиометрических систем L-диапазона для измерения в глобальном масштабе влажности почвы, высокоеффективных пассивных систем ледовой разведки и т. п.

Весьма критичным параметром при радиометрии с низких околоземных орбит является также и чувствительность радиометрических систем. Это связано с тем, что из-за высоких скоростей движения космических аппаратов (около 7 км/с) для типовых радиометров не удается обеспечить достаточно длительного накопления принимаемых сигналов. Более того, с увеличением разрешающей способности времени накопления и, следовательно, чувствительность таких систем приходится уменьшать, поскольку уменьшается время нахождения

космического аппарата над соответствующим элементом разрешения.

Определенное улучшение разрешающей способности радиометрических систем дает использование в их составе в качестве приемных антенн разреженных антенных решеток с большими размерами, определяющими разрешающую способность системы, но малой физической площадью и, следовательно, весом (см. например, Le Vine, 1990). Такие антенны очень похожи на антенные системы современных многоэлементных радиотелескопов наземного базирования и состоят из сравнительно малого числа небольших элементов с широкими диаграммами направленности, при этом результирующая узкая диаграмма направленности формируется путем соответствующей обработки сигналов с выходов элементов решетки.

Вместе с тем с точки зрения статистической теории измерительных систем типовые радиометры далеко не полностью реализуют свои потенциальные возможности, которые определяются геометрией антенной решетки (числом и размещением элементов) и временем нахождения разрешаемого участка поверхности в пределах диаграммы направленности элемента решетки (Фалькович и др., 1989). Это время может на несколько порядков превышать длительность интервала накопления в типовом радиометре. Отметим, что обработка радиотепловых сигналов в этом случае должна выполняться с учетом взаимного перемещения приемной антенны и излучающей поверхности. Учет эффекта взаимного перемещения приемной антенны и излучающей поверхности при обработке радиотеплового излучения приводит к улучшению, как показано ниже, не только чувствительности, но и характеристик разрешения радиометрических систем рассматриваемого типа. Несмотря на то что указанный эффект уже свыше сорока лет успешно используется в радиоастрономии (апертурный синтез с использованием вращения Земли см., например, Swenson, Mathur, 1968), в радиометрических системах исследования Земли из космоса он в настоящее время не учитывается, что приводит к неполному использованию их возможностей.

В настоящей статье исследованы теоретически предельные возможности (чувствительность и разрешающая способность) радиометрических систем зондирования Земли из космоса.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

На рис. 1 изображена излучающая поверхность S с элементом $\Delta S = \Delta x \Delta y$, параллельная плоскости

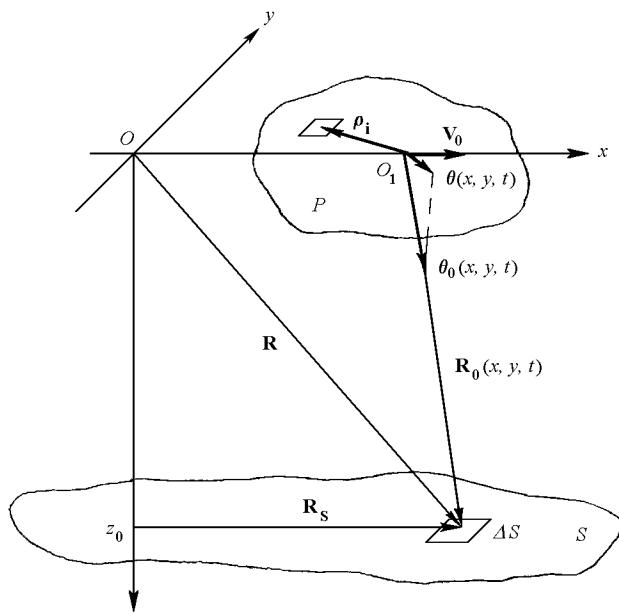


Рис. 1. К постановке задачи

xOy . В этой плоскости находится плоская решетка P из M идентичных приемных элементов, условный центр O_1 которой перемещается по оси x со скоростью V_0 . Положение i -го элемента решетки относительно ее центра O_1 задается вектором ρ_i . Координата излучающего элемента ΔS задана вектором R ($R_s = (x, y)$ в плоскости S). Положение центра O_1 антенной решетки относительно элемента ΔS определяется вектором $R_0(t) = R - V_0 t$, а направление на ΔS — единичным вектором $\theta_0(x, y, t) = R_0(x, y, t) / |R_0(x, y, t)|$, или его проекцией $\theta(x, y, t) = (\theta_x(x, y, t), \theta_y(x, y, t))$ на плоскость решетки P . Очевидно, что

$$\theta(x, y, t) = \frac{R_s - V_0 t}{\sqrt{z_0^2 + y^2 + (x - V_0 t)^2}}, \quad (1)$$

$$\theta_x(x, y, t) = \frac{x - V_0 t}{\sqrt{z_0^2 + y^2 + (x - V_0 t)^2}}, \quad (2)$$

$$\theta_y(x, y, t) = \frac{y}{\sqrt{z_0^2 + y^2 + (x - V_0 t)^2}}. \quad (3)$$

Излучение поверхности S будем характеризовать спектрально-пространственной плотностью $\tilde{A}(x, y, f)$ комплексных амплитуд радиоизлучения в точке $R = 0$, являющейся нормальным случайнym

полем с нулевым средним и корреляционной функцией

$$\begin{aligned} & \langle \hat{A}(x_1, y_1, f_1) \cdot \hat{A}^*(x_2, y_2, f_2) \rangle = \\ & = B(x_1, y_1) \delta(x_1 - x_2) \delta(y_1 - y_2) \delta(f_1 - f_2). \end{aligned} \quad (4)$$

Функция $B(x, y)$ имеет смысл спектрально-пространственной плотности потока мощности (радиояркости) радиоизлучения поверхности S , величину которой в пределах полосы пропускания радиометрической системы $|f| \in (f_0 - F, f_0 + F)$ положим постоянной.

Сигнал $\dot{S}_i(t)$, принимаемый i -м элементом антенны от поверхности S , находящейся в дальней зоне, определяется соотношением

$$\begin{aligned} \dot{S}_i(t) = & G_0 \int_{f-F_0}^{f+F_0} \int_S F[\theta(x, y, t)] \cdot \hat{A}(x, y, f) \times \\ & \times \exp\left\{j2\pi\left[ft + \frac{\rho_i \cdot \theta(x, y, t)}{\lambda_0}\right]\right\} df dx dy. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь $\lambda_0 = C/f_0$ — длина волны излучения, G_0 — коэффициент усиления элемента антенной решетки, $F(\theta)$ — срезающая функция, учитывающая влияние диаграммы направленности по полю элемента антенной решетки. Кроме того, в (5) использовано условие $2F/f_0 \ll \lambda_0/b_{\max}$ пространственно-временной узкополосности (b_{\max} — максимальное расстояние между элементами решетки), упрощающее последующее рассмотрение.

Прием сигналов $\dot{S}_i(t)$ осуществляется на фоне нормальных помех $\dot{n}_i(t)$, обусловленных фоновым излучением поверхности, а также пересчитанными на выход элемента решетки тепловыми шумами приемного устройства. При этом $\langle \dot{n}_i(t) \rangle = 0$, $i = 1, \dots, M$, а

$$\langle \dot{n}_i(t) \cdot \dot{n}_k^*(t_2) \rangle = N_0 \delta_{ik} \delta(t_1 - t_2), \quad (6)$$

$$\dot{U}_i(t) = \dot{S}_i(t) + \dot{n}_i(t), \quad i = 1, \dots, M. \quad (7)$$

Требуется по реализациям $\dot{U}_i(t)$, $i = 1, \dots, M$ сформировать на интервале наблюдения $t \in T$ оценку $\hat{B}(x, y)$ распределения радиояркости излучения поверхности S и определить ее характеристики.

АЛГОРИТМ ОБРАБОТКИ

Легко показать (Фалькович и др., 1989), что при выбранной модели полезных сигналов и помех оценка $\hat{B}(x, y)$ максимального правдоподобия ра-

диояркости $B(x, y)$ определяется соотношением

$$\begin{aligned} \hat{B}(x, y) = & \int_T G\left(t - \frac{x}{V_0}\right) \times \\ & \times \left| \sum_{i=1}^M \tilde{U}_i(t) \exp\left\{-j2\pi\left[ft + \frac{\rho_i \cdot \theta(x, y, t)}{\lambda_0}\right]\right\} \right|^2 dt. \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь $\tilde{U}_i(t)$ — колебание $\dot{U}_i(t)$, прошедшее через идеальный полосовой фильтр с полосой пропускания $f \in (f_0 - F, f_0 + F)$, $G(t)$ — корректирующая функция (функция окна), ограничивающая совместно с диаграммой направленности элемента антенной решетки интервал обработки. Выбором функции $G(t)$, как будет показано ниже, можно влиять также на аппаратную функцию (функцию неопределенности) радиометрической системы и, следовательно, на ее разрешающую способность.

Содержанием пространственной обработки в (8) является фокусировка в течение интервала обработки антенной решетки в точку с координатами (x, y) , а временной — некогерентное накопление результатов пространственной обработки.

Под интегралом в (8) можно объединить слагаемые с симметричными индексами, при этом

$$\begin{aligned} \hat{B}(x, y) = & \sum_{k=1}^M \sum_{i>k}^M 2 \operatorname{Re} \int_T G\left(t - \frac{x}{V_0}\right) \dot{U}_i(t) \cdot \dot{U}_k^*(t) \times \\ & \times \exp\left[-j2\pi b_{ik} \theta(x, y, t)\right] dt, \end{aligned} \quad (9)$$

где $b_{ik} = -\frac{\rho_i - \rho_k}{\lambda_0}$ — вектор базы, соединяющий фазовые центры i -го и k -го элементов антенной решетки, выраженный в длинах волн принимаемого излучения.

Найдем статистические характеристики функции $\hat{B}(x, y)$ (выходного эффекта радиометрической системы). Для этого выделим его сигнальную $B_S(x, y)$ и помеховую $B_n(x, y)$ составляющие.

Итак,

$$\begin{aligned} B_S(x, y) = & \sum_{i=k}^M \sum_{k=1}^M \int_T G\left(t - \frac{x}{V_0}\right) \dot{S}_i(t) \cdot \dot{S}_k^*(t) \times \\ & \times \exp\left[-j2\pi b_{ik} \theta(x, y, t)\right] dt. \end{aligned} \quad (10)$$

Математическое ожидание случайной функции $B_S(x, y)$ с учетом (4) и (5) оказывается равным свертке радиояркости $B(x, y)$ с функцией неопределенности $\Psi(x_1, y_1, x, y)$ системы:

$$\langle B_S(x, y) \rangle = 2F \frac{1}{C} \int_S B(x_1, y_1) \Psi(x_1, y_1; x, y) dx_1 dy_1. \quad (11)$$

При этом функция неопределенности описывается соотношением

$$\begin{aligned} \Psi(x_1, y_1, x, y) &= D \sum_{i, k} \int_T G\left(t - \frac{x}{V_0}\right) \times \\ &\times \exp[j 2\pi b_{ik} [\theta(x_1, y_1, t) - \theta(x, y, t)]] dt, \quad (12) \\ D &= [M^2 \int_T G(t) dt]^{-1} = \frac{1}{M^2 T_{\text{эфф}} G_0 Q}. \end{aligned}$$

Здесь $T_{\text{эфф}}$ — эффективная длительность интервала обработки, Q — нормировочный коэффициент.

Функция неопределенности $\Psi(x_1, y_1, x, y)$ представляет собой нормированное изображение точечного излучателя с координатами x_1, y_1 : $B(x_1, y_1) = \delta(x - x_1) \cdot \delta(y - y_1)$ и в зоне обзора радиометрической системы должна иметь только один выброс (лепесток) с максимумом в точке x_1, y_1 . В противном случае формируемое изображение будет иметь значительные дифракционные искажения. Ширины δ_x и δ_y главного лепестка функции неопределенности по осям x и y характеризуют разрешающую способность системы.

Учитывая сказанное, выражение (11) можно представить следующим образом:

$$\langle B_s(x, y) \rangle \approx 2FT_{\text{эфф}} \frac{G_0 Q M^2 B(x, y) \delta_x \delta_y}{4\pi R^2(y)}, \quad (13)$$

где $B(x, y)$ — усредненная на элементе разрешения радиояркость, а $R(y)$ — расстояние между точкой (x, y) и центром O_1 антенной решетки в момент $t = x/V_0$ прохождения антенной траверза этой точки.

Разрешающая способность радиометрической системы, характеризуемая произведением $\delta_x \delta_y$, может быть выражена через площадь $W_{\text{эфф}}$ эквивалентной поверхности синтезируемой в процессе обработки апертуры:

$$\delta_x \delta_y = \frac{\lambda_0^2 \cdot R^2(y)}{W_{\text{эфф}}}, \quad (14)$$

а коэффициент G_0 усиления элемента антенной решетки — через площадь $W_{0\text{эфф}}$ его эффективной поверхности:

$$G_0 = 4\pi \cdot W_{0\text{эфф}} / \lambda_0^2.$$

При этом

$$\langle B_s(x, y) \rangle = 2FT_{\text{эфф}} Q M^2 \frac{W_{0\text{эфф}}}{W_{\text{эфф}}} B(x, y). \quad (15)$$

Это значит, что математическое ожидание выходного эффекта радиометрической системы пропорционально распределению радиояркости излу-

чающей поверхности, сглаженному аппаратной функцией системы.

Учитывая малость отношения сигнал/шум на выходе одного элемента антенной решетки, в помеховой составляющей будем с достаточной для практики точностью учитывать только слагаемые, содержащие произведения $\dot{n}_i(t) \cdot \dot{n}_k^*(t)$, тогда

$$\begin{aligned} B_n(x, y) &\approx \sum_{i=k}^M \sum_{k=1}^M \int_T G\left(t - \frac{x}{V_0}\right) \dot{n}_i(t) \cdot \dot{n}_k^*(t) \times \\ &\times \exp[-j 2\pi b_{ik} \theta(x, y, t)] dt. \quad (16) \end{aligned}$$

Нормальная случайная функция $B_n(x, y)$ имеет нулевое математическое ожидание и корреляционную функцию, равную

$$\begin{aligned} \langle B_n(x_1, y_1) \cdot B_n^*(x_2, y_2) \rangle &= \\ &= \sum_i \sum_k \sum_l \sum_n \int_T \int_T \langle \dot{n}_i(t_1) \dot{n}_k^*(t_1) \dot{n}_l^*(t_2) \dot{n}_n(t_2) \rangle \times \\ &\times G\left(t_1 - \frac{x_1}{V_0}\right) G\left(t_2 - \frac{x_2}{V_0}\right) \times \\ &\times \exp[j 2\pi [b_{ik} \theta(x_1, y_1, t_1) - b_{ln} \theta(x_2, y_2, t_2)]] dt_1 dt_2 = \\ &= N_0^2 (2F)^2 \sum_i \sum_k \sum_l \sum_n \int_T \int_T [\delta_{il} \delta(t_1 - t_2) \cdot \delta_{kn}] \times \\ &\times G\left(t_1 - \frac{x_1}{V_0}\right) G\left(t_2 - \frac{x_2}{V_0}\right) \times \\ &\times \exp[j 2\pi b_{ik} [\theta(x_1, y_1, t_1) - \theta(x_2, y_2, t_2)]] dt_1 dt_2 = \\ &= N_0^2 (2F) T_{\text{эфф}} \cdot Q^2 M \Psi_n(x_1, x_2; y_1, y_2), \quad (17) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Psi_n(x_1, x_2; y_1, y_2) &= \\ &= C \sum_i \sum_k \int_T G\left(t_1 - \frac{x_1}{V_0}\right) G\left(t_2 - \frac{x_2}{V_0}\right) \times \\ &\times \exp[j 2\pi b_{ik} [\theta(x_1, y_1, t) - \theta(x_2, y_2, t)]] dt. \end{aligned}$$

Видно, что корреляционная функция помеховой составляющей близка по форме к функции неопределенности системы.

Отношение сигнал/шум μ на выходе радиометрической системы (Le Vine, 1990; Николаев, Перцов, 1964) принято характеризовать отношением математического ожидания сигнальной составляющей к среднему квадратичному значению помеховой, т. е.

$$\mu = \frac{\langle B_s(x, y) \rangle}{\sqrt{\langle B_n^2 \rangle}} = \frac{B(x, y)}{N_0} \sqrt{2FT_{\text{эфф}}} \cdot \frac{W_{0\text{эфф}} M}{W_{\text{эфф}}}. \quad (18)$$

ФУНКЦИЯ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТИ РАДИОМЕТРИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ

Рассмотрим основные факторы, влияющие на форму функции неопределенности, приняв в (12) $x_1 = 0$, $x_2 = \Delta x$, $y_1 = y$, $y_2 = y + \Delta y$:

$$\begin{aligned} \Psi(0, \Delta x, y, y + \Delta y) &= C \sum_i \sum_k \int_T G(t) \times \\ &\times \exp[j 2\pi [\mathbf{b}_{ik}(t) - \theta(\Delta x, y + \Delta y, t)]] dt = \\ &= C \sum_i \sum_k \int_T G(t) \times \\ &\times \exp \left\{ j 2\pi \mathbf{b}_{ik} \left[\frac{\mathbf{r} - \mathbf{V}_0 t}{|\mathbf{R}(y) - \mathbf{V}_0 t|} - \frac{\mathbf{r} + \Delta \mathbf{r} - \mathbf{V}_0 t}{|\mathbf{R}(y) + \Delta \mathbf{r} - \mathbf{V}_0 t|} \right] \right\} dt, \end{aligned} \quad (19)$$

где $\Delta \mathbf{r} = (\Delta x, \Delta y)$, $\mathbf{R}(y) = (0, y, z_0)$.

Для упрощения положим, что изменением $R_0(x, y, t)$ за счет $\Delta \mathbf{r}$ можно пренебречь, тогда

$$\begin{aligned} \Psi(0, \Delta x, y, y + \Delta y) &= \\ &= C \sum_i \sum_k \int_T G(t) \exp[-j 2\pi \mathbf{b}_{ik}(t) \Delta \mathbf{r} / R(y)] dt. \end{aligned} \quad (20)$$

Здесь

$$\mathbf{b}_{ik}(t) = \frac{\mathbf{b}_{ik} \cdot \mathbf{R}(y)}{|\mathbf{R}(y) - \mathbf{V}_0(t)|} = \frac{\mathbf{b}_{ik}}{\sqrt{1 + (\gamma(y)t)^2}}, \quad (21)$$

$$\gamma(y) = \frac{V_0}{R(y)}.$$

Дальнейшее рассмотрение требует конкретизации функции $G(t)$. Вначале примем ее постоянной на интервале $t \in (-T, T)$ обработки, т. е.

$$G(t) = \begin{cases} 1 & \text{при } |t| \leq T; \\ 0 & \text{при } |t| > T, \end{cases}$$

тогда

$$\begin{aligned} \Psi(0, \Delta x, y, y + \Delta y) &= \\ &= C \sum_i \sum_k \int_{-T}^T \exp[-j 2\pi \mathbf{b}_{ik}(t) \Delta \mathbf{r} / R(y)] dt. \end{aligned} \quad (22)$$

Найдем преобразование Фурье $F_\Psi(\omega)$ функции неопределенности $\omega = (u, v)$:

$$\begin{aligned} F_\Psi(\omega) &= \\ &= C \sum_i \sum_k \int_{-T}^T \int_{\Omega} \exp \left\{ -j 2\pi [\mathbf{b}_{ik}(t) - \omega] \frac{\Delta \mathbf{r}}{R(y)} \right\} d\omega \frac{\Delta \mathbf{r}}{R(y)} dt = \\ &= C \sum_i \sum_k \int_{-T}^T \delta[\mathbf{b}_{ik}(t) - \omega] dt = \end{aligned}$$

$$= 2 \frac{C}{\gamma(y)} \sum_i \sum_k \frac{b_{ik}^2 \Pi(b_{ik}(T), b_{ik}(0), \omega)}{\omega^2 \sqrt{b_{ik}^2 - \omega^2}} \Delta(|\omega| l_{ik} - \omega). \quad (23)$$

Здесь символом Ω обозначена область определения функции неопределенности, а при вычислении последнего интеграла использовалась замена переменных

$$\begin{aligned} \frac{b_{ik}}{\sqrt{1 + (\gamma(y)t)^2}} &= \alpha, & dt &= -\frac{b_{ik}^2 d\alpha}{\gamma(y) \alpha^2 \sqrt{b_{ik}^2 - \alpha^2}}, \\ b_{ik} &= |\mathbf{b}_{ik}|. \end{aligned}$$

В (23) символом $\Pi(x_1, x_2, x)$ обозначена срезающая функция, равная

$$\Pi(x_1, x_2, x) = \begin{cases} 1 & \text{при } x \in (x_1, x_2), \\ 0 & \text{при } x \notin (x_1, x_2), \end{cases}$$

а

$$\Delta(x) = \begin{cases} 1 & \text{при } x = 0, \\ 0 & \text{при } x \neq 0; \end{cases}$$

кроме того $l_{ik} = \mathbf{b}_{ik} / |\mathbf{b}_{ik}|$ — единичный вектор, характеризующий направление базы \mathbf{b}_{ik} .

Функция $F_\Psi(\omega)$ в соответствии с (11) имеет смысл пространственной частотной характеристики (ПЧХ) радиометрической системы. Область ненулевых значений («полоса прозрачности») ПЧХ определяется геометрией антенной решетки и длительностью T интервала обработки. В частности, при $T \rightarrow 0$ $F_\Psi(\omega)$ переходит в ПЧХ неподвижной антенной решетки, определенной на счетном множестве точек $\omega = \mathbf{b}_{ik}, i, k = 1, \dots, M$ плоскости u, v . При увеличении T «покрытие» u, v -плоскости улучшается благодаря тому, что каждая точка $\omega = \mathbf{b}_{ik}$ «вытягивается» в направлении начала координат ($\omega = 0$) тем в большей степени, чем больше величины T и b_{ik} . Это означает, что за счет оптимизации обработки радиометрических сигналов на выходах перемещающейся антенной решетки фактически синтезируется из дискретного раскрыва квазинепрерывный, заполненный раскрыв. Причем, в отличие от синтезирования апертуры в активной локации, в данном случае, во-первых, синтезируется многомерный раскрыв и, во-вторых, геометрические размеры его не увеличиваются, — происходит только «заполнение» дискретного раскрыва (точнее, области u, v определения функции пространственной корреляции).

Форма ПЧХ определяется формой срезающей функции $G(t)$. Можно показать, что при

$$G(t) = \frac{b_{ik} \gamma(y) |t|}{[1 + (\gamma(y)t)^2]^{3/2}} \quad (24)$$

ПЧХ радиометрической системы будет равномерной в пределах своей области определения. Отметим здесь, что вес (24) может быть введен как в процессе обработки принимаемых сигналов, так и путем использования элементов антенной решетки с диаграммой направленности по мощности в вертикальной плоскости

$$G(\theta_x) = \frac{|\theta_x|}{(1 + \theta_x^2)^{3/2}}, \quad |\theta_x| \leq \theta_m. \quad (25)$$

Коэффициент b_{ik} должен быть при этом введен при обработке.

Следующая из (25) необходимость подавления излучения, приходящего с направлений, соответствующих малым значениям θ_x , имеет простое физическое объяснение. Дело в том, что геометрия задачи (см. рис. 1) такова, что низкочастотные составляющие ПЧХ формируются в течение сравнительно небольшой части интервала $t \in (-T, T)$ синтезирования — в его начале и конце (большие значения $|\theta_x|$), наоборот, высокочастотные компоненты — в течение большей центральной части интервала (малые значения $|\theta_x|$) и поэтому приобретают существенно больший вес. Использование диаграммы направленности (25) элемента решетки обеспечивает выравнивание вклада этих составляющих в формируемое радиометрической системой изображение.

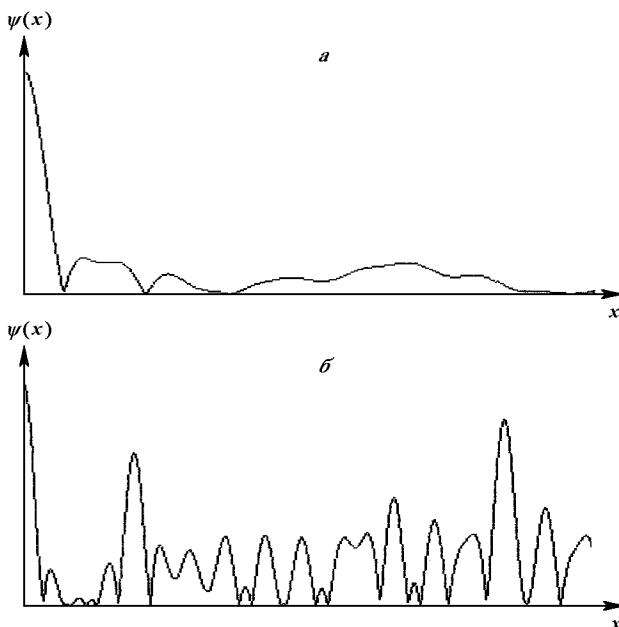


Рис. 2. Функция неопределенности четырехэлементной линейной антенной решетки (а) и ее диаграмма направленности (б)

Полученные соотношения в принципе позволяют формулировать и решать задачу синтеза антенной решетки по заданным тем или иным способом требованиям к функции неопределенности системы, например для поиска решетки с минимальным числом элементов. Эта, достаточно сложная, задача требует самостоятельного рассмотрения. Здесь же в качестве простейших примеров, иллюстрирующих эффективность рассмотренного метода формирования радиояркостного изображения, приведены функции неопределенности линейной и кольцевой антенных решеток, достаточно широко используемых для приема радиометрических сигналов. В частности, на рис. 2, а приведена функция неопределенности четырехэлементной линейной антенной решетки, фазовые центры элементов которой размещены в точках с координатами $x_1 = 0$, $x_2 = 20\lambda_0$, $x_3 = 70\lambda_0$, $x_4 = 100\lambda_0$. В данном примере длительность $2T$ интервала синтезирования выбрана равной $2T = 2/\gamma(0)$ ($\theta_m = 0.707$). Для сравнения на рис. 2, б приведена диаграмма направленности той же решетки, но неподвижной ($T \rightarrow 0$). Видно, что использование синтезирования существенно улучшило характеристики разрешения этой антенны.

На рис. 3 показаны функция неопределенности и диаграмма направленности ($T \rightarrow 0$) двумерной 25-элементной антенной решетки, элементы которой равномерно размещены по кольцу диаметром 100λ . Длительность интервала обработки выбрана такой же, как и в первом примере. Так же, как и в предыдущем случае, оптимизация обработки радиотепловых сигналов привела к «размытию» побочных максимумов и существенному снижению их амплитуд — уровень боковых лепестков функции неопределенности не превышает -15 дБ во всей области ее определения.

ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ РАДИОМЕТРИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ С СИНТЕЗИРОВАНИЕМ АПЕРТУРЫ

Чувствительность ΔT радиометрической системы принято (Le Vine, 1990; Николаев, Перцов, 1964) характеризовать величиной измеряемой радиояркости, выражаемой в радиояркостной температуре, при которой отношение сигнал/шум μ на выходе системы равно единице. В соответствии с (18)

$$\Delta T = \frac{T_s}{\sqrt{2FT_{\text{оф}}} \frac{W_{\text{оф}}}{MW_{0\text{оф}}}}, \quad (26)$$

где $T_s = N_0/k$ — шумовая температура системы, k — постоянная Больцмана.

Сомножитель $T_s/\sqrt{2FT_{\text{оф}}}$ совпадает с выражени-

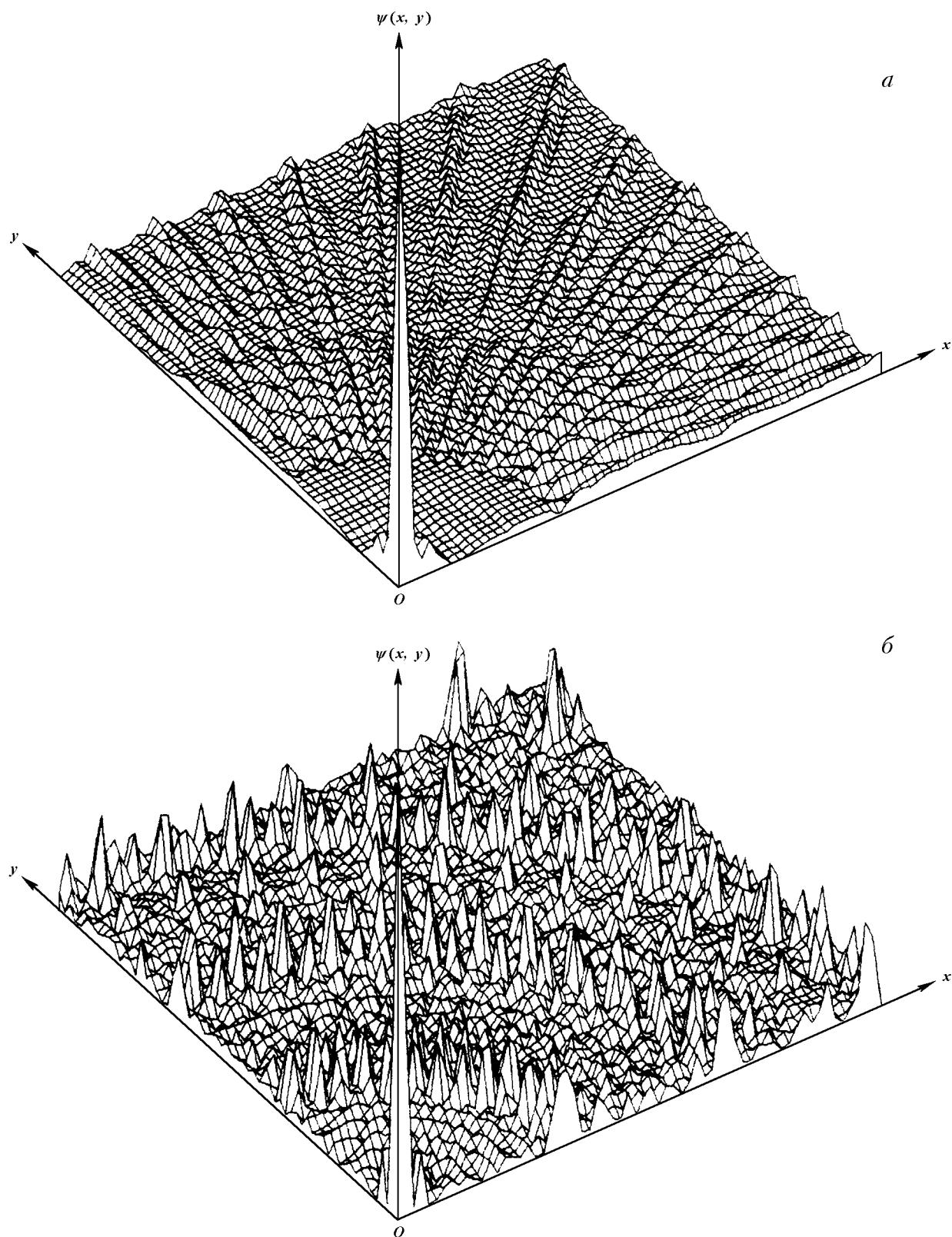


Рис. 3. Функция неопределенности и диаграмма направленности ($T \rightarrow 0$) двумерной 25-элементной антенной решетки

ем для чувствительности типового сканирующего радиометра (Le Vine, 1990).

Второй сомножитель в (26), равный отношению площади синтезируемой в процессе обработки апертуры к физической площади используемой антенной решетки, характеризует степень ее разрежения по отношению к полностью заполненной решетке, а также ухудшение чувствительности рассматриваемой радиометрической системы по отношению к типовой (при равных временах накопления $T_{\text{эфф}}$) за счет уменьшения площади антенны. Учитывая, однако, что в типовых радиометрах (Le Vine, 1990) $T_{\text{эфф}} \approx 2 \cdot 10^{-2}$ с, а в радиометрах с синтезированием раскрыва интервал накопления может достигать значений $T_{\text{эфф}} \approx 100$ с, степень разрежения решетки без ухудшения чувствительности может быть доведена до 70. Это означает, что именно во столько раз может быть уменьшена площадь используемой в системе антенны. Необходимые характеристики разрешения при этом обеспечиваются соответствующим размещением элементов решетки. Таким образом, оптимизация обработки в радиометрических системах зондирования поверхности Земли из космоса позволяет при сохранении основных характеристик систем использовать антенны, площадь и масса которых составляет 1.5–2 % от площади и массы антенн типовых сканирующих радиометров.

Формула (26) совпадает с аналогичным выражением для чувствительности несканирующего радиометра с антенной решеткой (Le Vine, 1990). Отличие состоит только в величине $T_{\text{эфф}}$. При обработке радиометрических сигналов без учета движения антены $T_{\text{эфф}}^c$ не превышает времени нахождения элемента разрешения в диаграмме направленности решетки, т. е.

$$T_{\text{эфф}}^c \leq \frac{R(y)}{b_{\max} V_0} = \frac{1}{b_{\max} \gamma(y)}, \quad (27)$$

где b_{\max} — протяженность решетки вдоль оси x .

В рассматриваемом же случае

$$T_{\text{эфф}} = \int_{-T}^T G(t) dt$$

и для корректирующей функции типа (24)

$$T_{\text{эфф}} = \frac{2}{\gamma(y)} [1 - (1 + (\gamma(y)T)^2)^{-1/2}]. \quad (28)$$

Достигаемый в этом случае (при равном числе элементов M) выигрыш в чувствительности за счет оптимизации обработки сигналов равен

$$\sqrt{T_{\text{эфф}}/T_{\text{эфф}}^c} = \sqrt{2b_{\max} [1 - (1 + (\gamma(y)T)^2)^{-1/2}]}. \quad (29)$$

Например, при $b_{\max} = 100$ и $\gamma(y)T = 1$ выигрыш превышает 7 и может быть использован для соответствующего уменьшения числа элементов решетки.

Для сравнительной оценки характеристик радиометрических систем с синтезированием апертуры проведем расчет чувствительности радиометра с 25-элементной кольцевой решеткой. Так же, как и Le Vine (1990), примем $T_s = 500$ К, $\lambda_0 = 0.2$ м, диаметр апертуры $d = 20$ м, высота орбиты носителя $z_0 = 1000$ км, скорость $V_0 = 7$ км/с ($\gamma(0) = 0.007 \text{ с}^{-1}$). Кроме того, положим, что $\gamma(0)T = 1$ ($T_{\text{эфф}} = 84$ с). При этом чувствительность $\Delta T = 6$ К, что более чем в три раза лучше, чем у рассмотренного Le Vine (1990) радиометра с антенной решеткой, содержащей 200 элементов.

Отметим, что, также как и в радиометрах с антенными решетками (Le Vine, 1990), чувствительность радиометрических систем с синтезированием апертуры может быть в несколько раз повышена за счет некогерентного накопления радиоизображений, полученных на последовательности сдвинутых во времени интервалах обработки. Подробное рассмотрение этой возможности выходит за рамки данной статьи.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Проведенное рассмотрение показывает принципиальную возможность создания радиометрических систем исследования природных ресурсов Земли из космоса с высокой разрешающей способностью и чувствительностью. При этом требуемые характеристики радиометрических систем достигаются с помощью антенных решеток с небольшой физической площадью и, следовательно, с приемлемой для использования на ИСЗ массой.

Оптимизация обработки радиотелловых сигналов позволяет существенно повысить разрешающую способность радиометрических систем в традиционных диапазонах длин волн (миллиметровых и сантиметровых), а также создавать радиометрические системы в еще неосвоенных дециметровом и метровом диапазонах.

Вместе с тем необходимо отметить, что, строго говоря, формируемое рассмотренной выше радиометрической системой изображение будет отличаться от изображения, формируемого типовыми радиометрами из-за изменения в процессе формирования изображения ракурса излучающей поверхности по отношению к приемной антенне. Поэтому задача интерпретации получаемых изображений, особенно в коротковолновой части радиодиапазона, требует дополнительной проработки.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Определены потенциальные возможности (разрешающая способность и чувствительность) радиометрических систем с синтезированием апертуры и их связь с параметрами систем. Показано, что оптимизация обработки сигналов в радиометрических системах исследования природных ресурсов Земли позволяет увеличить их разрешающую способность и чувствительность.

Основное достоинство радиометров с синтезированием апертуры состоит в том, что они обеспечивают такие же пространственное разрешение и чувствительность, как и типовые сканирующие радиометры с большой антенной (равной по площади

эффективной поверхности синтезируемого первыми раскрыва), но используют при этом антенные решетки с очень малой физической поверхностью — порядка одного-двух процентов от площади антенны эквивалентного по характеристикам типового радиометра.

Николаев А. Г., Перцов С. В. Радиотеллокация. — М.: Сов. радио, 1964.—335 с.

Фалькович С. Е., Пономарев В. И., Шкварко Ю. В. Оптимальный прием пространственно-временных сигналов в радиоканалах с рассеянием. — М.: Радио и связь, 1989.—296 с.

Le Vine D. M. The sensitivity of synthetic aperture radiometers for remote sensing applications from space // Radio Sci.—1990.—25, N 4.—P. 441—450.

Swenson G. W., Mathur N. C. The interferometer in radio astronomy // Proc. IEEE.—1968.—56(12).—P. 2114—2130.

УДК 621.396.962

**Радиометрические
системы
с синтезированием апертуры
для исследования природных ресурсов Земли
из космоса. II. Цифровая обработка сигналов**

В. В. Пискорж¹, В. М. Кирилюк², А. П. Верещак¹

¹Науково-дослідний інститут радіотехнічних вимірювань, Харків

²Науково-виробниче об'єднання «Метрологія», Харків

Надійшла до редакції 23.06.95

В настоящей статье получены квазиптимальные алгоритмы цифровой обработки узкополосных и широкополосных сигналов в радиометрических системах с синтезированием апертуры, приведены функциональные схемы соответствующих устройств обработки. Показано, что эти устройства просты в реализации, а показатели их качества близки к теоретически предельным. Рассмотрен алгоритм некогерентного накопления изображений, позволяющий без дополнительных аппаратурных затрат существенно повысить чувствительность радиометрических систем.

ВВЕДЕНИЕ

Полученный Пискоржем и др. (1995) алгоритм оптимальной обработки радиотепловых сигналов в радиометрической системе с синтезированием апертуры сложнее алгоритмов, используемых в типовых радиометрах, что является естественной платой за существенное улучшение качественных показателей рассматриваемых радиометрических систем. Реализация таких алгоритмов возможна только с широким привлечением методов и устройств цифровой обработки сигналов.

В настоящей статье получены квазиптимальные алгоритмы цифровой обработки узкополосных и широкополосных радиотепловых сигналов, а также обсуждаются вопросы практической реализации этих алгоритмов.

ЦИФРОВАЯ ОБРАБОТКА УЗКОПОЛОСНЫХ СИГНАЛОВ

Алгоритм оптимальной обработки случайных сигналов в радиометре с синтезированием апертуры

(Пискорж и др., 1995) предусматривает формирование функции $\hat{B}(x, y)$ (оценки распределения радиояркости излучающей поверхности):

$$\hat{B}(x, y) = \int G\left(t - \frac{x}{V_0}\right) \times \\ \times \left| \sum_{i=1}^M \tilde{U}_i(t) \exp\left\{-j2\pi\left[ft + \frac{\rho_i \cdot \theta(x, y, t)}{\lambda_0}\right]\right\} \right|^2 dt.$$

Практически формируются значения функции $\hat{B}(x_l, y_p)$ для дискретной последовательности координат $x_l = l\Delta x$, $y_p = p\Delta y$ из области определения $\hat{B}(x, y)$. Интервалы Δx и Δy дискретизации обычно выбираются равными разрешающей способности радиометрической системы по соответствующим координатам. Учитывая также, что «развертка» изображения по оси x осуществляется за счет движения космического аппарата по орбите, под интегралом в этом алгоритме можно перейти к новой переменной интегрирования $t = t - x_l / V_0$. При этом в момент времени t завершается формирование изображения участка поверхности Земли,

над которым космический аппарат находился в момент $t - T/2$. С учетом сказанного рассматриваемый алгоритм преобразуется к следующему виду:

$$\hat{B}(x_l, y_p) = \int_{\frac{x_l}{V_0} - \frac{T}{2}}^{\frac{x_l}{V_0} + \frac{T}{2}} G(t) \left| \sum_{i=1}^M \tilde{U}_i(t) \exp \left[-j2\pi \left[f_0 t + \frac{\rho_{ix} V_0 t + \rho_{iy} y_p}{\lambda_0 R(y_p) \sqrt{1 + (\gamma(y_p)t)^2}} \right] \right] \right|^2 dt. \quad (1)$$

Алгоритм (1) предполагает проведение на первом этапе пространственной обработки, содержанием которой является фокусировка антенной решетки в каждый момент времени в точке с координатами (x_l, y_p) (формирование веера диаграмм направленности) и на втором этапе — временной обработки, содержанием которой является некогерентное накопление результатов пространственной обработки.

Изменяя в выражении (1) порядок суммирования и интегрирования, получим второй вариант алгоритма оптимальной обработки:

$$\begin{aligned} \hat{B}(x_l, y_p) = & \sum_k^M \sum_i^M \int_{\frac{x_l}{V_0} - \frac{T}{2}}^{\frac{x_l}{V_0} + \frac{T}{2}} G(t) \dot{U}_i(t) \dot{U}_k^*(t) \times \\ & \times \exp \left[-j2\pi \frac{b_{ikx} V_0 t + b_{iky} y_p}{R(y_p) \sqrt{1 + (\gamma(y_p)t)^2}} \right] dt. \end{aligned} \quad (2)$$

В выражении (2), как и в (1), пространственная и времененная обработка не разделяются в том смысле, что используемая при определении комплексных коэффициентов корреляции весовая функция различна для разных пар элементов антенной решетки. Этот факт существенно усложняет реализацию данных алгоритмов, особенно с помощью аналоговых устройств. Алгоритмы (1) и (2) равносильны с точки зрения конечного результата, поэтому предпочтение той или иной версии алгоритма обработки может быть отдано исходя из удобства ее реализации на доступной элементной базе.

Полученные выше оптимальные алгоритмы обработки радиотепловых сигналов ориентированы на реализацию с помощью аналоговых устройств. На практике, однако, аппаратурные ошибки аналоговых систем, реализующих описанные процедуры, могут существенно превышать теоретически предельные. В связи с этим везде, где это возможно, аналоговую обработку стремятся заменять цифровой.

Из известных и обоснованных методов синтеза цифровых алгоритмов обработки (Фалькович, Хомяков, 1981), мы будем использовать метод, осно-

ванный на преобразовании в цифровую форму аналоговых оптимальных алгоритмов типа (1) и (2). При этом один из основных этапов преобразования состоит в дискретизации фигурирующих в них непрерывных функций $u(t)$ и $\dot{u}(t, r)$, т. е. в представлении их в некотором, желательно ортогональном, базисе функций $\{\varphi_n(t)\}$. Независимо от вида $\varphi_k(t)$ аналоговый алгоритм (1) приобретает следующий вид:

$$\hat{B}(x_l, y_p) = \sum_{n=1}^N G_n \left| \sum_{i=1}^M \tilde{U}_{in} \sigma_{in}(x_l, y_p) \right|^2, \quad (3)$$

где G_n , \tilde{U}_{in} , $\sigma_{in}(x_l, y_p)$ — коэффициенты при n -й координатной функции $\varphi_n(t)$, полученные при разложении соответствующих функций в ряд ($\sigma_{in}(x_l, y_p)$ — коэффициенты разложения опорной экспоненты из (1)), N — число членов ряда, требуемое для приближения выходного эффекта $\hat{B}(x_l, y_p)$ с достаточной точностью. Совершенно аналогично дискретизация (2) дает

$$\hat{B}(x_l, y_p) = \sum_k^M \sum_i^M \sum_{n=1}^N G_n \tilde{U}_{in} \tilde{U}_{kn}^* \hat{\sigma}_{ikn}(x_l, y_p). \quad (4)$$

Здесь $\hat{\sigma}_{ikn}(x_l, y_p)$ — коэффициенты разложения фигурирующей в (2) опорной экспоненты.

Чаще всего для дискретизации используется теорема Котельникова, согласно которой

$$\varphi_n(t) = \text{sinc}2\pi F(t - n\Delta t), \quad (5)$$

где F — верхняя частота в спектре сигнала; $\Delta t \leq 1/2F$; $\text{sinc}(x) = \sin(x)/x$.

При этом G_n , \tilde{U}_{in} , $\sigma_{in}(x_l, y_p)$, $\hat{\sigma}_{ikn}(x_l, y_p)$ являются просто значениями (отсчетами) соответствующих функций в моменты времени $t = n\Delta t$.

Далее величины G_n , \tilde{U}_{in} , $\sigma_{in}(x_l, y_p)$, $\hat{\sigma}_{ikn}(x_l, y_p)$ преобразуются в цифровой код, а функция $\hat{B}(x, y)$ подвергается дискретизации, т. е. рассчитывается по формулам (3), (4) для дискретного множества значений аргументов. При этом должна сохраняться возможность восстановления $\hat{B}(x, y)$ по значениям $\hat{B}(x_l, y_p)$.

Большинство современных цифровых систем обработки в настоящее время в том или ином виде реализуют алгоритмы, подобные алгоритмам (3)–(4), основными недостатками которых являются сложность аналого-цифрового преобразования, наличие квадратурных каналов обработки, а также необходимость выполнения в реальном масштабе времени большого числа умножений.

Наряду с рассмотренной периодической дискретизацией принимаемых узкополосных процессов в

последнее время находит применение представление таких процессов последовательностью моментов времени прохождения их через нулевой уровень (Фалькович, Хомяков, 1981; Пискорж и др., 1991 и др.). Такие последовательности обычно называют временной последовательностью нулей, а соответствующее представление — представлением по временной последовательности нулей. Показано (Фалькович, Хомяков, 1981), что для узкополосного процесса $u(t)$ справедливо следующее представление:

$$u(t) = U(t)\cos\Psi(t) = \sum_n U(t_n)\gamma_s(t - t_n), \quad (6)$$

где $U(t)$ и $\Psi(t)$ — огибающая и полная фаза процесса $u(t)$; $\gamma_s(t) = [\text{sinc}(2\pi F t)/(2\pi F t)]\sin 2\pi f_0 t$ — узкополосная функция отсчета; $\{t_n\}$ — временная последовательность информационных нулей процесса $u(t)$, полученная стробированием полной последовательности «положительных» нулей процесса, т. е. моментов времени t_n прохождения процесса $u(t)$ через нуль, для которых производная $u'(t)$ положительна: $u'(t_n) > 0$. При этом частота следования стробирующих импульсов должна быть не меньше ширины спектра процесса $u(t)$.

Представление (6) и соответствующие алгоритмы существенно упрощаются при отказе от информации, содержащейся в огибающей $U(t)$ процесса $u(t)$, при этом в (6) коэффициенты $U(t_n)$ заменяются единицей, т. е.

$$u(t) \approx \cos\Psi(t) = \sum_n \gamma_s(t - t_n). \quad (7)$$

Для комплексных узкополосных процессов, как нетрудно убедиться, соответствующее представление имеет вид

$$\dot{u}(t) = u(t) + j u_{\perp}(t) \approx \exp[j\Psi(t)] = \sum_n \dot{\gamma}_0(t - t_n). \quad (8)$$

Здесь $\dot{\gamma}_0(t) = [\text{sinc}(2\pi F t)/(2\pi F t)]\exp(j2\pi f_0 t)$ — комплексная узкополосная функция отсчета; $u_{\perp}(t)$ — квадратурный процесс, связанный с $u(t)$ преобразованием Гильберта. Суммирование в (7) и (8) ведется по всем информационным нулям процесса $u(t)$, попавшим в интервал обработки.

Анализ потерь информации при таком упрощенном представлении входных данных будет выполнен ниже, здесь же приведем соответствующие дискретные алгоритмы обработки. Предварительно отметим, что алгоритм (2) более удобен в практической реализации поскольку позволяет каскадировать цифровую обработку, разделяя ее на функционально простую, но быстродействующую и относительно сложную, но медленную части.

В самом деле, алгоритм (2) можно переписать следующим образом, учитывая, что входящие в него детерминированные опорные функции изменяются на интервале синтезирования сравнительно медленно:

$$\hat{B}(x_i, y_p) = \sum_k^M \sum_l^M G(lT_0) \dot{Y}_{ik}(lT_0) \times \\ \times \exp \left[-j 2\pi \frac{b_{ikx} V_0 l T_0 + b_{iky} y_p}{R(y_p) \sqrt{1 + (\gamma(y_p) l T_0)^2}} \right], \quad (9)$$

где

$$\dot{Y}_{ik}(lT_0) = \int_{(l-0.5)T_0}^{(l+0.5)T_0} \dot{U}_i(t) \dot{U}_k^*(t) dt \quad (10)$$

— комплексные коэффициенты корреляции процессов, поступающих от i -го и k -го элементов антенной решетки, а длительность T_0 интервала интегрирования в (10) выбрана из условия

$$b_{\max} \gamma_0 T_0 \ll 1, \quad (11)$$

гарантирующего практическое постоянство на интервале интегрирования значений опорных сигналов. В частности, для рассмотренного Пискоржем и др. (1995) примера радиометрической системы дециметрового диапазона величина T_0 не должна превышать 0.3 с.

Подставляя (8) в (10), находим дискретный алгоритм формирования значений $\dot{Y}_{ik}(lT_0)$:

$$\dot{Y}(lT_0) = \sum_n \sum_m \dot{\gamma}_0(t_{in} - t_{km}). \quad (12)$$

Учитывая быстрое спадание огибающей функции $\dot{\gamma}_0(t)$, последнее выражение можно упростить, перейдя от двойной суммы к однократной

$$\dot{Y}_{ik}(lT_0) \approx \sum_n \exp[j2\pi f_0(t_{in} - t_{kn}^{(i)})]. \quad (13)$$

В выражении (13) символом $t_{kn}^{(i)}$ обозначены нули процесса $u_k(t)$, ближайшие к нулям процесса $u_i(t)$, а суммирование в последних соотношениях ведется по всем нулям, попавшим в интервал времени $t \in [(l-0.5)T_0, (l+0.5)T_0]$.

Далее осуществляется аналого-цифровое преобразование входных данных t_{in} , т. е. замена

$$t_{in} \longrightarrow k_{in} f_T^{-1}$$

континуальных их значений целочисленными, путем, например, измерения времени t_n очередного достижения сигналом нулевого уровня с помощью счетчика, заполняемого импульсами с частотой f_T .

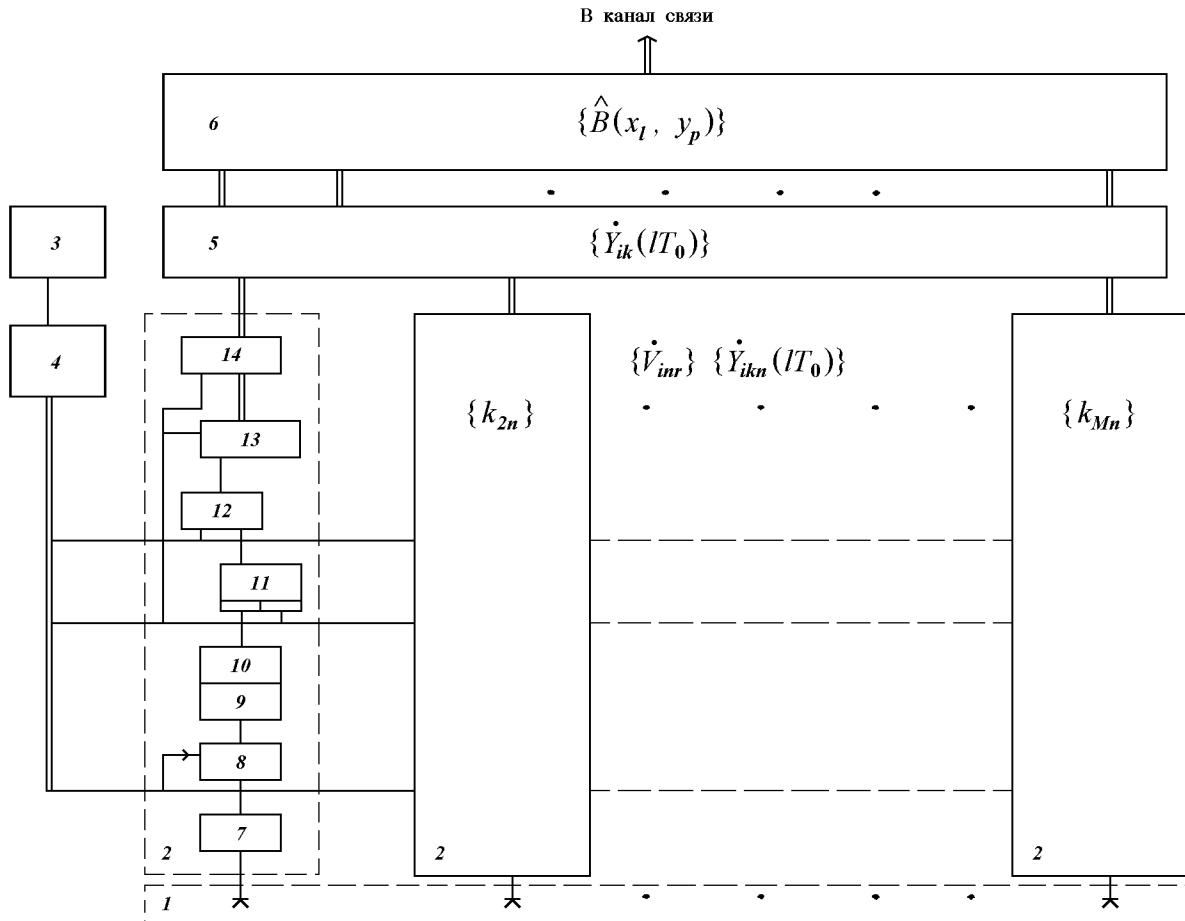


Рис. 1. Блок-схема радиометрической системы, реализующей алгоритм (9) и (13): 1 — антенная решетка, состоящая из M идентичных приемных элементов; 2 — блок предварительной обработки сигналов и аналого-цифрового преобразования; 3 — опорный генератор; 4 — синтезатор сетки опорных частот; 5 — блок цифровых корреляторов; 6 — блок цифровой обработки сигналов; 7 — малошумящий СВЧ усилитель (МШУ); 8 — смеситель; 9 — усилитель промежуточной частоты (УПЧ); 10 — ограничитель уровня сигнала; 11 — RS триггер; 12 — двухходовая схема совпадений; 13 — двоичный счетчик; 14 — регистр

На рис. 1 изображена блок-схема радиометрической системы, реализующей алгоритм (9), (13).

В аналоговой части радиометрической системы производится (после предварительного усиления в МШУ 7, преобразования по частоте в смесителе 8, основного усиления и фильтрации в УПЧ 9 жесткое ограничение обрабатываемых колебаний, поступающих из антенной решетки 1, и формирование коротких импульсов, соответствующих передним фронтам ограниченного сигнала в ограничителе 10. Далее RS-триггер 11 формирует импульсы, длительность которых $\delta t_{in} = t_{in} - n\Delta t$, открывающие двухходовую схему «И» 12, через которую тактовые импульсы поступают на счетный вход счетчика 13, формирующего двоичный код δ_{in} , соответствующий интервалу времени δt_{in} . Число δ_{in} фиксируется

в регистре 14, выход которого является выходом блока 2 предварительной обработки сигналов и аналого-цифрового преобразования. Числа δ_{in} , $i = 1, \dots, M$ являются входными данными для блока 3 цифровых корреляторов.

При этом в блоке 3 цифровых корреляторов, содержащем $M(M - 1)/2$ функциональных узлов (число неповторяющихся баз в антенной решетке), построенных так, как это показано на рис. 2, реализуются вычисления по формуле (13), которая с учетом квантования преобразуется к следующему виду:

$$\dot{Y}_{ik}(lT_0) \approx \sum_n \exp \left[j2\pi \frac{\delta_{in} - \delta_{kn}^{(i)}}{P} \right], \quad (14)$$

где $P = f_T/f_0$.

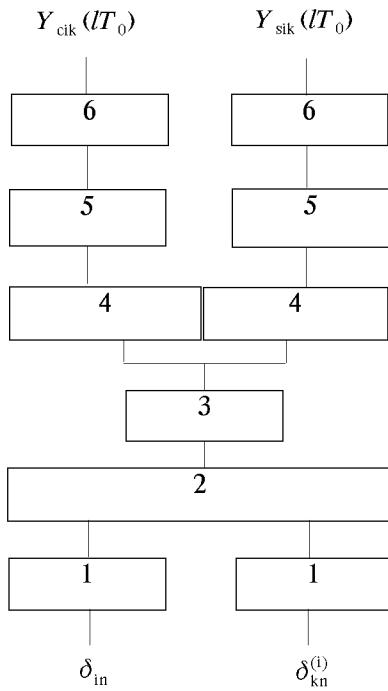


Рис. 2. Схема вычислительного узла

Учитывая периодичность фигурирующей в (14) экспоненты, вычисления по этой формуле удобно выполнять табличным методом, предварительно рассчитывая аргумент экспоненты по модулю 2π . Поскольку данные δ_{in} поступают на корреляторы с очень высокой частотой — по крайней мере не меньшей ширины спектра обрабатываемых сигналов (десятки и даже сотни МГц), то соответствующие вычисления реализованы в блоке 3 аппаратно.

Вычислительный узел (рис. 2) работает следующим образом. Данные δ_{in} фиксируются в темпе их поступления во входных регистрах 1 блока 3 цифровых корреляторов. Далее они поступают на комбинационный сумматор 2, где вычисляется разность $\delta_{ikn} = \delta_{in} - \delta_{kn}^{(i)}$ по модулю P . Полученные числа δ_{ikn} поступают затем через регистр 3 на адресные входы постоянного запоминающего устройства (ПЗУ) 4, в котором хранятся отсчеты одного периода комплексной экспоненты $\exp[j2\pi\delta_{ikn}/P]$ (отдельно хранятся $\cos[2\pi\delta_{ikn}/P]$ и $\sin[2\pi\delta_{ikn}/P]$ — вещественная и мнимая ее части). Считываемые из ПЗУ отсчеты накапливаются (интегрируются) в накапливающих сумматорах 5, где к концу l -го элементарного интервала времени T_0

заканчивается формирование значений $Y_{cik}(lT_0)$ и $Y_{sik}(lT_0)$:

$$Y_{cik}(lT_0) = \sum_n \cos \left[2\pi \frac{\delta_{ikn}}{P} \right], \quad (15)$$

$$Y_{sik}(lT_0) = \sum_n \sin \left[2\pi \frac{\delta_{ikn}}{P} \right], \quad (16)$$

причем суммирование в последних формулах ведется по всем информационным нулям принимаемых процессов, попавшим в интервал времени $t \in \in [-(l-0.5)T_0, (l+0.5)T_0]$. Сформированные таким образом значения $Y_{cik}(lT_0)$ и $Y_{sik}(lT_0)$ переписываются в выходные регистры 6 блока цифровых корреляторов, а накопители 5 сбрасываются в ноль для подготовки к очередному циклу накопления.

Требования к быстродействию блока 6 цифровой обработки сигналов существенно мягче, чем к быстродействию блока цифровых корреляторов — входные данные поступают на него с темпом T_0 порядка десятых долей секунды, поэтому довольно сложные вычисления по алгоритму (9) целесообразно реализовать программно в микропроцессоре, являющимся основным элементом этого блока. При этом на данный блок могут быть возложены не только задачи обработки, но и управления работой всей радиометрической системы.

Выходные данные блока цифровой обработки сигналов — отсчеты $\hat{B}(x_l, y_p)$ радиоизображения земной поверхности, являющиеся выходными данными радиометрической системы через стандартный интерфейс поступают в линию связи для передачи потребителям этой информации.

Достоинствами предлагаемой системы цифровой обработки радиометрических сигналов по сравнению с традиционными, использующими периодическую дискретизацию, являются: во-первых — простота аналого-цифрового преобразования; фактически входные данные в виде последовательности импульсов без дополнительных преобразований непосредственно управляют работой цифровой схемы; во-вторых — высокое быстродействие, соизмеримое с быстродействием многоканальных аналоговых устройств; формирование комплексных коэффициентов корреляции $\hat{Y}(lT_0)$ завершается практически сразу после прихода последнего на элементарном интервале наблюдения нуля; в-третьих — простота структуры вычислителя, гарантирующая его высокую надежность.

Элементы антенной решетки имеют значительный пространственный разнос, поэтому для уменьшения влияния неидентичности линий связи между элементами решетки и аппаратурой обработки, це-

лесообразно последнюю рассредоточить, разместив блоки предварительной обработки сигналов и аналого-цифрового преобразования в непосредственной близости от соответствующих элементов антенной решетки, скомпоновав их в единый приемо-обрабатывающий модуль, связанный цифровыми линиями связи с центральным блоком обработки, в котором размещены остальные, преимущественно цифровые, обрабатывающие узлы радиометрической системы.

КАЧЕСТВЕННЫЕ ПОКАЗАТЕЛИ КВАЗИОПТИМАЛЬНОГО АЛГОРИТМА

Отказ от информации, содержащейся в огибающих радиометрических сигналах при переходе к квазиоптическому алгоритму обработки эквивалентен замене в оптимальном алгоритме процессов $\dot{U}_i(t)$ на процессы $\exp[j\Psi_k(t)]$:

$$\overline{\tilde{Y}_{ik}(lT_0)} \approx \int_{(l-0.5)T_0}^{(l+0.5)T_0} \exp[j\Psi_i(t)] \exp[-j\Psi_k(t)] dt. \quad (17)$$

Поскольку дальнейшая обработка в соответствии с (9) является линейной, то для анализа потерь, возникающих при квазиоптической обработке, достаточно оценить их для алгоритма (17) (в сравнении с оптимальным алгоритмом (10) формирования $\tilde{Y}_{ik}(lT_0)$). Определим с этой целью первые два момента комплексной случайной величины $\tilde{Y}(lT_0)$, распределенной по нормальному закону при большой величине произведения полосы $2F$ радиометрического сигнала на длительность T_0 интервала накопления в (17).

Математическое ожидание этой величины равно

$$\overline{\tilde{Y}_{ik}(lT_0)} = \int_{(l-0.5)T_0}^{(l+0.5)T_0} \overline{\exp[j\Psi_i(t)]} \overline{\exp[-j\Psi_k(t)]} dt. \quad (18)$$

Здесь усреднение ведется только по мешающим тепловым шумам, а также учтена независимость мешающих процессов в различных каналах приема. Используя вероятностные характеристики косинуса фазы стационарного нормального процесса (Левин, 1969), находим

$$\begin{aligned} & \overline{\exp[j\Psi_k(t)]} = \\ & = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{1}{2\sigma_n^2} \dot{s}_k(t) {}_1F_1(1/2, 2, -|\dot{s}_k(t)|^2/(2\sigma_n^2)). \end{aligned} \quad (19)$$

Здесь ${}_1F_1(1/2, 2, -|\dot{s}_k(t)|^2/(2\sigma_n^2))$ — вырожденная гипергеометрическая функция, близкая к единице

при малом значении аргумента (малом отношении сигнал/шум $\sigma_s^2/\sigma_n^2 \ll 1$ в одном канале приема).

С учетом (19) получаем, что практически для каждого случая слабых сигналов

$$\overline{\tilde{Y}_{ik}(lT_0)} \approx \frac{\pi}{8\sigma_n^2} \overline{\tilde{Y}_{ik}(lT_0)} \quad (20)$$

— математические ожидания комплексных коэффициентов корреляции, а значит, и математические ожидания формируемых оптимальным и квазиоптическим алгоритмами изображений пропорциональны. Отметим, что в соответствии с (19) при сильных сигналах эта пропорциональность нарушается.

Найдем дисперсию σ_y^2 комплексной случайной величины $\tilde{Y}_{ik}(lT_0)$:

$$\begin{aligned} \sigma_y^2 &= \overline{\tilde{Y}_{ik}(lT_0) \tilde{Y}_{ik}^*(lT_0)} = \\ &= \int \int_{T_0} \overline{\exp[j\Psi_i(t_1)] \exp[j\Psi_i(t_2)]} \times \\ &\times \overline{\exp[-j\Psi_k(t_1)] \exp[-j\Psi_k(t_2)]} dt_1 dt_2. \end{aligned} \quad (21)$$

Пренебрегая для слабых сигналов сигнальным компонентом в (21) и используя корреляционные функции косинуса фазы стационарного нормального процесса (Левин, 1969), находим

$$\sigma_y^2 = (\pi/8)^2 \beta T_0, \quad (22)$$

где коэффициент β зависит от формы энергетического спектра шумов; при прямоугольной его аппроксимации $\beta \approx 1.19$.

Найдем, наконец, отношение мощности сигнальной составляющей к дисперсии помеховой при квазиоптической обработке:

$$\left| \overline{\tilde{Y}_{ik}(lT_0)} \right|^2 \frac{1}{\sigma_y^2} = \frac{1}{\beta} \sigma_s^2 / \sigma_n^2. \quad (23)$$

Соотношения (20), (23) означают, что квазиоптический алгоритм обработки радиометрических сигналов в статистическом смысле эквивалентен оптимальному. При слабых в сравнении с шумами полезных сигналах соответствующие потери носят энергетический характер и проявляются в ухудшении в β раз отношения сигнал/шум в квазиоптической системе в сравнении с оптимальной. Учитывая, что квазиоптический алгоритм обработки последовательностей нулей сигналов существенно проще в реализации оптимального, он может быть

рекомендован для использования в радиометрических системах с синтезированием апертуры.

ОБРАБОТКА ШИРОКОПОЛОСНЫХ РАДИОТЕПЛОВЫХ СИГНАЛОВ

Приведенные выше алгоритмы обработки радиотепловых сигналов (как оптимальные, так и квазиоптимальные) получены в предположении, что принимаемые радиометрической системой поля удовлетворяют требованию пространственно-временной узкополосности:

$$2F/f_0 \ll \lambda_0/b_{\max}. \quad (24)$$

Вместе с тем указанное требование зачастую является весьма обременительным. В самом деле, для увеличения чувствительности радиометрической системы необходимо расширять полосу $2F$ обрабатываемых сигналов (увеличивать левую часть неравенства (24)), а для увеличения разрешающей способности — увеличивать отношение длины максимальной базовой линии антенной решетки к длине волны принимаемых колебаний, т. е. уменьшать правую часть этого неравенства. Особенно сложно данному требованию удовлетворить в сантиметровом и миллиметровом диапазонах длин волн. Таким образом, выполнение ограничения (24) существенно упрощает обработку радиотепловых сигналов, позволяя осуществлять фокусировку антенной решетки, т. е. компенсацию взаимных задержек сигналов, принимаемых разными элементами антенной решетки, фазовыми сдвигами соответствующих колебаний. Однако это упрощение приобретается ценой отказа от возможности создания радиометрических систем с высокими качественными показателями.

При отказе от ограничения (24) алгоритм (2) приобретает вид

$$\begin{aligned} \hat{B}(x_l, y_p) = & \\ = \sum_k^M \sum_i^M & \int_{\frac{x_l}{V_0} - \frac{T}{2}}^{\frac{x_l}{V_0} + \frac{T}{2}} G(t) \dot{U}_i(t) \dot{U}_k^*(t) [t + \tau_{ik}(t, x_l, y_p)] dt. \end{aligned} \quad (25)$$

Здесь $\tau_{ik}(t, x_l, y_p)$ — запаздывание радиометрического сигнала от элемента разрешения с координатами (x_l, y_p) на k -м элементе антенной решетки относительно i -го элемента. Очевидно, что

$$\tau_{ik}(t, x_l, y_p) = \frac{b_{ikx} V_0 t + b_{iky} y_p}{CR(y_p) \sqrt{1 + (\gamma(y_p)t)^2}}, \quad (26)$$

где C — скорость света.

Непосредственная реализация алгоритма (25) настолько связана на серьезные технические трудности, связанные с необходимостью задержки СВЧ-сигналов на изменяющуюся во времени величину. Для того чтобы привести этот алгоритм к виду, удобному для практической реализации, представим колебания $U_i(t)$ рядом Фурье:

$$\dot{U}_i(t) = \sum_{n=0}^N \dot{V}_{inr} \exp[j2\pi n \Delta f t], \quad (27)$$

$$t \in [r\Delta T, (r+1)\Delta T],$$

где коэффициенты ряда определяются соотношениями

$$\dot{V}_{inr} = \Delta f \int_{r\Delta T}^{(r+1)\Delta T} \dot{U}_i(t) \exp[-j2\pi n \Delta f t] dt, \quad (28)$$

а $\Delta f = \Delta T^{-1}$ и $N = 2F/\Delta f = 2F\Delta T$.

$$\begin{aligned} \dot{V}_{knr} [\tau_{ik}(t, x_l, y_p)] &= \\ = \Delta f \int_{r\Delta T}^{(r+1)\Delta T} & \dot{U}_k [t + \tau_{ik}(t, x_l, y_p)] \exp[-j2\pi n \Delta f t] dt \approx \\ \approx \Delta f \int_{r\Delta T}^{(r+1)\Delta T} & \dot{U}_k(t) \exp[-j2\pi n \Delta f t] dt \times \\ \times \exp[j2\pi n \Delta f \tau_{ik}(r\Delta T, x_l, y_p)] &= \\ = \dot{V}_{knr} \exp[j2\pi n \Delta f \tau_{ik}(r\Delta T, x_l, y_p)]. \end{aligned} \quad (29)$$

В (28) и (29) длительность ΔT интервала разложения обрабатываемых процессов в ряд Фурье выбирается по крайней мере из двух условий. Во-первых, условия практического постоянства на этом интервале параметров опорных сигналов ($\Delta T \leq T_0$) и, во-вторых, условия

$$\Delta T \gg \tau_{ik\max} = b_{\max}/C, \quad (30)$$

позволяющего с достаточной для практики точностью при вычислении интеграла в (29) использовать замену переменной интегрирования $t_1 = t + \tau(t)$ без изменения пределов интегрирования. Как будет ясно из дальнейшего, реализация алгоритма обработки широкополосных радиометрических сигналов оказывается тем проще, чем меньшее число N слагаемых удается использовать в рядах (28), (29). В частности, при $N = 1$ рассматриваемый алгоритм переходит в алгоритм обработки узкополосных сигналов.

Подставляя (29), (30) в (25) и интегрируя с использованием ортогональности базисных функций ряда Фурье, находим

$$\begin{aligned} \hat{B}(x_l, y_p) = & \\ = & \sum_{n=0}^N \sum_{k=0}^M \sum_{i=1}^M \sum_{r=1}^R G(r\Delta T) \dot{V}_{inr} \dot{V}_{knr}^* \times \\ & \times \exp[j2\pi n\Delta f t_{ik}(r\Delta T, x_l, y_p)]. \end{aligned} \quad (31)$$

С точки зрения практической реализации данного алгоритма удобно выбирать длительность интервала ΔT минимально возможной — благодаря этому уменьшается число N слагаемых в ряде (27). Целесообразно также длительность интервала T_0 делать кратной длительности ΔT , т. е. $T_0 = P\Delta T$. При этом комплексные коэффициенты $\dot{Y}_{ikn}(lT_0)$ корреляции процессов, принимаемых i -м и k -м элементами антенной решетки на частоте $f_0 + n\Delta f$, равны

$$\dot{Y}_{ikn}(lT_0) = \sum_{r=1-\frac{P}{2}}^{r=1+\frac{P}{2}} \dot{V}_{inr} \dot{V}_{knr}^*. \quad (32)$$

С учетом (32) алгоритм формирования радиоизображения по широкополосному излучению земной поверхности принимает следующий вид:

$$\hat{B}(x_l, y_p) = \sum_{n=0}^N \hat{B}_n(x_l, y_p), \quad (33)$$

где

$$\begin{aligned} \hat{B}_n(x_l, y_p) = & \sum_{k=0}^M \sum_{i=1}^M \sum_{l=1}^L G(lT_0) \dot{Y}_{ikn}(lT_0) \times \\ & \times \exp \left[-j2\pi \frac{b_{ikn} V_0 l T_0 + b_{ikn} y_p}{R(y_p) \sqrt{1 + [\gamma(y_p) l T_0]^2}} \frac{\lambda_0}{\lambda_n} \right] \end{aligned} \quad (34)$$

— радиоизображение земной поверхности, формируемое по излучению, принимаемому в полосе частот $|f - (f_0 - n\Delta f)| \leq \Delta f/2$.

Таким образом, оптимальная обработка широкополосного излучения земной поверхности оказывается многоэтапной. На первом этапе осуществляется фильтрация (разделение) принимаемых колебаний гребенкой из N полосовых фильтров (соотношение (28)), при этом полоса пропускания каждого фильтра равна Δf , а частота настройки n -го фильтра равна $f_0 + n\Delta f$ (частотные характеристики соседних фильтров пересекаются на уровне 0.7). В результате из каждого широкополосного процесса $u_i(t)$ формируется N узкополосных процессов с комплексными огибающими $\dot{V}_{inr} = \dot{V}_{in}(r\Delta T)$, каждый из которых удовлетворяет требованию пространственно-временной узкополосности (24), совпадающим в данном случае с условием (30) приме-

нимости представления (29) рядом Фурье задержанного процесса. На втором этапе по каждому узкополосному процессу производится формирование радиоизображения путем определения в соответствии с (32) комплексных коэффициентов корреляции $\dot{Y}_{ikn}(lT_0)$ принимаемых i -м и k -м элементами антенной решетки процессов на частоте $f_0 + n\Delta f$ и весового их накопления (формула (34)). Сформированные таким образом парциальные изображения на третьем этапе усредняются по всем частотам в соответствии с (33). Отметим, что последняя операция может и не выполняться, при этом радиоизображение $\hat{B}(x_l, y_p)$ будет являться оценкой распределения интенсивности теплового излучения по координатам и частоте.

Так же, как и в случае обработки узкополосных процессов, может быть получен квазиоптимальный алгоритм обработки временной последовательности нулей широкополосных процессов $u_i(t)$ посредством подстановки представления (8) в (28) и (29). В результате получается

$$\dot{V}_{inr} = \sum_m \exp[-j2\pi(f_0 + n\Delta f)t_{im}]. \quad (35)$$

Суммирование в (35) ведется по всем информационным нулям t_{im} процесса $u_i(t)$, попавшим в интервал времени $[r\Delta T, (r+1)\Delta T]$. Последующая обработка осуществляется в соответствии с формулами (32)–(34).

Функциональная схема системы, реализующей полученный алгоритм, приведена на рис. 3.

Нумерация блоков на этой схеме сохранена такой же, как и на схеме рис. 1, однако алгоритмы функционирования блока 5 цифровых корреляторов и блока 6 цифровой обработки изменены. В частности, в блоке 5 осуществляется цифровая полосовая фильтрация принимаемых колебаний $u_i(t)$ блоком гребенчатых фильтров 5а и расчет комплексных коэффициентов $\dot{Y}_{ikn}(lT_0)$ корреляции для каждой из частот блоком корреляторов 5б. В блоке 6 формируются радиоизображения $\hat{B}_n(x_l, y_p)$ в каждой из N отфильтрованных частотных полосах, шириной Δf и усредненное по всем частотным каналам радиоизображение $\hat{B}(x_l, y_p)$ в соответствии с алгоритмами (34) и (33). Этот блок, так же как и в системе, обрабатывающей узкополосные сигналы, может быть реализован на микропроцессорах, но при этом производительность его должна быть по крайней мере в N раз большей, чем соответствующего блока на рис. 1.

Блок 5а цифровых гребенчатых фильтров содержит M (по числу элементов в антенной решетке) идентичных каналов обработки, каждый из кото-

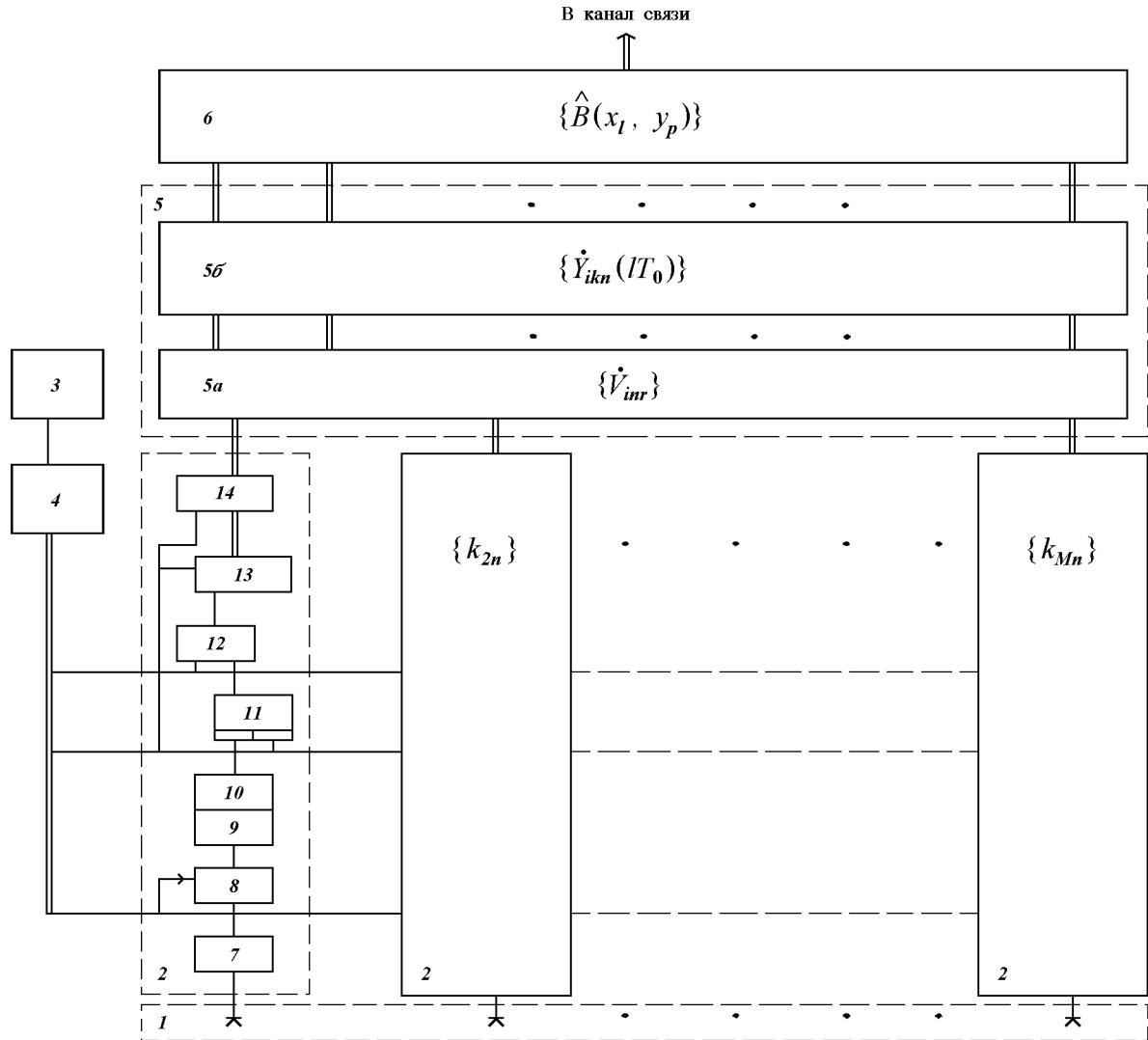


Рис. 3. Функциональная схема системы

рых представляет собой N канальный гребенчатый фильтр, вычисляющий на интервале времени длительностью ΔT по временнй последовательности нулей колебаний, поступающих от соответствующего элемента антенной решетки, их дискретное преобразование Фурье в соответствии с выражением (35), которое с учетом квантования входных данных может быть приведено к следующему виду:

$$\begin{aligned} \dot{V}_{\text{inr}} &= \sum_m \exp[-j2\pi(f_0 + n\Delta f)(m\Delta t + \delta_{\text{im}}/f_T)] = \\ &= \sum_m \exp[-j2\pi(f_0 m\Delta t + nm\Delta f\Delta t + \\ &\quad + (f_0/f_T)\delta_{\text{im}} + (\Delta f/f_T)n\delta_{\text{im}})]. \end{aligned} \quad (36)$$

Максимально возможный шаг дискретизации входных данных равен $\Delta t = 1/(2F)$. Значения f_0 , Δf и f_T удобно выбирать так, чтобы произведение $f_0\Delta t$ было целым числом, а $\Delta f\Delta t = 1/N$, $f_T/\Delta f = K$, $f_0/\Delta f = W$, причем N , K и W — также целые числа, равные степени двойки, тогда первое слагаемое в аргументе экспоненты не влияет на ее величину, и выражение (36) преобразуется к виду

$$\dot{V}_{\text{inr}} = \sum_m \exp[-j2\pi[nm(k/N + (W + n)\delta_{\text{im}})/K]]. \quad (37)$$

Функциональная схема гребенчатого фильтра приведена на рис. 4.

Входные данные δ_{im} фиксируются по мере их

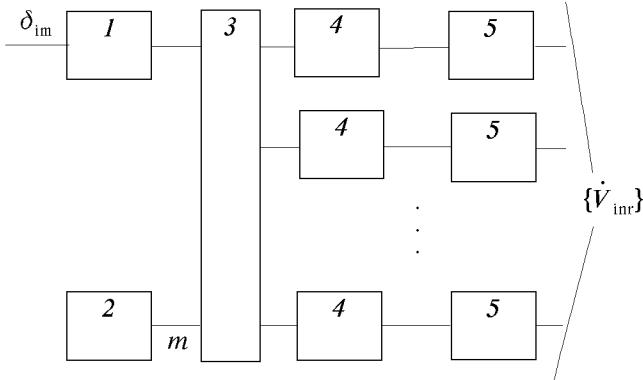


Рис. 4. Функциональная схема гребенчатого фильтра: 1 — регистр; 2 — счетчик времени; 3 — схема формирования адресов; 4 — ПЗУ; 5 — блок накапливающих сумматоров

поступления в регистре 1 и поступают далее совместно с содержимым m счетчика времени 2 на входы схемы 3 формирования адресов. Комбинационная схема формирования адресов вычисляет N значений аргумента экспоненты из (37) по модулю K в соответствии с формулой

$$q_{nm} = [nm(K/N) + (W + n)\delta_{im}] \bmod K. \quad (38)$$

N адресов q_{nm} поступают на адресные входы N идентичных ПЗУ 4, в каждом из которых записаны K отсчетов экспоненты $\exp[-j2\pi i/K]$, $i = 0, \dots, K - 1$ (отдельно вещественная и мнимая ее части). Считываемые из ПЗУ отсчеты поступают в соответствующие накапливающие сумматоры 5, где в соответствии с (37) к концу очередного интервала накопления длительностью ΔT формируются отсчеты комплексных огибающих \dot{V}_{inr} «расфильтрованных» узкополосных процессов.

Блок 56 цифровых корреляторов содержит $N(M - 1)/2$ (по числу неповторяющихся базовых линий в антенной решетке, умноженному на число N частотных каналов) идентичных каналов, вычисляющих по формуле (32) комплексные коэффициенты корреляции $\hat{Y}_{ikn}(lT_0)$. Учитывая простоту алгоритма (32), малую разрядность обрабатываемых данных и достаточно жесткие требования к быстродействию этого блока, целесообразно соответствующие вычисления реализовать аппаратно.

Полученный в настоящем разделе алгоритм обработки радиотепловых сигналов в радиометрических системах с синтезированием апертуры существенно

сложнее в реализации алгоритмов раздела 1, что является естественной платой за снятие требования пространственно-временной узкополосности обрабатываемых полей.

НЕКОГЕРЕНТНАЯ ОБРАБОТКА РАДИОИЗОБРАЖЕНИЙ

Использование в радиометрической системе антенной решетки и развитой цифровой обработки сигналов позволяет организовать некогерентное накопление изображений одного и того же участка местности, снятых на сдвинутых интервалах синтезирования. Реализация этой процедуры позволяет улучшить отношение сигнал/шум в каждом элементе разрешения, т. е. чувствительность системы. Рассмотрим реализацию такой процедуры на примере системы, обрабатывающей узкополосные сигналы (алгоритм (2)). Внесем в этот алгоритм изменения, обеспечивающие параллельное формирование не одной строки изображения, а кадра примикиающих строк размером $(2P + 1) \times (2I + 1)$ элементов разрешения. Здесь $(2P + 1)$ — длина строки, ориентированной поперек следа орбиты космического аппарата на поверхности Земли, а $(2I + 1)$ — «ширина» кадра вдоль следа орбиты.

$$\begin{aligned} \hat{B}^{(l)}((l - n)\Delta x, y_p) = \\ = \sum_k^M \sum_i^M \int_{\frac{x_1}{V_0} - \frac{T}{2}}^{\frac{x_1}{V_0} + \frac{T}{2}} G(t) \dot{U}_i(t) \dot{U}_k^*(t) \times \\ \times \exp \left\{ -j 2\pi \frac{b_{ikx} V_0(t - n\Delta) + b_{iky} y_p}{R(y_p) \sqrt{1 + [\gamma(y_p)(t - n\Delta)]^2}} \right\} dt. \end{aligned} \quad (39)$$

В этом алгоритме $p = -P, \dots, P$, $n = -I, \dots, I$, $\Delta = \Delta x/V_0$, а верхний индекс в левой части означает, что данный кадр сформирован на l -м интервале синтезирования.

Сформированные в соответствии с (39) на смежных интервалах синтезирования кадры усредняются, в результате чего получается новая оценка $B(x_l, y_p)$ распределения радиояркости:

$$B(x_l, y_p) = (2N + 1)^{-1} \sum_{n=-N}^N \hat{B}^{(l - N - n)}[(l + n)\Delta x, y_p]. \quad (40)$$

Легко убедиться, что в (40) суммируются изображения одних и тех же элементов разрешения, полученные на разных интервалах синтезирования.

В результате этого все слагаемые оказываются некоррелированными, а отношение математического ожидания оценки $B(x_i, y_p)$ к ее стандартному отклонению (отношение сигнал/шум) увеличивается в $\sqrt{2N + 1}$ раз.

Кроме улучшения отношения сигнал/шум (уменьшения интенсивности шумового фона), использование алгоритма (40) приводит также и к соответствующему уменьшению так называемого «пятенного шума». Дело в том, что даже при отсутствии шумов приемных устройств и фонового излучения оценка радиояркости является по своей физической природе случайной функцией двух переменных, что проявляется в пятнистости формируемого изображения. В силу того что слагаемые в (40) являются изображениями одних и тех же элементов разрешения, полученными на разных интервалах обработки, и, более того, под отличающимися ракурсами, «пятенные» флюктуации этих слагаемых будут независимыми, что и приводит к улучшению в $\sqrt{2N + 1}$ раз отношения сигнал/«пятенный шум».

Рассмотрим влияние некогерентной обработки на форму функции неопределенности радиометрической системы, характеризующей ее разрешающую способность. Для этого определим реакцию алгоритма (40) на точечный излучатель случайного сигнала, заменив в выражении для функции неопределенности радиометрической системы (Пискорж и др., 1995) x_1 на $n\Delta x$, а усредненную функцию неопределенности найдем из (40), заменяя в этом выражении парциальные оценки распределения радиояркости на изображения точечного источника, полученные на смежных интервалах синтезирования:

$$\begin{aligned} & \overline{\Psi(0, \delta x, y, y + \delta y)} = \\ & = (2N + 1)^{-1} \sum_{n=-N}^N \Psi(n\Delta x, n\Delta x + \delta x, y, y + \delta y) = \\ & = (2N + 1)^{-1} \sum_{n=-N}^N C \sum_i \sum_k \int_T G(t) \times \\ & \times \exp[-j 2\pi b_{ik}(t)\delta r / R(n\Delta x, y)] dt. \end{aligned} \quad (41)$$

Из-за того что аргумент экспоненты каждого слагаемого в (41) зависит от n , причем с увеличением n скорость его изменения уменьшается, то с увеличением n происходит некоторое расширение главного лепестка парциальной функции неопределенности и «расползание» боковых лепестков. Это приводит к тому, что в результате усреднения главный лепесток результирующей функции неопределенности несколько расширится, а уровень удаленных боковых лепестков несколько снизится.

С точки зрения улучшения качества формируемого радиометрической системой изображения число N желательно выбирать возможно большим. Вместе с тем при удалении элемента разрешения от подспутниковой точки его протяженность Δx увеличивается. Простые геометрические построения показывают, что это увеличение описывается зависимостью

$$\Delta x(\theta) = h/(b_{\max} \cos^2 \theta) = \Delta x(0)/\cos^2 \theta, \quad (42)$$

где θ — угол визирования соответствующего элемента разрешения радиометрической системой. Легко убедиться, что тангенс максимального угла визирования равен $\tan \theta_{\max} \cong N\Delta x(0)/h = N/b_{\max}$, соответственно максимальная протяженность элемента разрешения (на краю кадра) равна

$$\Delta x_{\max} = \Delta x(0)[1 + (N/b_{\max})^2/2]. \quad (43)$$

Среднее же значение $\overline{\Delta x}$ протяженности элемента разрешения (ширина главного лепестка усредненной функции нопределенности (41)) будет при этом примерно равна

$$\Delta x_{\text{avg}} \approx \Delta x(0)[1 + (N/b_{\max})^2/2]. \quad (44)$$

Допуская изменение элемента разрешения при некогерентном накоплении не более чем на 10 %, находим

$$N < 0.5b_{\max}. \quad (45)$$

То есть число N не должно превышать половины относительного размера максимальной базовой линии антенной решетки.

Кроме того, число N , а следовательно и максимальное отклонение луча диаграммы направленности радиометрической системы, не должно быть чрезмерно большим, поскольку при этом усиливается влияние рельефа излучающей поверхности на формируемое системой изображение. Наконец, последним фактором, ограничивающим максимальную протяженность кадра, является ширина диаграммы направленности элемента антенной решетки — отклонение луча радиометра не должно превосходить половины этой величины.

В частности, для рассмотренного Пискоржем и др. (1995) примера радиометрической системы с кольцевой антенной решеткой $b_{\max} = 100$ и, соответственно, $N = 50$. Это означает, что использование дополнительного накопления позволит в данном случае в 10 раз увеличить чувствительность радиометрической системы без дополнительных аппаратурных затрат.

Высокая эффективность алгоритма дополнительного некогерентного накопления делает целесооб-

разным его использование в радиометрических системах с синтезированием апертуры. Вместе с тем отметим, что приведенная оценка числа N является ориентировочной, и для более точного его определения необходимы теоретические и экспериментальные исследования, выходящие за рамки настоящей работы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей статье получены квазиоптимальные алгоритмы цифровой обработки узкополосных и широкополосных сигналов в радиометрических системах с синтезированием апертуры, приведены функциональные схемы соответствующих устройств обработки. Показано, что эти устройства

просты в реализации, а показатели их качества близки к теоретически предельным. Рассмотрен алгоритм некогерентного накопления изображений, позволяющий без дополнительных аппаратурных затрат существенно повысить чувствительность радиометрических систем.

- Левин Б. Р. Теоретические основы статистической радиотехники. Кн. первая. — М.: Сов. радио, 1969.—752 с.
Пискорж В. В. Цифровой алгоритм измерения частоты и фазы неизвестного сигнала // Радиотехника.—1991.—№ 10.—С. 75—77.
Пискорж В. В., Кирилюк В. М. Верещак А. П. Радиометрические системы с синтезированием апертуры. I. Потенциальные возможности // Космічна наука і технологія.—1995.—1, № 2—6.—С. 18—26.
Фалькович С. Е., Хомяков Э. Н. Статистическая теория измерительных радиосистем. — М.: Радио и связь, 1981.—288 с.

УДК 621.315.3+533.9

Исследование явлений блистеринга и флекинга в материалах космической оптики под воздействием факторов космического пространства

В. В. Абраимов¹, Ф. Лура², Л. Боне², Н. И. Величко¹,
А. М. Маркус¹, Н. Н. Агашкова¹, Л. А. Мирзоева³

¹Фізико-технічний інститут низьких температур ім. Б. І. Веркіна НАН України, Харків

²Інститут космічної сенсорики Німецького аерокосмічного агентства, Берлін

³ВНІЦ Державного оптичного інституту ім. С. І. Вавилова, Санкт-Петербург, Росія

Надійшла до редакції 25.01.95

В работе представляются результаты экспериментального исследования взаимодействия факторов космического пространства — излучения протонов и электронов (с энергиями $E = 160$ кэВ), излучения заатмосферного Солнца (включая ВУФ-излучение) в интервале длин волн $\lambda 5—2500$ нм на отражающую способность зеркал масштабных моделей ИК-приборов и других материалов космической оптики. Обнаружено явление блистеринга и флекинга — образование на поверхности диэлектрических материалов (зеркала, стекла и др.) сложных дефектных структур в виде круглых углублений кратерообразной формы размером 2—5 мкм (явление флекинга), а также вздутий пленки алюминия и серебра над поверхностью зеркал размерами 10—50 мкм (блестеринг) при их облучении протонами с энергией $E = 160$ кэВ. Экспериментально обнаружено, что процесс блистерообразования и флекинга происходит скачкообразно за малое $\Delta t = 1—2$ с время по достижении критической дозы облучения Φ_{kp} , которая при температуре $T = 340$ К оказалась равной $\Phi_{kp} \approx 6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$. Показано, что плотность блистеров и дефектов флекинга существенно зависит от дозы облучения и температуры облучающихся зеркал. Данное явление объясняется образованием водорода при рекомбинации протона с электроном ($p^+ + e^- \rightarrow H$) в веществе, который собирается в пузырьки, лежащие в тонком приповерхностном слое стекла на длинах пробега протонов $\xi_p = 2$ мкм. При достижении давления водорода в полостях, превышающих предел прочности материалов космической оптики от, наступает хрупкое разрушение стекла с зеркальными покрытиями и защитным слоем (флекинг) или всputчивание пластичных пленок алюминия (и серебра) над поверхностью зеркал. В обоих случаях наблюдается своеобразная «космическая эрозия» поверхности зеркал, которая приводит к существенному уменьшению их отражающей способности в широком спектральном интервале. Полученные в работе экспериментальные результаты трактуются в рамках существующих моделей блистерообразования при воздействии ионов гелия (He^+) и дейтерия (D^+) на металлические материалы, используемые при создании термоядерного реактора. Данные экспериментов качественно согласуются с теорией блистеринга, развитой Ю. В. Мартыненко.

ВВЕДЕНИЕ

Интенсивное развитие космической техники на современном этапе поставило целый ряд сложных и комплексных задач как в области разработки и создания космических систем нового поколения,

так и в области космического материаловедения. В области создания новых космических систем про-слеживаются следующие основные тенденции:

1. Время жизни космических аппаратов составляет 5—7 лет (иногда 10 лет).
2. Разработка и создание негерметизированных

космических систем, которые эксплуатируются на разных высотах ($250 \text{ км} < H < 80000 \text{ км}$) в радиационных поясах Земли под воздействием сильно-действующих факторов космического пространства (ФКП): одновременного влияния корпускулярного излучения протонов p^+ и электронов e^- в широком интервале энергий ($30 \text{ кэВ} < E < 10 \text{ МэВ}$), излучения заатмосферного Солнца, включая ВУФ-излучение ($\lambda = 50—2500 \text{ нм}$), термоциклирования в интервале температур $77—400 \text{ К}$ (иногда $4.2—400 \text{ К}$), глубокого вакуума 10^{-7} торр , влияния атомарного кислорода на малых орбитах ($200 \text{ км} < H < 800 \text{ км}$) с энергией частиц $E = 5 \text{ эВ}$ и некоторых других факторов.

3. Широкое применение в космических системах новых полимерных и композиционных материалов, обладающих целым рядом требуемых свойств: углепластиков и стеклопластиков, имеющих высокую удельную прочность, металло-полимерных композитов, обладающих высокой радиационной стойкостью, пленок на базе полииамида (каптона), майлара и других полимеров с покрытиями из алюминия и полимерных композиций, которые используются в качестве терморегулирующих покрытий (ТРП) КА и их элементов. Особую группу занимают материалы космической оптики, используемые при создании астрофизических приборов, работающих в открытом космосе в широком интервале длин волн: в УФ-области, в видимом интервале, в ИК-диапазоне ($2—100 \text{ мкм}$), материалы зеркал и других оптических систем, используемых при создании солнечных энергетических установок для трансформации солнечной энергии из космоса на Землю, а также другие материалы оптико-электронных приборов нового поколения. Анализ эксплуатации оптических систем КА США (типа телескопа Хаббла), а также оптических телескопов стран СНГ показал, что некоторые ИК-приборы по истечении времени ($7—9 \text{ месяцев}$, иногда одного года) их полета в радиационных поясах Земли, резко уменьшают отражательную способность зеркал, что влечет за собой существенное уменьшение чувствительности всей оптической системы в целом (в десятки, иногда и более раз).

С другой стороны известно, что важнейшими задачами космического материаловедения на современном этапе являются: комплексные исследования физико-механических свойств материалов КА под воздействием ФКП (имитируемых лабораторно), выдача научно обоснованных рекомендаций по применению материалов в элементах и конструкциях КА, а также прогнозирование поведения материалов в космосе при их длительной эксплуатации. Решение и практическая реализация указан-

ных основных задач космического материаловедения достигается в настоящее время двумя традиционными путями.

1. Проведение натурных испытаний, т. е. экспонирование образцов материалов на орбитальных станциях (типа «Мир», «Шаттл» и др.) с последующим исследованием их физико-механических свойств на Земле. Подчеркнем, что такого типа эксперименты весьма дороги.

2. Создание в земных условиях имитационного оборудования для наиболее полной имитации перечисленных выше сильно-действующих ФКП с последующим комплексным изучением физико-механических свойств новых материалов как непосредственно в имитаторах (т. е. под воздействием облучения, механических напряжений, циклирования температуры, электрических и магнитных полей), так и исследования оптических, механических, диэлектрических, структурных и других свойств облученных материалов с целью выдачи обоснованных рекомендаций по их работоспособности и применению в космической технике.

Третий — нетрадиционный путь, который концептуально является весьма важным (при наличии надежной лабораторной имитации основных ФКП), — это изучение воздействия ФКП на работоспособность и основные параметры масштабных моделей КА, а не на сами изделия в целом, помещенные в большие вакуумные камеры. При данном уровне развития имитационного оборудования этот путь принципиально реализуем, так как проведение облучения пучками протонов, электронов, ионов верхних слоев атмосферы и так далее производят в ускорителях на площадях $S \approx 100—150 \text{ см}^2$. При увеличении площади облучения происходит резкое уменьшение удельной интенсивности пучков (т. е. становится практически невозможной ускоренная имитация ФКП). Третий путь обоснован с финансовой точки зрения, так как цена таких исследований на два-три порядка ниже, чем имитация на габаритных изделиях в больших вакуумных камерах, создание которых требует также больших затрат.

Имитация воздействия ФКП на масштабные модели КА является физически обоснованной (в статистическом смысле) с точки зрения усреднения основных рабочих параметров масштабных моделей КА по объему, площади, времени воздействия ФКП, а также по тождественности результатов измерений на габаритных изделиях и их масштабных моделях.

Именно эти обстоятельства предопределили физическую постановку и практическую реализацию данной работы, которая проводилась в отделе кос-

мического материаловедения НТК ФТИНТ НАН Украины совместно со специалистами ВНЦ ГОИ им. С. И. Вавилова, а также Института космической сенсорики Берлинского центра Немецкого аэрокосмического агентства (DLR). Целью работы являлось исследование воздействия ФКП, имитируемых лабораторно, на работоспособность упрощенной масштабной модели ИК-телескопа, состоящей из объектива, бленды (изготовленной из разных материалов) и каркаса самой масштабной модели. Насколько нам известно, публикаций по аналогичным исследованиям нет. В условиях воздействия на масштабную модель ФКП ставилась задача определить:

- Физические механизмы, приводящие к резкому уменьшению отражающей способности зеркал.
- Причины изменения качества отражающей поверхности зеркал — нарушение целостности защитной пленки, алюминиевого покрытия, слоя стекла на объективе ИК-телескопа.
- Вклад каждого типа воздействия (корпускулярного и электромагнитного) в деградацию свойств материалов, процессы потери массы материалов масштабной модели и переконденсацию продуктов газовыделений, а также механизмы радиационного дефектообразования под влиянием протонов, электронов, электромагнитного излучения Солнца (включая ВУФ-излучение).

- Качественные значения массопотерь материалов бленды — эмали АК-243 и аримидной ткани.
- Механизмы образования криоосадков на отражающих поверхностях зеркал.
- Воздействие ФКП на модельные материалы космической оптики, изготовленные из чистого стекла с напыленными пленками алюминия и серебра.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ОБЪЕКТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

В качестве объектов исследования в работе использовали масштабные модели ИК-телескопа, применяемого для изучения экологического состояния Земли из космоса, схема которого показана на рис. 1. Модель телескопа включала зеркало 1, закрепленное в медном стакане 2. Зеркало окружено блендою 3 из аримидной ткани и жесткого элемента, покрытого с внутренней стороны эмалью АК-243. Коэффициент черноты бленды имел исходное значение $\varepsilon = 0.95$. Длина модели — 200 мм, диаметр переднего среза бленды $D = 80$ мм, диаметр зеркала $d = 60$ мм, боковая поверхность бленды $S = 2 \cdot 10^3$ мм^2 . Зеркало (объектив) в каждой из исследованных масштабных моделей представляло собой композитный материал, состоящий из

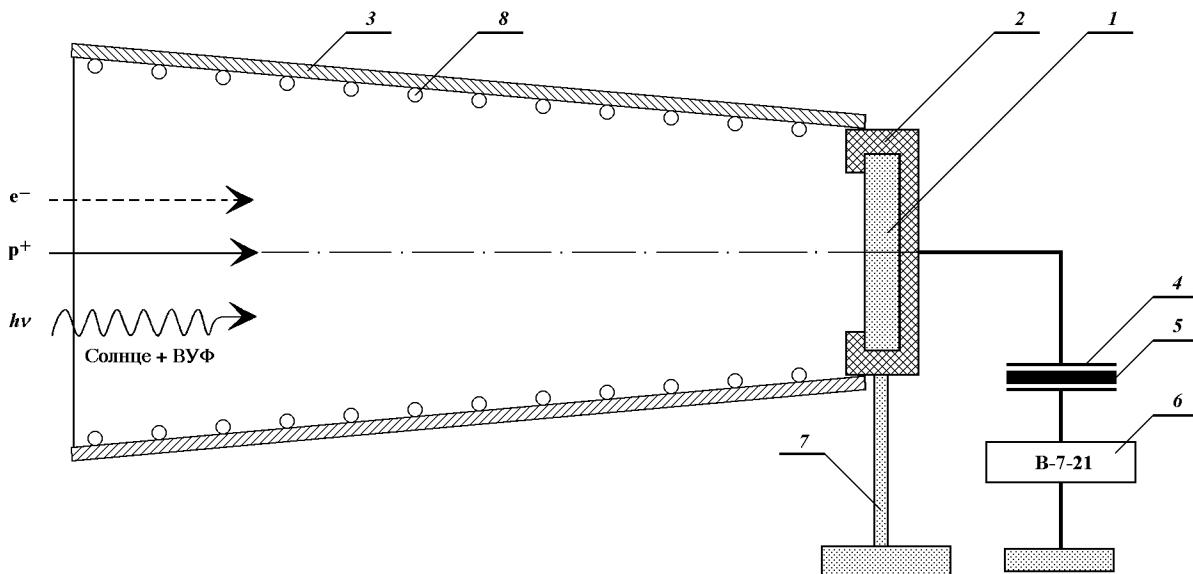


Рис. 1. Схема упрощенной модели оптической системы, работающей в радиационных поясах Земли: 1 — зеркало (объектив); 2 — медный стакан; 3 — бленда ($\varepsilon = 0.95$); 4 — пластины конденсатора; 5 — изолятор (Ф-4); 6 — блок измерения тока и числа частиц; 7 — опора (изолятор); 8 — каркас (нержавеющая сталь)

бериллиевой шайбы диаметром 60 мм, толщиной 10 мм и напеченного на нее стекла толщиной 0.5 мм, на которое напылены отражающий слой алюминия толщиной 100 нм и защитный слой SiO_2 толщиной 100 нм. Исходный коэффициент отражения зеркала в интервале длин волн 1—3 мкм составлял 83 %.

Вторым объектом исследования были стеклянные шайбы диаметром 35 мм и толщиной 4 мм. Пленки серебра и алюминия толщиной 100 нм наносились путем испарения металла чистотой 99.99 % в вакууме 10^{-6} торр на половину площади стеклянных образцов.

Для решения поставленных в работе задач был использован ряд методик по наземной ускоренной имитации основных ФКП, разработанных в отделе космического материаловедения ФТИНТ НАН Украины. Воздействие на материалы и масштабные модели ИК-телескопа полным спектром электромагнитного излучения Солнца (ЭМИС) производили с помощью имитатора искусственного Солнца ИС-160 в интервале длин волн 200—2500 нм при одновременном воздействии ВУФ-излучения в интервале 5—200 нм с помощью газоструйного источника света ГИС-1. Указанная методика подробно описана Веркиным и др. (1988). Данная методика позволила исследовать ряд физико-механических свойств материалов непосредственно в поле космической радиации (т. е. под пучком в вакууме — *in situ*), а именно: механические, электрофизические свойства, потерю массы материалов (с чувствительностью 10^{-4} г), исследование процессов газовыделений материалов масс-спектрометрическим методом (Абраимов и др., 1989а, 1989б, 1992; Abraimov et al., 1993). Облучение материалов и масштабных моделей протонами и электронами с энергиями 50—200 кэВ производили на протонно-электронном ускорителе ПЭИ-1 (Маркус и др., 1986) с совмещенными пучками, которые вводились в вакуумную камеру ($P = 5 \cdot 10^{-6}$ торр*), где размещалась масштабная модель или зеркало со слоями Al или Ag. Во всех сериях проведенных экспериментов облучение корпускулярным излучением проводилось как совместно, так и раздельно (только протонами). Энергия протонов и электронов составляла величину $E = 160$ кэВ, плотность тока $j = 0.11$ мкА/см², доза облучения изменялась в интервале $\Phi = 10^{15}—2 \cdot 10^{17}$ см⁻². Регистрацию пучков осуществляли по методу нулевого тока. Микроамперметр, соединяющий образцы с «землей», фиксиро-

вал ток $I = 0$ в процессе облучения. Вторичная электронная эмиссия с образца подавлялась металлической калибровочной диафрагмой с потенциалом $U = -250$ В. Сканирование пучков по площади зеркала осуществляли с помощью системы развертки. Совместное облучение протонами и электронами было необходимо для имитации электронейтральности плазмы, реально существующей в космосе. Все эксперименты по воздействию факторов космического пространства на структурное совершенство и топологию поверхности зеркал можно разбить на три серии.

В первой серии экспериментов масштабная модель была заземлена, отсутствовал конденсатор 4 с изолятором 5 (рис. 1), т. е. облучение проводилось без накопления заряда на масштабной модели. Отметим, что указанная традиционная схема облучения применялась как в настоящей работе, так и ранее (см. Вернов, 1983) при имитации радиационных поясов Земли. После облучения p^+ и e^- фиксированной дозой методами оптической и растровой микроскопии исследовали топологию поверхности зеркал с помощью микроскопов МИМ-8, РЭМ 200 У, проводили измерение коэффициентов отражения зеркал $R(\lambda)$ в интервале 0.75—3 мкм, а также измерение потери массы всей блонды и кинетику потери массы аримидной ткани и эмали АК-243 в интервале температур 60—140 °C с помощью специальных вакуумных весов, встроенных в камеру имитатора.

Во второй серии экспериментов облучение масштабной модели протонами и электронами (или отдельно протонами) проводили с накоплением заряда на масштабной модели (рис. 1), что вызывало подъем потенциала по отношению к земле согласно выражению $\delta U = \delta Q / (\delta C)$, где δQ — избыточный заряд, δC — емкость объекта. Для ограничения увеличения потенциала, максимальное значение которого составляет $U = 20$ кэВ, устанавливали разрядное устройство (прокладку фторопласта толщиной 2 мм) между пластинами конденсатора 4. Момент пробоя фиксировали по изменению тока, протекающего через блок 6 (рис. 1). Данной методикой облучения приближали имитацию тех процессов в масштабной модели, которые реально происходят в космосе на объекте. Предложенная методика облучения p^+ и e^- с накоплением заряда, по нашему мнению, должна была воспроизводить кинетику электрофизических процессов, происходящих в масштабной модели КА, адекватно тем процессам, которые реализуются в объектах, изготовленных из диэлектрических материалов (стекла, полимеров, эмалей и т. д.), обладающих большим электросопротивлением $\rho_v = 10^{14}—10^{15}$ Ом·см)

* 1 торр = 1 мм рт. ст. = 133.322 Па (Ред.)

при их полете в квазинейтральной плазме радиационных поясов Земли.

После совместного облучения протонами и электронами (или только протонами) и исследования свойств поверхности масштабных моделей ИК-телескопа, а также зеркал (с пленками Al и Ag), объекты подвергались совместному облучению электромагнитным излучением Солнца (ЭМИС) и ВУФ-излучением в течение 50–100 ч при нормальном падении квантов света на их поверхность. Как и в случае облучения электронами и протонами, при фиксированной дозе облучения Солнца + ВУФ-излучения, исследовали структурное совершенство поверхности зеркал, измеряли коэффициенты отражения $R(\lambda)$ в интервале 0.75–3 мкм и кинетику потери массы материалов объекта и всей масштабной модели. В процессе всех типов облучений в четырех точках масштабной модели (на объективе и в трех точках на бленде) проводили измерение температуры с помощью полупроводниковых датчиков GaAs с чувствительностью 0.1 К.

В экспериментах третьей серии облучение зеркал (с пленками Al и Ag), а также исходных стекол проводили только протонами с энергией $E = 160$ кэВ и дозами в интервале $\Phi = 10^{15} - 2 \cdot 10^{17}$ см⁻², после чего исследовали топологию облученных поверхностей и коэффициенты отражения в том же интервале ИК-спектра. Измерение потери массы аримидной ткани и эмали АК-243 проводили в вакууме $P = 10^{-7}$ торр при фиксированной температуре в интервале $T = 60 - 140$ °C в течение 8 ч с чувствительностью 10^{-4} г.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Эксперименты первой серии. Отметим, что в первой серии экспериментов при облучении протонами и электронами медный стакан (держатель объектива 2) был заземлен, т. е. происходило стекание заряда и выравнивание потенциала по всей поверхности масштабной модели.

На рис. 2 приведены структура исходного зеркала (а), типичная структура зеркала с границей облучения (стрелки A) (б) и фотографии характерных участков облученного дозой $\Phi = 10^{16}$ см⁻² зеркала (в, г). Наблюдались следующие основные особенности дефектной структуры зеркал и топологии их поверхности. В результате облучения корпускулярным излучением на поверхности зеркал появились дефекты в виде кратеров круглой формы с характерным диаметром 2–5 мкм. Данные дефекты были равномерно распределены по всему полю облучения. Часть указанных дефектов боль-

шого размера, диаметр которых имел величину 10–20 мкм, формировались в скопления в виде линий (стрелка B, рис. 2, в) с равномерно распределенными на них точками. Линии с дефектами также равномерно распределялись под разными углами по облучаемой поверхности. Детальное исследование указанных дефектов в растровом и интерференционном микроскопах позволило определить, что наблюдаемые дефекты представляют собой углубления (кратеры) практически полусферической формы с диаметром от 2 до 10 мкм (рис. 2, г). Во всех случаях наблюдали отрыв алюминия и защитной пленки SiO₂ от поверхности зеркала. Особенно подчеркнем, что обнаруженные в настоящей работе дефекты на поверхности зеркал, облученных протонами и электронами дозой $\Phi = 10^{16}$ см⁻², можно интерпретировать как проявление эффектов «блестеринга» (вспучивание) и «флексинга» (отшелушивание) в диэлектрических материалах космической оптики, в данном случае в стекле с напыленными алюминиевыми пленками и защитным слоем. Ниже будет описано различие двух процессов, происходящих в приповерхностных слоях зеркал при их облучении протонами.

Эксперименты второй серии. Отметим, что в этой группе экспериментов облучение модели протонами и электронами производилось с накоплением заряда по схеме, изложенной в методике данной работы, т. е. с максимальным приближением к реальным условиям полета космического аппарата в радиационных поясах Земли, до напряжений 20 кВ, при котором наступал пробой фторопласта 5 конденсатора 4 (рис. 1), масштабная модель была изолирована от земли. Таким образом, в модели происходили такие электрофизические процессы, которые максимально приближались к реальным процессам в оптической системе при ее движении в радиационных поясах Земли.

На рис. 3 приведены типичные дефектные структуры поверхности зеркала после совместного облучения (p^+ и e^-) дозой $\Phi = 10^{16}$ см⁻². Наблюдались следующие основные характерные особенности в образовании дефектов облученных зеркал. Как и в экспериментах первой серии, наблюдали явления «блестеринга» и «флексинга», т. е. образование углублений круглой формы в виде кратеров в стекле (стрелки A, рис. 3, а, б), отрыв алюминия и защитной пленки от поверхности стекла (стрелка B, рис. 3, в). Плотность указанных дефектов в данном случае весьма высока и имела значение $\rho = 10^4 - 10^5$ см⁻². Дефекты данного сорта также равномерно распределялись по полу облучения. Однако в этом случае появились новые типы дефектов: треки, широкие полосы каскадных пробоев в стек-

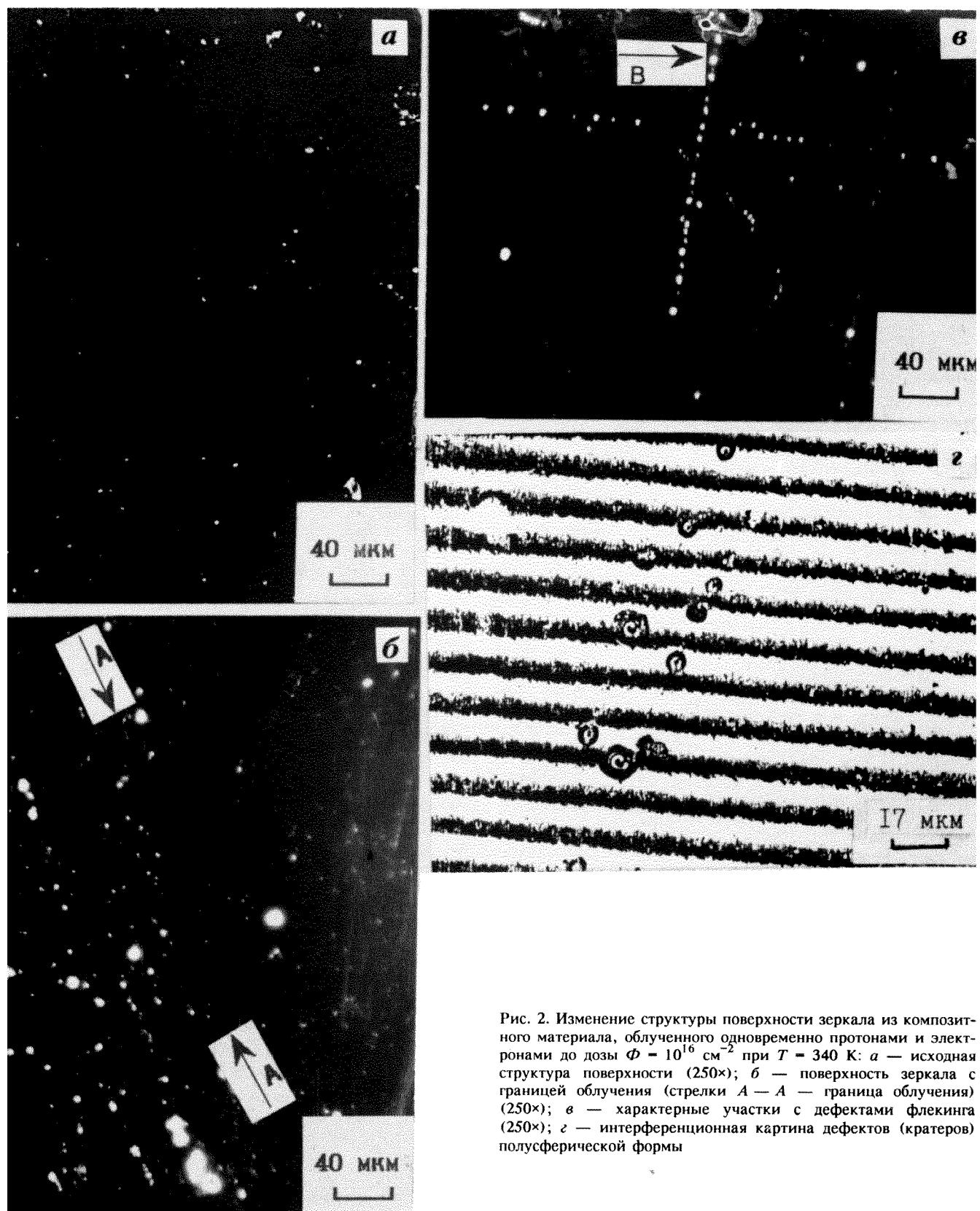


Рис. 2. Изменение структуры поверхности зеркала из композитного материала, облученного одновременно протонами и электронами до дозы $\Phi = 10^{16} \text{ см}^{-2}$ при $T = 340 \text{ К}$: *а* — исходная структура поверхности (250 \times); *б* — поверхность зеркала с границей облучения (стрелки *A* — *A* — граница облучения) (250 \times); *в* — характерные участки с дефектами флексинга (250 \times); *г* — интерференционная картина дефектов (кратеров) полусферической формы

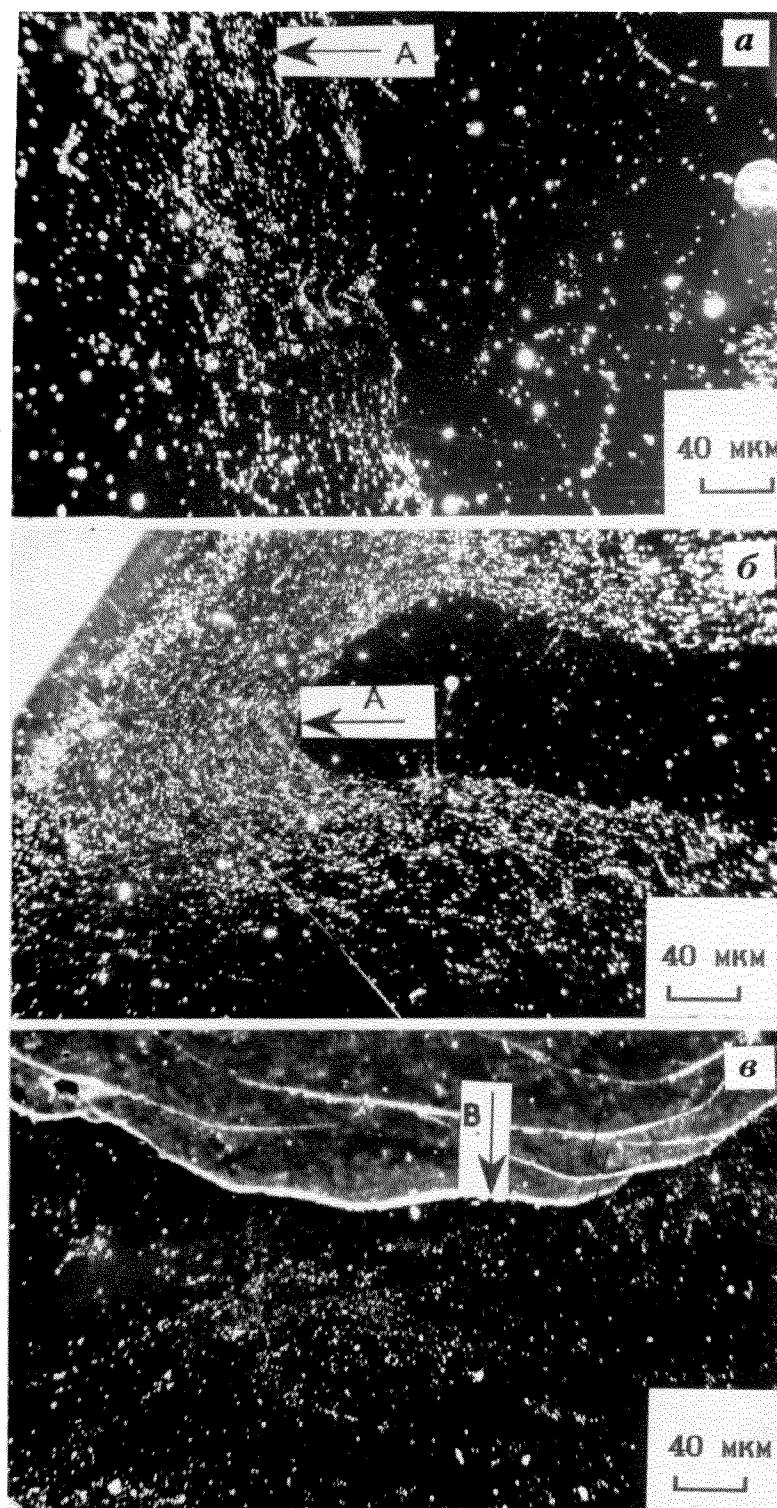


Рис. 3. Типичные дефектные структуры флекинга и внутренних пробоев в зеркале (а, б) после совместного облучения протонами и электронами дозой 10^{16} см^{-2} (стрелки А) и отрыв слоя алюминия (в) по периметру зеркала (верхняя часть — структура после отрыва алюминия, виден рельеф стекла и бериллия; стрелка В) (250×)

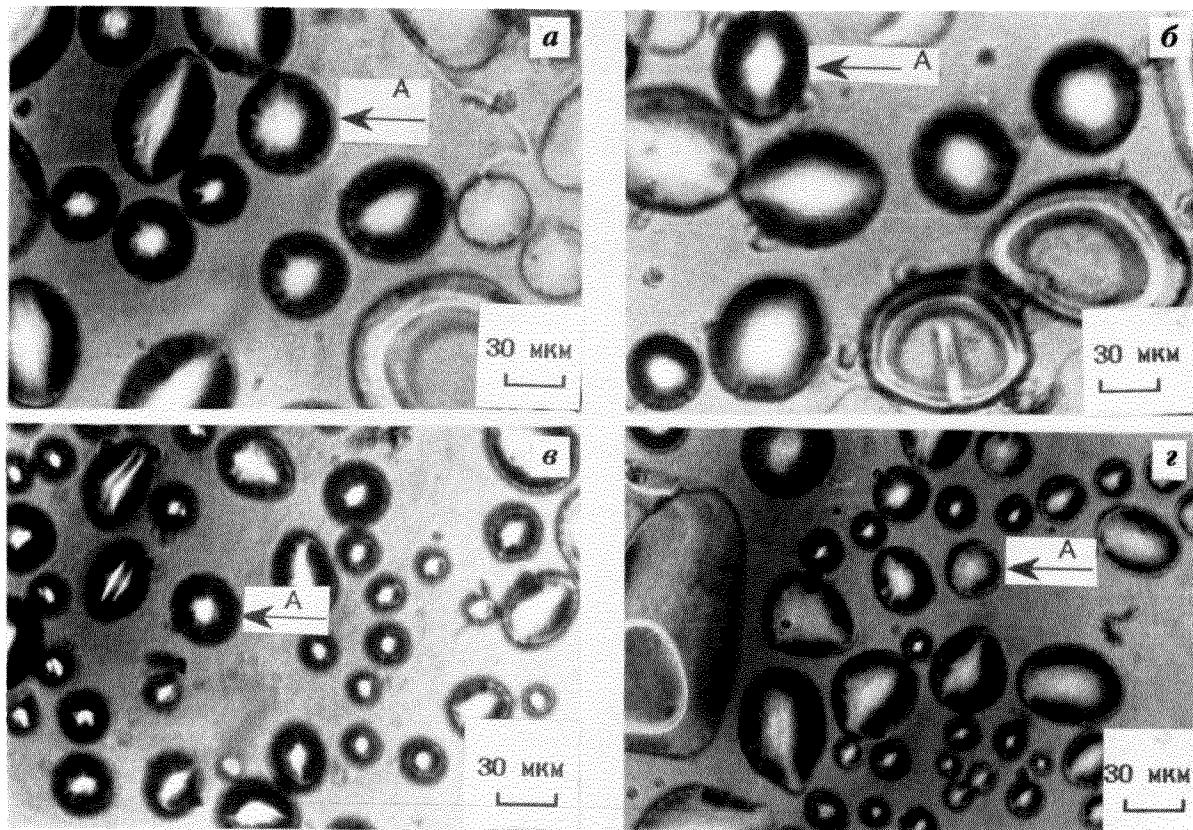


Рис. 4. Блистеринг на поверхности зеркал — характерные вздутия пленок алюминия и серебра (стрелки A) после облучения протонами дозой $\Phi = 10^{16} \text{ см}^{-2}$ (330 \times): а, б — при $T = 340 \text{ К}$; в, г — при $T = 490 \text{ К}$

ле. На рис. 3, а (стрелка A) хорошо видно образование «лавин» и «ливней пробоя» на поверхности зеркал и стекание зарядов от центра на край зеркала (стрелка A, рис. 3, б), т. е. в область максимальной напряженности электрического поля. Более чем на 1/3 части по периметру зеркала произошел полный отрыв слоя алюминия в виде кольца шириной 4—5 мм. Это хорошо видно из рис. 3, в (стрелка В). В микроскопе наблюдается слой стекла и текстура берилля (верхняя часть рис. 3, в). Видна характерная картина подготовки отрыва слоя алюминия от стекла. Видно, что у края зеркала плотность дефектов внутри широких линий «лавин» значительно превышает плотность дефектов в центральной части зеркала (рис. 3, б).

После облучения p^+ и e^- дозой $\Phi = 10^{16} \text{ см}^{-2}$ масштабная модель подвергалась облучению заатмосферным Солнцем (включая ВУФ-излучение) в течение 100 часов.

Эксперимент показал, что в этом случае (т. е. при облучении только внутренней части бленды и

объектива) на поверхности зеркала хорошо наблюдается слой криосадков, уменьшающий коэффициент отражения объектива. Особо подчеркнем, что после облучения зеркал электромагнитным излучением Солнца (включая ВУФ-излучение), новых дефектов на их поверхности (т. е. дефектов в виде «блестеров») обнаружено не было. Анализ структуры после результирующего влияния $p^+ + e^-$ и ЭМИС-излучения показал, что в областях отрыва алюминиевой пленки (в полосе по периметру зеркала) наблюдается сильное растрескивание поверхности стекла. Это вызвано, по-видимому, резким градиентом температуры на границе отражения от алюминия и нижнего слоя берилля зеркала, что вызывает появление термоупругих напряжений в пограничной области и, как следствие, образование трещин. Таким образом, в представленных двух сериях экспериментов процесс блистеринга и флексинга, вызванный облучением зеркал протонами с энергией $E = 160 \text{ кэВ}$ полным флюенсом $\Phi = 10^{16} \text{ см}^{-2}$, приводит к своеобразной «косми-

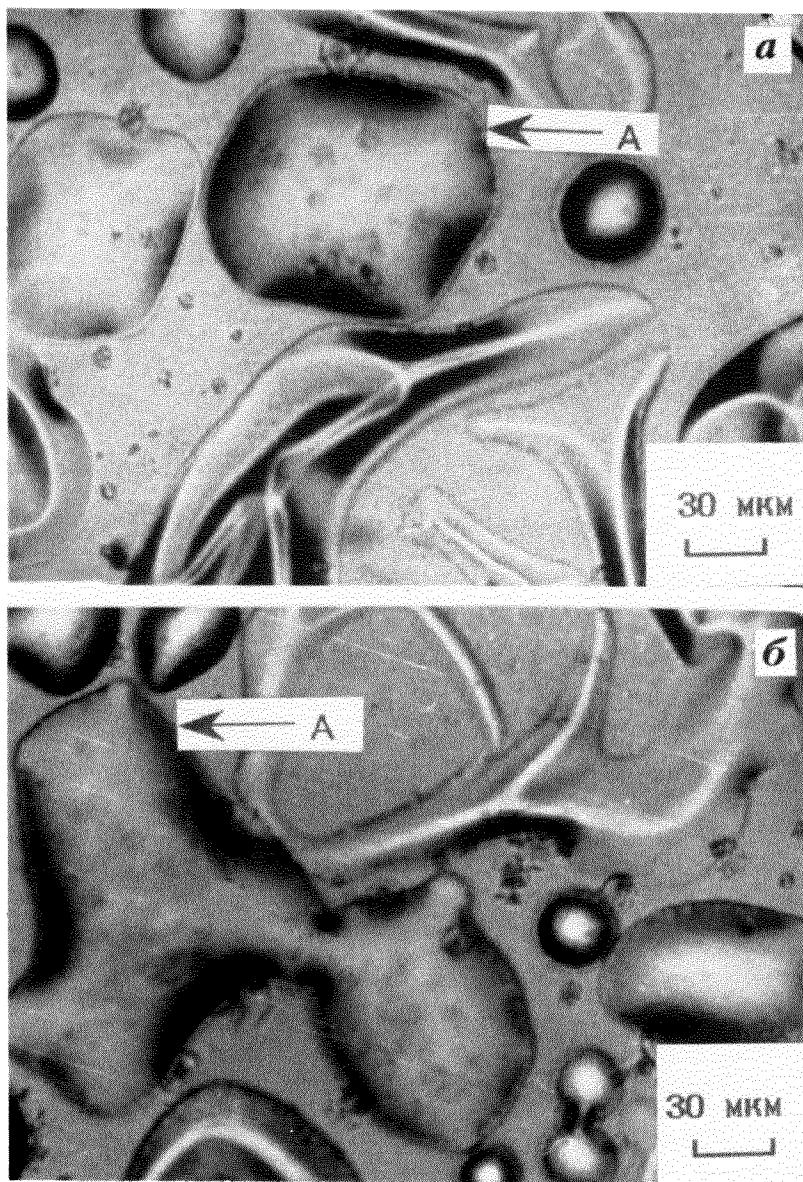


Рис. 5. Блистеринг на поверхности зеркал (вздутия пленок алюминия и серебра, стрелки A) после облучения протонами дозой $\Phi = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$, $T = 490 \text{ K}$ (330×)

ческой эрозии» поверхности диэлектрических материалов, работающих в открытом космосе под влиянием потоков частиц радиационных поясов Земли.

Эксперименты третьей серии. В данной серии экспериментов облучение стеклянных образцов с пленками алюминия и серебра осуществлялось только протонами p^+ . Третья серия экспериментов была проведена для моделирования и углубленного изучения результатов экспериментов первой и второй серий. Пучок протонов площадью $S = 4 \text{ см}^2$ падал на образец таким образом, что одновременно

облучались чистое стекло и зеркальная поверхность с напыленными пленками алюминия или серебра. Энергия пучка протонов составляла $E = 150 \text{ кэВ}$, плотность тока пучка на образце $j = 2-3 \text{ мКА/см}^2$, доза — $\Phi = 10^{15}-2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$. Как и в первом случае, вторичная эмиссия электронов с поверхности образца подавлялась отрицательным потенциалом $U = -250 \text{ В}$, подаваемым на калибровочную диафрагму перед образцом. В третьей серии экспериментов облучение проводилось в вакууме $P = 10^{-6} \text{ торр}$ в интервале температур $T =$

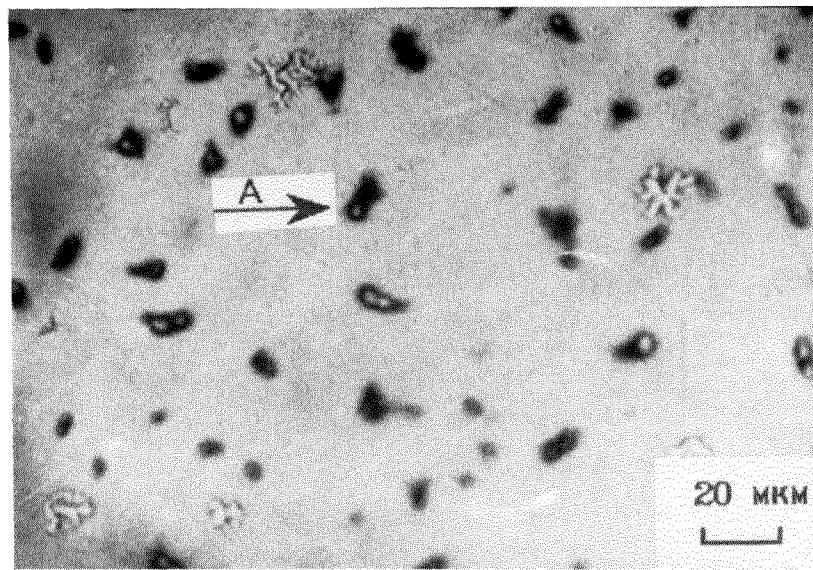


Рис. 6. Дефекты флекинга в чистом стекле после облучения протонами дозой $\Phi = 10^{16} \text{ см}^{-2}$ (стрелки A) (500 \times)

$= 340\text{--}490 \text{ К}$. На рис. 4 и 5 представлены характерные дефектные структуры зеркальных поверхностей с напыленными пленками Al и Ag, а также топология поверхности чистого стекла после облучения протонами при фиксированных дозах (рис 6). Особо отметим, что в экспериментах третьей серии наблюдается два характерных класса дефектов. На зеркальных поверхностях имеет место истинный «блисторинг» (т. е. «пузыри», «воздутия») пленок Al и Ag над стеклом (стрелки A рис. 4). Размеры этих дефектов и их плотность существенно зависели от дозы облучения и температуры мишени. Так для температуры 340 К в работе была определена критическая доза Φ_{kp} облучения, при которой наблюдали первые блистеры (рис. 4, *a, b*, стрелки A). Особо подчеркнем, что процесс появления первых блистеров происходил по достижении Φ_{kp} скачкообразно в течение нескольких секунд. Многочисленные эксперименты показали, что на разных образцах стекол из одной партии критическая доза протонов, приводящая к блистеробразованию, имела значение $\Phi_{kp} = 5 \cdot 10^{15} \text{--} 7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$. Подчеркнем, что указанная доза облучения совпадает с годичным интегральным флюенсом протонов, падающих на космический аппарат, находящийся на геостационарной ($H = 36000 \text{ км}$) орбите — $\Phi = 6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$. При флюенсе протонов $\Phi = 10^{16} \text{ см}^{-2}$ и температуре образца $T = 340 \text{ К}$ наблюдалась высокая плотность

блистеров, которые равномерно заполняли все поле облучения. Диаметр блистеров был приблизительно одинаков для указанных доз и составлял $d = 30\text{--}60 \text{ мкм}$. Плотность блистеров для дозы протонов $\Phi = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ составляла величину $\rho = 10^4 \text{ см}^{-2}$, а для дозы $\Phi = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ и температуры $T = 340 \text{ К}$ соответственно $3 \cdot 10^4 \text{ см}^{-2}$. При увеличении дозы облучения и температуры наблюдалась коалесценция блистеров, последние объединялись друг с другом, при этом очертания дефектов приобретали самые разные геометрические формы. Это хорошо видно на рис. 5 (стрелки A), где представлены характерные блистеры для дозы $\Phi = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ и температуры мишени $T = 490 \text{ К}$. При температуре облучения $T = 490 \text{ К}$ плотность блистеров на поверхности зеркал имела величину $\rho = 1.4 \cdot 10^5 \text{ см}^{-2}$ при флюенсе $\Phi = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$, т. е. для указанного флюенса при переходе от температуры $T = 340 \text{ К}$ к температуре $T = 490 \text{ К}$ плотность блистеров увеличивалась почти на порядок. Этот экспериментальный результат хорошо согласуется с теоретическими представлениями о механизмах блистеробразования (Мартыненко, 1979), скорость которого зависит от диффузационной подвижности атомов водорода (что будет видно из дальнейшего изложения). Эксперименты показали, что облучение протонами чистого стекла критической дозой $\Phi_{kp} = 6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ приводит к появлению дефектов, аналогичных дефектам на поверхности композитного зеркала в

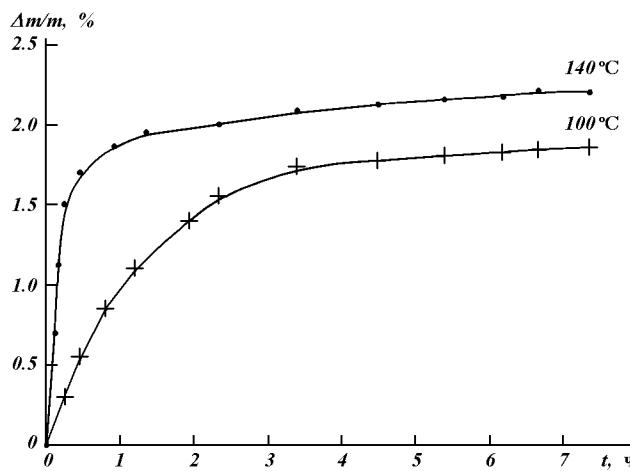


Рис. 7. Кинетика потери массы аримидной ткани в вакууме 10^{-7} торр при $T = 140$ °C

первой серии экспериментов, т. е. к появлению полусферических углублений кратерообразной формы с характерным диаметром 2—5 мкм, что хорошо видно из рис. 6 (стрелки A). При увеличении дозы облучения и температуры мишени плотность дефектов резко увеличилась.

На рис. 7 приведены типичные результаты по измерению кинетики потери массы аримидной ткани в вакууме 10^{-7} торр при $T = 140$ °C в течение 8 ч. Видно, что максимальное значение $\Delta m/m_0$ имеет величину 2 %, и кинетика процесса такова, что основная потеря массы происходит за время 1—1.5 ч.

ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Обсудим теперь возможные причины образования сложных дефектных структур на поверхности зеркал при их облучении протонами и электронами дозами, превышающими критическую дозу $\Phi_{kp} = 6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$, которые могут быть одной из причин резкого снижения отражательной способности зеркал, используемых в космической оптике, что может приводить к снижению чувствительности регистрирующей аппаратуры оптических приборов, работающих в открытом космосе.

Основные механизмы образования дефектных структур на поверхности зеркал, по нашему мнению, следующие. Первая группа механизмов — это возможные электрофизические механизмы при облучении зеркал протонами и электронами, которые

схематически показаны на рис. 8. Вторая группа механизмов — это образование криосадков на зеркалах, вызываемое процессом газовыделений из материалов бленды при ее облучении заатмосферным Солнцем + ВУФ-излучением и образование на поверхности зеркал полимеризованных пленок под воздействием квантов ВУФ-излучения.

Эффект блистеринга и флексинга на поверхности стекла под воздействием протонов радиационных поясов Земли. Рассмотрим первую группу механизмов. Основные из них следующие: 1. Эффект блистеринга и флексинга (вспучивание и отшелушивание) — образование дефектной структуры на поверхности стекла под воздействием протонов радиационных поясов Земли. Согласно современным представлениям это происходит по следующей причине. Ранее (Primak, Luthra, 1966) обнаружено образование пузырей на поверхности металлов (Cu, Ni, Al), облученных ионами гелия (He^+) и дейтерия (D^+). Это явление получило название «блестеринг» — от английского *blister* — волдырь, вспучивание. В последующем в 1970-е и 1980-е годы началось интенсивное изучение блистеринга в связи с проблемой создания термоядерного реактора, в котором материалы реактора подвергаются одновременному облучению ионами гелия, а также дейтерия и трития. Было показано, что при увеличении дозы облучения блистеры вскрываются и их крышки удаляются. Данное явление получило название «флексинг» — отшелушивание. Исследование явлений блистеринга и флексинга представляет в настоящее время большой интерес как для материаловедческой проблемы термоядерного реактора, в котором металлы (нержавеющая сталь и другие конструкционные материалы) будут облучаться ионами плохо растворимых газов (He^+ и D^+), так и с физической точки зрения, расширяющей наше понимание процессов взаимодействия атомных частиц с твердым телом. Именно с этих позиций попытаемся объяснить полученные в настоящей работе экспериментальные результаты в рамках моделей, развитых Мартыненко (1979); Гусевой, Мартыненко (1981).

При облучении протонами, глубина проникновения которых составляет $\xi_p^+ = 2$ мкм (рис. 8, a), в тонком слое материала происходит присоединение электрона к протону: $p^+ + e^- \rightarrow H$, т. е. протекает процесс образования атома водорода. Атомы водорода могут объединяться с вакансиями, созданными при облучении материала ионами, и образовывать пузырьки. При попадании в пузырек атомы водорода образуют молекулу H_2 . Такие пузырьки размером 1—10 нм действительно наблюдались (Evans, 1975) при бомбардировке металлов ионами He^+ .

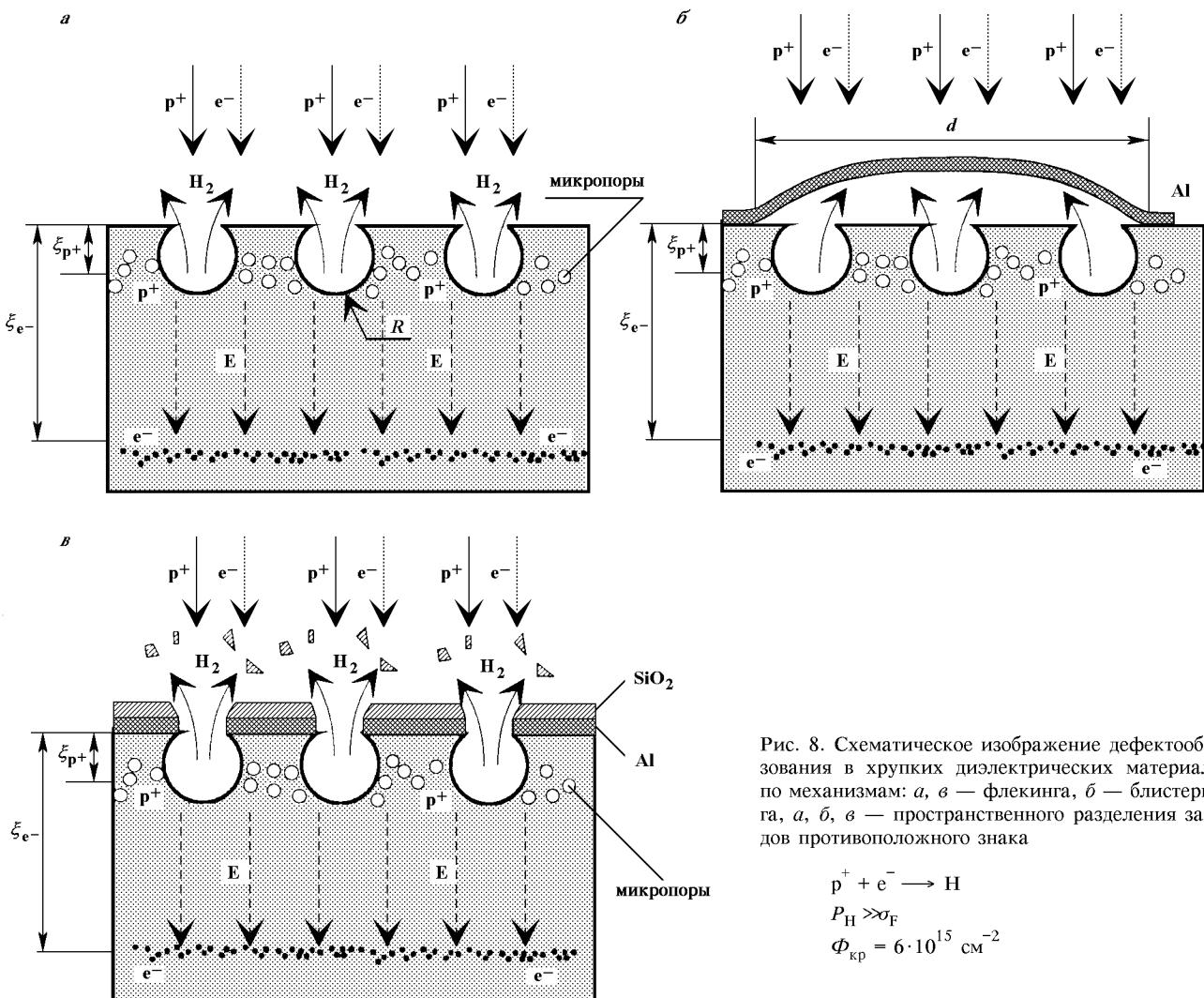
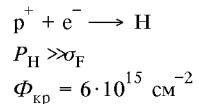


Рис. 8. Схематическое изображение дефектообразования в хрупких диэлектрических материалах по механизмам: *a, в* — флексинга, *б* — блистеринга, *a, б, в* — пространственного разделения зарядов противоположного знака



дозой несколько меньшей, чем критическая доза Φ_{kp} , при которой образуются блистеры. Ранее было получено даже распределение таких пузырьков по глубине облучаемого металла (Das, Kaminsky, 1973). Согласно модели Evans (1973) вследствие плохой растворимости газа давление в пузырьке может достигать огромных значений $P = 0.1 E$, где E — модуль Юнга материала. Оценка для стекла, например, показывает, что $P_{kp} = 700 \text{ кгс}/\text{мм}^2$. Разрыв материала в промежутках между пузырьками и образование трещин в веществе происходит на глубине свободного пробега частиц, т. е. $\xi_{p+} = 2 \text{ мкм}$ при такой критической дозе облучения Φ_{kp} , когда максимальное напряжение σ_{max} (обязанное давлению водорода в пузырьках) станет равным пределу прочности материала σ_F (в нашем

случае стекла). Поскольку стекло является хрупким материалом, вспучивание, которое имеет место в металлах, не наблюдается. Под действием возникающего давления водорода может происходить хрупкое разрушение некоторых областей стекла (экспериментально наблюдаются части сфер), лежащих в приповерхностном слое толщиной $\xi_{p+} = 2 \text{ мкм}$. Этому процессу может способствовать также наличие достаточно больших внутренних радиальных напряжений в поверхностном слое материала толщиной ξ_{p+} , обязанных внедрению водорода в стекло. Разрушение материала сопровождается отрывом указанных областей (кусков) стекла (рис. 8, *a*), а также части поверхности слоя стекла со всей расположенной на ней слоистой структурой $\text{Al} + \text{SiO}_2$ (первая и вторая группа

экспериментов), что схематически показано на рис. 8, *в*, т. е. в данном случае протекает процесс флексинга. Несколько иная картина образования дефектов на зеркальных поверхностях при облучении протонами имеет место, по нашему мнению, в третьей серии экспериментов (рис. 8, *б*). Водород, который образуется в полостях по механизму флексинга, описанному выше, выходит при разрушении поверхностного слоя не в свободное пространство, а в пограничный объем между сплошной пленкой алюминия (или серебра) и поверхностью стекла. Учитывая, что пленки Al и Ag обладают пластичностью, внутреннее давление водорода вначале отрывает пленку металла от стекла в местах расположения кратеров (первичных дефектов с размерами $d = 2\text{--}5 \text{ мкм}$), а затем пластически деформирует пленки Al и Ag. Макроскопически при этом наблюдаются дефекты в виде вздутий пленки алюминия и серебра над поверхностью стекла. Другими словами, в композитном материале стекло—алюминий наблюдается процесс образования «чистых» блистеров, аналогичных блистерам в металлах, в которых крышки блистеров также пластичны. Равновесная форма блистеров определяется в этом случае балансом сил внутреннего давления водорода, зависящего от дозы облучения, т. е. от концентрации атомов H и от величины силы адгезии пленки Al к стеклу. С этих позиций становятся понятными результаты экспериментов первой и второй серий, т. е. наличие не блистеров, а кратеров в стекле, наблюдаемые в сложном композиционном материале зеркал объектива ИК-телескопа (рис. 8, *в*), а также результаты экспериментов в космосе по эксплуатации ИК-приборов, сопровождающиеся резким уменьшением отражательной способности зеркал после 7–9 месяцев (иногда 1 года) их полета в радиационных поясах Земли. В этом случае поверхность отражающего слоя Al (100 нм) была покрыта защитным слоем хрупкого материала SiO₂, который препятствовал протеканию процесса «блестеринга», т. е. вспучивания алюминия. Явление развивалось в этом случае по механизму флексинга (рис. 8, *а*), т. е. происходил процесс образования кратеров, протекающий также в чистом стекле. Это могло привести к уменьшению отражающей способности зеркал. Следует особо подчеркнуть, что согласно ранним исследованиям в металлах (Das et al., 1975), блистеринг и флексинг являются явлениями повторяющимися, т. е. возможно образование дефектов блистеринга и флексинга следующих поколений при достижении новой критической дозы облучения Φ_{kp} . Эксперименты, проведенные в настоящей работе, показали, что критическая доза (протоны) флексинга в стекле

и в зеркале, найденная экспериментально, имела значение $\Phi_{kp} = 6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$. Сравним данную величину с критической дозой блистеробразования, предсказываемой теорией Мартыненко (1979). Согласно данной теории, образование блистеров в пластичных материалах и флексинга в хрупких веществах происходит по достижении критической дозы Φ_{kp} , которая определяется выражением:

$$\Phi_{kp} = \sigma_F / H \cdot \sqrt{\delta R^2(E)}, \quad (1)$$

где σ_F — предел прочности стекла ($\sigma_F \approx 4 \text{ кг/мм}^2$), H — энергия внедрения атома водорода в стекло ($H \approx 1.5 \text{ эВ}$), δR^2 — средние квадратичные разбросы пробегов протонов с энергией $E = 160 \text{ кэВ}$ в стекле. Подставляя численные значения в (1), получим оценку для Φ_{kp} , равную $\Phi_{kp} = 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$, что хорошо согласуется с наблюдаемой в эксперименте критической дозой блистеробразования $\Phi_{kp} = 6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$. Особо отметим, что Φ_{kp} , найденная экспериментально, равна эквивалентной годичной дозе протонов ($D = 1 \text{ год}$), падающей на космический аппарат, находящийся на геостационарной орбите. Для радиационно-жестких орбит космических аппаратов КА на высотах $300 \text{ км} < H < 1000 \text{ км}$ годичная доза облучения имеет величину $D = 10^{16} \text{ см}^{-2}$, т. е. критический флюенс протонов (или ионов) газов для образования блистеринга-флексинга будет наблюдаться уже через 6 месяцев полета космического аппарата в радиационных поясах Земли. Данное обстоятельство, по нашему мнению, следует особо учитывать при прогнозировании поведения материалов с длительной эксплуатацией в условиях открытого космоса. Отсюда следует, что работоспособность материалов космической оптики, солнечных батарей и т. д. в течение 5–10 лет напрямую зависит от нашего понимания процессов, протекающих в материалах при воздействии на них протонов и ионов (N₂, Ar и др.) верхней атмосферы Земли на малых орbitах космических аппаратов, которые приводили бы к уменьшению, а в лучшем случае — к подавлению блистеринга и флексинга в диэлектрических материалах космических аппаратов. Анализ показывает, что в пористых материалах, получаемых, например, спеканием порошков, из которых можно изготавливать изделия космических систем, процесс блистеринга и флексинга резко заторможен. Отметим, что класс диэлектрических материалов, таких как стекла, полимеры, лаки, терморегулирующие покрытия и др., применяемые при конструировании космических аппаратов нового поколения, практически не исследованы в настоящее время в

отношении их стойкости к образованию блистеринга и флексинга под воздействием протонов и ионов верхней атмосферы Земли. Фундаментальное понимание природы перехода от микроскопического механизма образования газонаполненных пузырьков размером 1—10 нм к макроскопическому проявлению процесса флексинга — отрыва больших областей вещества, т. е. к явлению «космической эрозии» поверхности материалов, а также изучение особенностей структуры указанных дефектов в растровых микроскопах типа Jeol или Катевах (с высоким разрешением), требует дальнейших интенсивных исследований.

Группа электростатических эффектов. Дополнительным механизмом появления дефектов в диэлектрических материалах при их одновременном облучении протонами и электронами может служить явление образования пространственно разделенных областей заряда противоположного знака в слое стекла, обладающего высоким значением удельного сопротивления $\rho_v = 10^{14}—10^{15}$ Ом·см. Оценки показывают, что глубина проникновения протонов с энергией $E = 160$ кэВ составляет величину $\xi_{p+} = 2$ мкм, а электронов — $\xi_{e-} = 100—150$ мкм. Таким образом, в стекле образуются две пространственно разделенные зоны зарядов противоположного знака, между которыми возникает электрическое поле высокой напряженности E (рис. 8, *a—c*). Пренебрегая флюктуациями ионизационных потерь и утечкой заряда в стекле для указанных выше флюенсов облучения, получаем следующую напряженность электрического поля E :

$$E = \sigma/\epsilon = 1.6 \cdot 10^9 \text{ В/см},$$

где σ — поверхностная плотность заряда, ϵ — диэлектрическая проницаемость стекла. Это значение значительно превышает величину напряжения пробоя в стекле ($E_{\text{пр}} = 3 \cdot 10^5$ В/см). Таким образом, наблюдаемые дополнительные дефекты в материале объектива и зеркал (эксперименты первой и второй серий) могут быть связаны с внутренними пробоями в стекле, сопровождаемые хрупким разрушением некоторых областей объектива, с последующим отрывом слоев Al + SiO₂ и выбросом вещества, сопровождающего электрический пробой. Данный механизм дефектообразования позволяет объяснить тот экспериментальный факт, что плотность дефектов во второй серии экспериментов (с накоплением электрического заряда на объективе) сильно увеличивается от центра зеркала к его краям, где реализуется максимальная напряженность электрического поля в зеркале и на его поверхности.

Электростатические процессы протекают как

внутри материала зеркала, так и в тонких приповерхностных слоях и обязаны образованию разности потенциалов между элементами самого изделия, т. е. между, например, объективом и элементами бленды.

Попытаемся объяснить отрыв алюминия по краю зеркала: напряженность электрического поля на краях зеркала будет максимальной, и образование лавин пробоя будет происходить интенсивней по всему периметру зеркал. Лавинообразные пробои могут привести к большим локальным разогревам в приповерхностных слоях стекла, резкому повышению локальной температуры. Стекло и алюминий сильно отличаются по коэффициентам теплового расширения: $\alpha_{\text{ст}} = 10^{-7}$ град⁻¹; $\alpha_{\text{ал}} = 5 \cdot 10^{-6}$ град⁻¹. Если предположить, что повышение локальной температуры в местах больших лавин происходит на несколько десятков градусов (что вполне достижимо), то напряжения на границе стекло—алюминий, обязаные разности α могут достигать:

$$\delta\sigma \approx \frac{\alpha_2 - \alpha_1}{\delta TE} \approx 10 \div 15 \text{ кг/мм}^2,$$

где E — модуль Юнга стекла. Эта величина значительно больше адгезионной прочности алюминиевого покрытия на стекле.

Таким образом, в третьей серии экспериментов (с незаземленным объективом), т. е. в ситуации реальной работы приборов в космосе, могут происходить, по нашему мнению, три основных электрофизических процесса, которые существенно влияют на тонкий алюминиевый слой и стекло, создавая в нем дефекты по разным механизмам: блистеринг и флексинг, внутренние пробои в стекле, обязаные пространственному разделению зарядов, а также внешние электрические пробои между объективом и элементами бленды.

Образование криоосадков на поверхность и зеркал. Вторая группа механизмов создания дефектов на зеркалах — это образование криоосадков. Потеря массы конструкционных материалов может происходить под влиянием следующих факторов:

- прямого попадания солнечного излучения на поверхность материалов;
- воздействие протонов и электронов радиационных поясов Земли;
- совместного воздействия Солнца и ионизирующей радиации солнечных вспышек (фоторадиационный эффект);
- газовыделения за счет повышения температуры.

Суммарная толщина осажденного слоя получается путем суммирования по всем вышеуказанным

факторам и материалам.

Оценка слоя криосадков, образующихся при потере массы аримидной ткани (рис. 7) и последующей конденсации продуктов газовыделений с равномерным осаждением вещества на всей площади зеркала диаметром 60 мм показала, что толщина пленки имеет значение $d_{kp} = 10$ мкм. Существенное уменьшение отражательной способности зеркала с пленкой криосадков следует ожидать при толщине пленки, сравнимой с длиной падающей волны ИК-излучения (точнее $\lambda/2$, т. е. при $d_{kp} = 1.5$ мкм). В поле ВУФ-излучения на поверхности объектива происходит также интенсивная полимеризация осажденного слоя, а также радиационное изменение оптических свойств, что в свою очередь несомненно может привести к уменьшению отражающей способности зеркал, работающих в условиях открытого космического пространства.

Выводы

Проведенные исследования по воздействию факторов космического пространства, имитируемых лабораторно: излучения протонов и электронов с энергией $E = 160$ кэВ, электромагнитного излучения Солнца (включая ВУФ-излучение) в интервале длин волн ($\lambda = 5$ —2500 нм) на отражательную способность зеркал масштабных моделей ИК-телескопа, а также на модельные зеркала (с пленками Al и Ag), позволяют сделать следующие основные выводы.

1. Наблюданное существенное уменьшение отражательной способности зеркал ряда ИК-приборов и устройств космической оптики при их эксплуатации в течение 7—9 месяцев в условиях открытого космоса (в радиационных поясах Земли) обуславливается образованием дефектных структур на поверхности зеркал. Основные механизмы образования этих дефектных структур, по нашему мнению, следующие:

- первая серия механизмов деградации и дефектообразования связана с электрофизическими процессами, происходящими в тонких слоях объектива (на глубине проникновения протонов и электронов — $\xi = 2$ —100 мкм);
- в работе обнаружено явление флексинга и блистеринга, т.е. образование сложных дефектных структур на поверхности композитных зеркал в виде углублений круглой кратерообразной формы размерами $d = 2$ —5 мкм (явление флексинга), а также вздутий пленок алюминия и серебра над поверхностью зеркал размерами 10—50 мкм (явление блистеринга).

2. В работе обнаружено, что процесс образования блистеринга и флексинга в стеклах зеркал элементов космической оптики происходит практически скачкообразно, за малые промежутки времени $\delta t = 1$ —2 с по достижении некоторой критической дозы облучения протонов Φ_{kp} , которая при $T = 340$ К оказалась равной $\Phi_{kp} = 6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$. Показано, что плотность блистеров и дефектов флексинга существенно зависит от дозы облучения и температуры мишени, резко увеличиваясь при повышении последней.

3. В работе показано, что блистеринг и дефекты флексинга могут рождаться под воздействием водорода, образующегося при рекомбинации протона с электроном в стекле (газовая модель блистеробразования (Мартыненко, 1979; Гусева, Мартыненко, 1981)), который собирается в пузырьки, лежащие в тонком приповерхностном слое стекла на длинах пробега протонов $\xi_{p+} = 2$ мкм. При достижении давления водорода в полостях, превышающих предел прочности вещества σ_F , может наступить хрупкое разрушение стекла, а также пленки алюминия и защитного слоя с образованием кратеров (флексинг). Наблюдается также второе явление — вспучивание пластичных пленок алюминия (или серебра) над поверхностью зеркал (блестеринг). В обоих случаях наблюдается своеобразная «космическая эрозия» поверхности зеркал, которая приводит к существенному уменьшению коэффициентов их отражения в широком спектральном интервале.

4. Проведенная в работе оценка критической дозы $\Phi_{kp} = 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ блистеробразования по теории Мартыненко (1979) показала, что данная модель дефектообразования хорошо согласуется с настоящим экспериментом, в котором критическая доза оказалась равной $\Phi_{kp} = 6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$.

5. В работе показано, что дополнительным механизмом появления дефектов в диэлектрических материалах элементов космической оптики при их одновременном облучении протонами и электронами может служить явление образования пространственно разделенных областей заряда противоположного знака за счет различной глубины проникновения этих частиц в материал, что может привести к внутренним пробоям в стекле на разном уровне (треки, лавины и т. д.).

6. Показано, что вторая группа механизмов создания дефектов на поверхности зеркал связана с пленками криосадков, которые образуются при конденсации продуктов газовыделений из материалов космических аппаратов (или масштабной модели телескопа в условиях настоящего эксперимента) при воздействии факторов космоса.

7. В работе показано, что максимальное воздей-

ствие на процесс дефектообразования зеркал космической оптики (по механизму блистеринга и флексинга) оказывает корпускулярное облучение протонами и электронами.

Экспериментально показано, что излучение заатмосферного Солнца (включая ВУФ-излучение с энергией квантов 5—100 эВ) не вносит заметного вклада в процесс блистеринга и флексинга. Электромагнитное излучение Солнца (включая ВУФ-излучение) может являться причиной создания лишь пленок криосадков (в процессе газовыделений материалов при их термодеструкции) с последующей конденсацией продуктов гажения на холодных поверхностях зеркал.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные исследования позволяют дать некоторые практические рекомендации по выбору материалов, используемых в качестве конструкционной основы зеркал космической оптики, а также элементов будущих солнечных энергетических систем, базирующихся в космическом пространстве.

Блистеринг и флексинг может быть резко уменьшен или полностью подавлен в пористых, например, спеченных веществах, в которых газ при повышении давления выделяется по порам. Поэтому такими материалами могут служить образцы, спеченные, например, из алюминиевых или бериллиевых порошков. Перспективными материалами для основы зеркал могут быть, по нашему мнению, композиты, изготовленные из мелкодисперсного углерода со связующими из полимерных лаков и смол.

Полностью алюминиевые зеркала также весьма перспективны для космической оптики из-за большой электрической проводимости (отсутствие накопления зарядов и выравнивание потенциала по всему изделию). Критические дозы блистеробразования (Мартыненко, 1979) в алюминии составляет $\Phi_{kp} \approx 10^{18} \text{ см}^{-2}$, т. е. порядка 50—70 лет эксплуатации в открытом космосе, что требует тщательной экспериментальной проверки.

Отметим, что для полного понимания и управления процессами блистеринга и флексинга в материалах космической оптики и диэлектрических мате-

риалах космических аппаратов в целом требуется дальнейшие интенсивные фундаментальные исследования по взаимодействию атомных частиц с веществом.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность академику В. Г. Барьятару и профессору И. М. Неклюдову за обсуждение полученных в работе результатов.

- Абраимов В. В., Агашкова Н. Н., Будняк И. В. и др. Влияние низких температур, радиации и глубокого вакуума на физико-механические свойства полимерных светопоглощающих покрытий // ФизХОМ.—1992.—№ 2.—С. 26—29.
- Абраимов В. В., Агашкова Н. Н., Соловьев В. Н. и др. Термостойкость светопоглощающих покрытий в интервале температур 4.2—300 К // ФизХОМ.—1989.—№ 6.—С. 83—87.
- Абраимов В. В., Бочаров К. Ш., Галузя А. И., Удовенко В. Ф. Влияние электромагнитного излучения в области 5—2500 нм на механические и оптические свойства некоторых полимерных материалов // Радиационная стойкость органических материалов в условиях космоса. — М.: НИИТЭХИМ, 1989.—С. 23—30.
- Веркин Б. И., Удовенко В. Ф., Абраимов В. В., Бочаров К. Ш. Влияние электромагнитного излучения в области 0.01—25 мкм на механические свойства некоторых полимерных материалов // Космическая наука и техника.—1988.—Вып. 3.—С. 54—57.
- Вернов С. Н. (ред.) Моделирование воздействия космической среды на материалы и оборудование космических летательных аппаратов // Модель космического пространства. — М.: НИИЯФ МГУ, 1983.—Т. 2.—771 с.
- Гусева М. И., Мартыненко Ю. В. Радиационный блистеринг // Успехи физ. наук.—1981.—135, вып. 4.—С. 671—691.
- Маркус А. М., Удовенко В. Ф. и др. Установка для комплексных работ по радиационной физике твердого тела // ПТЭ.—1986.—№ 3.—С. 211—213.
- Мартыненко Ю. В. Теория блистеринга. — М.: Ин-т атомной энергии им. И. В. Курчатова, 1979.—40 с.
- Abraimov V. V., Lura F., Bohne L., et al. Untersuchung von Erscheinungen nichtlinearen Degradation der physikalisch-mechanischen Eigenschaften von Materialien unter dem Einfluss Kosmischer Umgebungsfaktor // Deutscher Luft und Raumfahrt Kongress DGfR. — Berlin, 1993.—P. 80—91.
- Das S. K., Kaminsky M. Radiation blistering of polycrystalline niobium by helium - ion implantation // J. Appl. phys.—1973.—44, N 1.—P. 25—31.
- Das S. K., Kaminsky M., et al. Correlation between blister skin thickness the maximum in the damage — energy distribution, and projected ranges of He⁺ ions in metals // Appl. phys. Lett.—1975.—27, N 10.—P. 521—523.
- Evans J. H. Formation of blisters in Mo bombarded with Helium // Nature.—1973.—256, N 5515.—P. 299—300.
- Primak W., Luthra J. Radiation blistering: Interferometric and microscopic observations of Oxides, Silicon, and Metals // J. Appl. phys.—1966.—37, N 6.—P. 2287—2294.

УДК 533.665.013

Исследование и причин отделяющихся особенностей рассеивания частей динамики ракет-носителей полета

Р. В. Боднарчук¹, А. А. Негода², А. В. Новиков³

¹ Дніпропетровський філіал Національного інституту стратегічних досліджень

² Національне космічне агентство України, Київ

³ Державне конструкторське бюро «Південне», Дніпропетровськ

Надійшла до редакції 10.10.95

С помощью метода статистических испытаний исследуются актуальные вопросы динамики спуска отделяющейся части ракеты-носителя в плотных слоях атмосферы. Анализируются особенности ее угловых колебаний, влияние их на дальность полета, механизм рассеивания точек падения отделяющейся части.

Одной из актуальных и сложных проблем развития ракетно-космической техники является проблема сокращения территорий, отчуждаемых под районы падения отделяющихся частей (отработавших ступеней, головных обтекателей и др.).

На территории СССР для обеспечения выведения космических аппаратов (в достаточно ограниченном диапазоне наклонений орбит) было выделено около 25 млн га (площадь 5–6 таких европейских государств как Дания или Швейцария или примерно половина площади, занимаемой Украиной). Если учесть, что затраты на отчуждение земель исключительно высоки (стоимость отчуждения даже пустынных районов соизмерима с затратами на производство и эксплуатацию ракет-носителей), а круг задач, решаемых КА непрерывно расширяется и требует значительного расширения диапазона параметров орбит, становится ясным, почему этой проблеме необходимо уделять постоянное и пристальное внимание. В течение последних 15–20 лет во многих НИИ и КБ рассматривались различные способы решения этой задачи. В частности, на

украинском носителе «Зенит» внедрен достаточно эффективный способ сокращения количества районов падения — боковой маневр на активном участке траектории. Однако, поскольку радикально решить проблему пока не удалось, необходимы постоянные усилия в этом направлении, и прежде всего поиск способов и средств, позволяющих уменьшить площадь единичного района падения отделяющихся частей ракет-носителей сложившихся конструктивно-компоновочных схем без значительных доработок ракеты.

В этой связи необходимы новые подходы к решению задачи определения размеров районов падения. Используемая до сих пор математическая модель, основанная на пофакторном учете возмущений, является упрощенной и, во-первых, слабо отражает основные особенности динамики полета отделяющейся части (ОЧ), а во-вторых, ее использование требует соответствующей априорной информации, получаемой в результате летных испытаний отделяющихся частей-аналогов.

В настоящей статье на примере отделяющейся

части первой ступени ракеты-носителя «Зенит» приведены результаты исследований особенностей динамики полета ОЧ и причин рассеивания точек падения на основе методов вероятностного моделирования полета ОЧ. Используемая математическая модель является более адекватной происходящим физическим процессам. Как показывает анализ характеристик ОЧ и ее условий движения, большая часть из них относится к случайным величинам, и их влияние должно учитываться с помощью статистических методов. Применение методов вероятностного моделирования позволяет более точно описать движение ОЧ и получить более надежный и достоверный результат. Кроме того, использование статистических методов дает возможность получить результаты в зависимости от уровней надежности, что делает возможным рациональный выбор размеров районов падения ОЧ.

Рассмотрим вначале особенности динамики полета ОЧ с помощью качественного анализа, выяснения механизма рассеивания точек падения. Основной особенностью ОЧ как динамической системы является то, что она статически неустойчива в широком диапазоне углов атаки α и чисел Маха M . В зависимости от положения центра масс ОЧ ее колебания могут происходить относительно положения $\alpha = 180^\circ$ или положений, соответствующих нулевому запасу статической устойчивости. По существу в последнем случае движение ОЧ происходит в режимах пикирования или кабрирования, которые являются основной причиной рассеивания точек падения. Например, при значении коэффициента центра масс $X_T = 25$ м режимы пикирования и кабрирования отсутствуют, и на всей траектории ОЧ совершает колебания относительно положения $\alpha = 180^\circ$ (рис. 3).

При $X_T = 21.237$ м (штатный вариант) в диапазоне высот $H = 40 \div 14$ км наблюдается режим кабрирования, на остальных участках ОЧ совершает колебания относительно положения $\alpha = 180^\circ$. При $X_T = 23$ м наблюдается режим пикирования (рис. 2). Возникновение режимов пикирования или кабрирования зависит от многих факторов и является случаем событием.

В результате анализа многочисленных расчетов установлено, что при прочих равных условиях определяющее влияние на захват ОЧ в режим пикирования или кабрирования оказывают значения угла атаки α и угловой скорости $\dot{\alpha}$. Чем больше амплитуда угла атаки $\bar{\alpha}$ и частота ω колебаний, тем позже наступают эти режимы. Так, например, при уменьшении амплитуды колебаний с $\bar{\alpha} = 55^\circ$ до $\bar{\alpha} = 20^\circ$ на высоте $H = 40$ км высота захвата ОЧ в режим кабрирования увеличивается с $H = 14$ км до

$H = 23$ км (рис. 1, 4). Здесь уместно заметить, что частота, в отличие от статически устойчивых спускаемых аппаратов, например боевых блоков баллистических ракет, существенно зависит от амплитуды, а поэтому при уменьшении последней (см. рис. 1, 4) существенно уменьшается. Заканчивается режим на высоте, соответствующей достижению $M = 1.0$. При $M < 1.0$ рассматриваемая ступень статически устойчивая относительно положения $\alpha = 180^\circ$, поэтому режимы пикирования и кабрирования переходят в колебательное движение относительно этого положения. Влияние частоты колебаний ω (аэродинамического коэффициента C_{n0}) на высоту захвата ОЧ в режиме пикирования или кабрирования показано на рис. 1, 6, 7.

При входе в атмосферу с углами атаки $\alpha = \pm 120 \div 180^\circ$ (хвостовой частью вперед) колебания ОЧ происходят относительно положений, соответствующих запасу статической устойчивости, равному нулю (рис. 5). Из рис. 5 следует, что для $H \geq 17$ км ($M > 3$) эти положения соответствуют углу атаки $\alpha = 191^\circ$. На высотах $H = 11.5, \dots, 14$ км происходит увеличение балансировочного угла атаки (с 191° до 200°), обусловленное изменением коэффициента центра давления. При этом имеет место резкое увеличение угла наклона траектории полета ν (с -21° до -11°), приводящее по сравнению с случаем «точечной» массы к значительному увеличению дальности полета. В случае пикирования, наоборот, происходит резкое уменьшение угла ν и, как следствие, уменьшение дальности полета ОЧ.

Таким образом, траектория спуска ОЧ может быть разделена на три участка. На первом участке, соответствующем $M < 1.0$, ОЧ совершает колебание относительно положения $\alpha = 180^\circ$.

Второй участок ($1.0 \leq M \leq 3.0$) характеризуется резким увеличением балансировочного угла атаки, а движение ОЧ происходит или в режиме кабрирования, или пикирования. На этом участке формируется основная составляющая рассеивания точки падения.

Третий участок соответствует $M > 3$. В зависимости от значений фазовых координат ($\alpha, \dot{\alpha}$) на условной границе атмосферы ОЧ совершает колебания или относительно положения $\alpha = 180^\circ$, или относительно положения, соответствующего нулевому запасу статической устойчивости.

Режимы пикирования и кабрирования, как показывают результаты статистического моделирования, примерно равновероятны, а отклонения, обусловленные этими режимами, по модулю практически совпадают. Отсюда следует, что устранение одного из них позволит сократить рассеивание точки падения примерно в 2 раза.

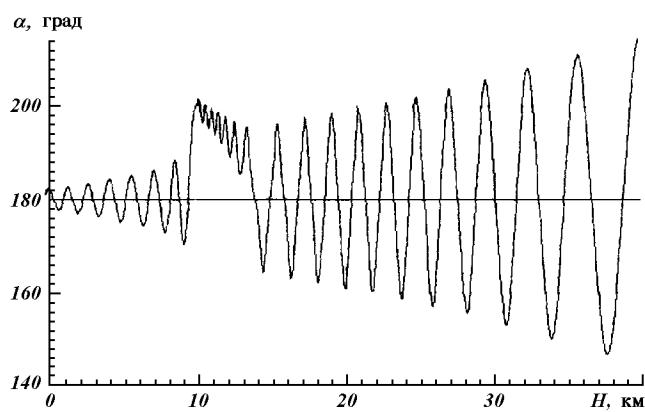


Рис. 1. Зависимость угла атаки отделяющейся части от высоты полета для $\alpha_0 = 30^\circ$, $X_T = 21.27$ м

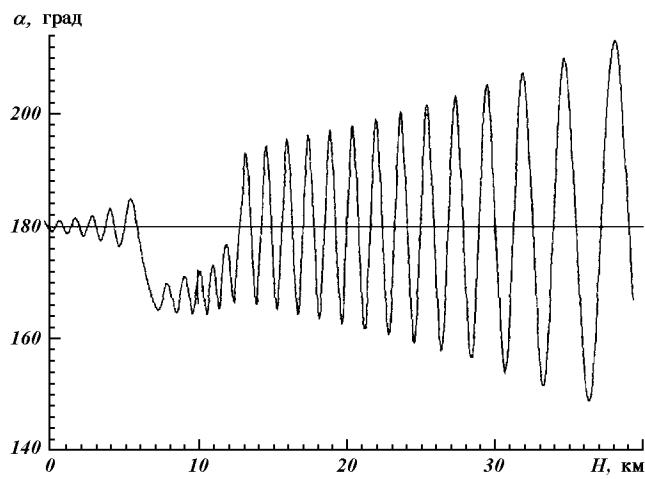


Рис. 2. Зависимость угла атаки отделяющейся части от высоты полета для $\alpha_0 = 30^\circ$, $X_T = 23$ м

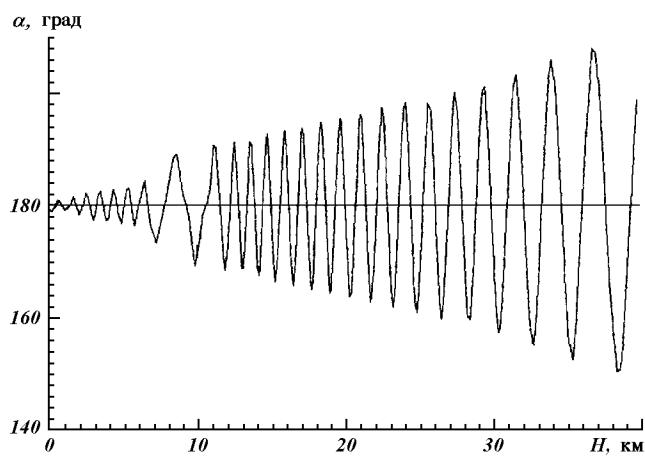


Рис. 3. Зависимость угла атаки отделяющейся части от высоты полета для $\alpha_0 = 30^\circ$, $X_T = 25$ м

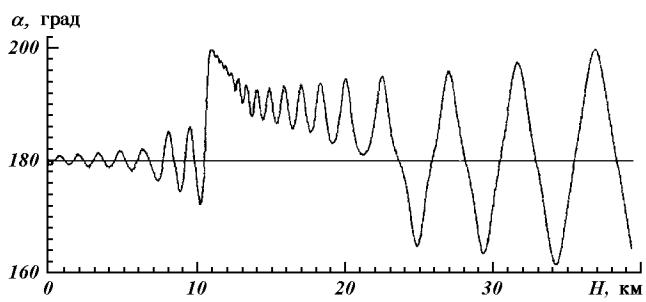


Рис. 4. Зависимость угла атаки отделяющейся части от высоты полета для $\alpha_0 = 90^\circ$, $X_T = 21.27$ м

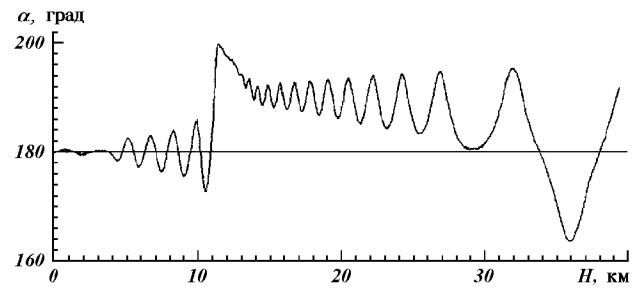


Рис. 5. Зависимость угла атаки отделяющейся части от высоты полета для $\alpha_0 = 120^\circ$, $X_T = 21.27$ м

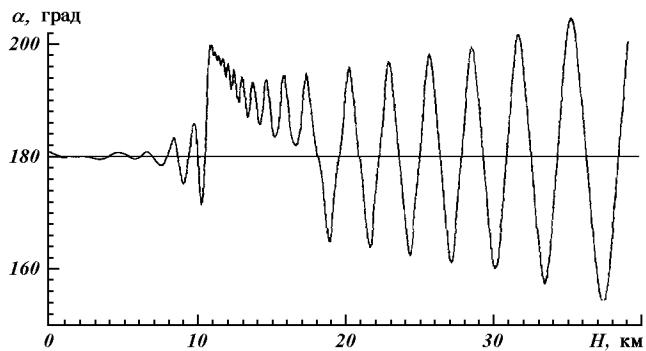


Рис. 6. Зависимость угла атаки отделяющейся части от высоты полета для $C_p = 1.1C_{p0}$, $\alpha_0 = 30^\circ$, $X_T = 21.27$ м

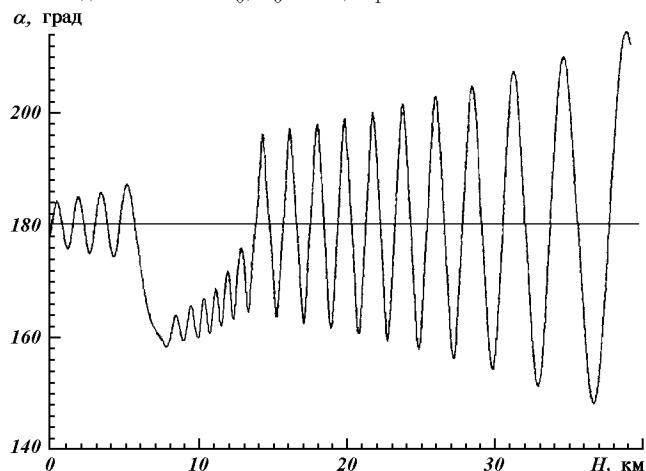


Рис. 7. Зависимость угла атаки отделяющейся части от высоты полета для $C_p = 0.9C_{p0}$, $\alpha_0 = 30^\circ$, $X_T = 21.27$ м

Проведенный анализ достаточно полно раскрывает основные особенности динамики спуска ОЧ в атмосфере и наглядно показывает физическую сущность механизма рассеивания точки падения. Однако он не затрагивает количественных оценок. Поэтому последующая часть статьи посвящена этому вопросу.

При оценке отклонений точки падения ОЧ первостепенное значение имеет выбор состава случайных параметров и описание их числовых характеристик. Многолетний опыт испытаний и эксплуатации ракет-носителей показывает, что к случайнм величинам, которые необходимо учитывать при вероятностном моделировании динамики спуска ОЧ, следует отнести

- аэродинамические характеристики;
- массово-инерционные и центровочные характеристики ОЧ;
- угловые возмущения, получаемые ОЧ при отделении от ракеты-носителя;
- параметры атмосферы.

На основании анализа накопленного в КБ «Южное» статистического материала по разработке и эксплуатации ракетно-космических систем с достаточной степенью точности можно считать, что аэродинамические характеристики ОЧ подчинены нормальному закону распределения. Числовые характеристики законов определяются расчетным путем с последующим уточнением по результатам продувок в аэродинамических трубах и летных испытаний.

Из массово-инерционных и центровочных характеристик ОЧ, как показывает анализ, определяющими являются координаты центра масс (X_T, Y_T, Z_T). Статистическая обработка результатов стендовых измерений показывает, что во многих случаях закон распределения продольной координаты X_T близок к нормальному. С достаточной степенью точности также можно считать нормальным распределение модуля вектора поперечного смещения центра масс r_T , и равномерным распределение его направлений в диапазоне $0-360^\circ$.

Значения фазовых координат ($\alpha, \dot{\alpha}$) на условной границе атмосферы зависят от многих случайных факторов (угловых возмущений, получаемых ОЧ при отделении от ракеты-носителя, точности работы системы управления, траектории полета, высоты отделения и т. п.) и определяются путем численного интегрирования уравнений движения ОЧ с момента отделения ее от ракеты-носителя до высоты условной атмосферы с учетом случайного характера сил и моментов, возникающих в процессе разделения.

При определении параметров атмосферы целесо-

образно использовать модель, основанную на канонических разложениях плотности, давления и температуры по координатным функциям и в зависимости от высоты.

При моделировании случайных параметров использовалась обратная функция распределения (Полляк, 1971):

$$\eta = F_\eta^{-1}(\xi),$$

где ξ — случайная величина, равномерно распределенная в интервале $(0, 1)$.

Для равномерно распределенного параметра η случайная реализация определялась по формуле

$$\eta = (b - a) \xi.$$

Здесь a, b — соответственно нижняя и верхняя границы параметра η .

Для нормально распределенного параметра

$$\eta = \begin{cases} \Phi^{-1}(\xi), & 0.5 < \xi \leq 1.0; \\ -\Phi^{-1}(1 - \xi), & 0 \leq \xi \leq 0.5, \end{cases}$$

где

$$\Phi(\xi) = \int_0^{\xi} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{x^2}{2}\right) dx.$$

На рис. 8 представлены функции распределения дальности полета первой ступени ракеты-носителя «Зенит» в зависимости от различных значений продольной составляющей координаты X_T .

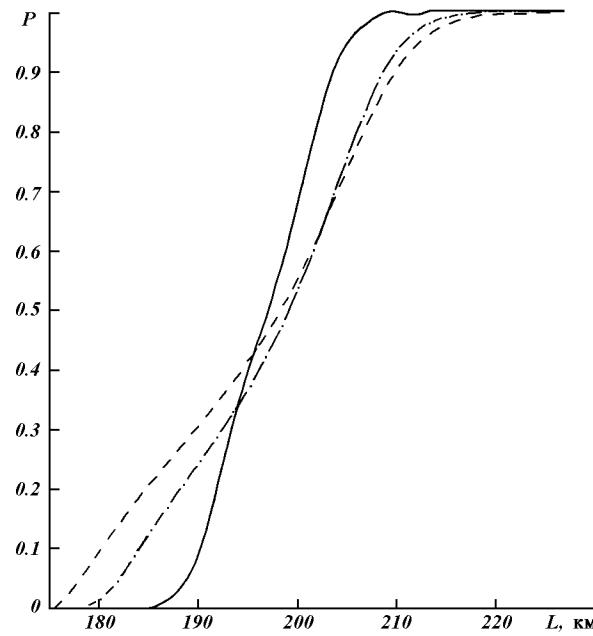


Рис. 8. Функция распределения дальности полета: $X_T = 20.3$ м (штриховая линия), $X_T = 21.3$ м (штрих-пунктирная), $X_T = 23.6$ м (сплошная)

Значение отклонения точки падения в зависимости от положения центра масс ОЧ для разных уровней вероятности

X_T , м	Отклонение точки падения ОЧ, км		
	$P = 0.9$	$P = 0.99$	$P = 0.993$
20.27	18.0	21.6	22.7
21.27	14.7	19.1	19.9
23.67	8.7	11.3	12.2

В таблице приведены значения отклонения точки падения для трех уровней вероятности (P) в зависи-

симости от положения центра масс ОЧ.

Полученные результаты позволяют судить о возможном диапазоне рассеивания точек падения ОЧ по дальности.

Таким образом, выявленные в настоящей статье на основе метода вероятностного моделирования основные особенности динамики полета ОЧ, механизм и количественные характеристики рассеивания точек падения могут являться исходным материалом для выбора средств сокращения размеров районов падения.

Полляк Ю. Г. Вероятностное моделирование на ЭВМ. — М.: Сов. радио, 1971.—256 с.

УДК 519.68:007.52

Экспертная система разработки и оптимизации состава материалов для космической техники

В. Г. Ситало¹, Т. Н. Литвишко¹, А. М. Гупал², А. М. Цветков²

¹ Державне конструкторське бюро «Південне», Дніпропетровськ

² Науково-учбовий центр прикладної інформатики Національної академії наук України, Київ

Надійшла до редакції 05.05.95

Описывается экспертная система для создания новых материалов, применяемых в космической технике. Она автоматически строит базу знаний, используя методы построения деревьев и листьев решений.

На сегодняшний день в мире накоплен большой опыт создания специализированных компьютерных банков данных и экспертных систем в разных предметных областях. К примеру, известны системы DENDRAL, SECHS, SYNCHEM (Левин, Дранг, 1990; Лорье, 1991), используемые для определения структуры химических веществ. Данные системы имеют широкую область применения, с их помощью был получен ряд серьезных научных результатов. Кроме того созданы программы для построения банков данных и экспертных систем в области металлургии, в связи с чем необходимо упомянуть разработки немецкой фирмы HEXAGON и Донецкого государственного университета. В области искусственного интеллекта создано большое количество методов индуктивного и дедуктивного вывода знаний. Процесс автоматизации научных исследований идет от развития банков данных к построению экспертных систем и повторяет исторический процесс познания: от сбора и обработки эмпирических данных к общению экспериментальных фактов и использованию их в качестве базиса научных теорий. Развитие систем искусственного интеллекта, таких как экспертные системы, указывает на появление нового типа моделирования познавательной активности — инженерии знаний, который будет играть важную роль

в различных областях науки и технологии, где математическое моделирование оказывается не достаточно эффективным (в химии, биологии, материаловедении и т. д.).

Количество веществ, которые используются в различных областях народного хозяйства, в том числе в космической отрасли, постоянно возрастает. Закономерности, которые управляют поведением химических элементов в этих материалах, часто остаются непостижимо сложными. Затраты на эксперименты при отсутствии надежных знаний об этих закономерностях становятся экономически неэффективными.

Специфические условия эксплуатации конструкций в открытом космосе ставят задачу создания металлических и композиционных материалов и их соединений, которые удовлетворяют конкретным требованиям. Для прогнозирования ресурса работы конструкций необходимо учитывать не только такие особенности самого материала, как прочность, устойчивость к коррозии и другие, но также физические и технологические факторы космического пространства. Сегодня не существует единого комплекса критериев для выбора материалов для создания конструкций и оценки их физико-механических и эксплуатационных характеристик, так как процессы деградации в большинстве случаев

развиваются по нелинейным законам и практически невозможно вычислить корреляционные зависимости между различными факторами и изменениями, которые они вызывают.

Достоверность прогноза возрастает с накоплением инженерного опыта испытаний конструкционных материалов в реальных условиях. Для обобщения и оптимального использования накопленных результатов при создании новых материалов и прогнозирования ресурса работы конструкций, эксплуатирующихся в конкретных условиях, идеально подходят методы искусственного интеллекта, в частности методология экспертных систем индуктивного вывода.

Предлагаемая статья посвящена разработке системы поддержки принятия решений для создания и оптимизации состава сплавов с заранее заданными характеристиками для использования в аэрокосмической технике. Данная работа выполняется совместно Научно-учебным центром прикладной информатики НАН Украины и КБ «Южное» в рамках государственной космической программы Украины.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Первым шагом на пути построения широкопрофильной экспертной системы для создания материалов с заданными свойствами является решение задачи прогнозирования механических свойств материала по его химическому составу и технологии изготовления. За основу была взята база данных об алюминиевых деформируемых сплавах, используемых в космической технике. База содержит количественную информацию о легирующих компонентах (Cu, Mg, Mn, Ni, Fe, Si, Zn, Ti, Cr, Zr, Be, Sc, Li), примесях (Fe, Si, Cu, Mn, Ni, Zr, Zn, Ti, Mg, Be, Cr), технологических параметрах (способ про-

изводства — прокатка, прессование, штамповка, состояние материала — без термообработки, отжиг, нагартовка, нагартовка повышенной прочности, закалка + естественное старение, закалка + искусственное старение), механических свойствах (предел прочности, предел текучести, удлинение, сужение, модуль упругости). База состоит из 250 записей, ее фрагмент приведен в табл. 1. Вопрос оптимального количества элементов в базе данных решается отдельно для каждого решаемого класса задач. Это число зависит от количества прогнозируемых параметров и характера вероятностных распределений на начальных данных. На основе этой информации одним из методов, описанных ниже, автоматически строится база знаний, которая содержит обобщенную информацию о закономерностях и зависимостях между химическим составом, технологией изготовления и механическими свойствами материалов. Детальное описание и обоснование методов можно найти в работах Гупала, Цветкова (1991, 1992) и Цветкова (1993). Затем эта база знаний используется для прогнозирования по заданным химическому составу и технологии изготовления механических свойств новых разрабатываемых материалов.

МЕТОД ДЕРЕВЬЕВ РЕШЕНИЙ

Дерево решения является наглядным представлением процедуры определения принадлежности объекта к тому или иному классу. Каждый узел дерева определяет или имя класса, или тест, в соответствии с которым производится дальнейшее разбиение на поддеревья. Формально дерево решения определяется как структура, состоящая из:

а) листовых узлов (или узлов ответа), содержащих название класса;

Таблица 1. Фрагмент базы данных

Марка сплава	Легирующие компоненты						Технология			Механические свойства		
	Cu	Mg	Mn	Si	Ti	Zr	отжиг	естественное старение	искусственное старение	S _v	S _{O2}	S
АМГ2	—	1.8—2.6	0.2—0.6	—	—	—	+	—	—	17	8	15
01570	0.1	5.3—5.6	0.2—0.6	—	—	0.05—0.15	—	—	—	43	31	5
B93	0.8—1.2	1.7—2.8	0.1	—	—	—	—	—	+	48	44	6
АМГ6	—	5.8—6.9	0.5—0.8	—	0.02—0.1	—	—	—	—	38	29	6
АД32	0.15—0.4	0.8—1.2	—	0.4—0.8	—	—	—	+	—	18	11	15
1911	0.1—0.25	1.6—2.1	0.1—0.5	—	—	0.13—0.22	—	—	+	38	28	10

б) нелистовых узлов (или узлов решения), содержащих атрибутный тест, соединенных с другими узлами в соответствии со значениями тестируемого атрибута.

Каждый пример описывается списком пар атрибут — значение и приписывается к тому или иному классу. Для простоты будем считать, что имеется всего два класса; примеры, принадлежащие первому считаются положительными, второму — отрицательными. Представленный ниже алгоритм естественным образом может быть обобщен на несколько классов.

Множество атрибутов, использующихся для описания примеров обозначим через A , a — конкретный атрибут, $a \in A$, $1 \leq i \leq |A|$, где $|A|$ — число атрибутов. Для каждого атрибута a множество возможных значений обозначим через V_i , v_{ij} — конкретное значение атрибута, где $1 \leq j \leq |V_i|$, и $|V_i|$ — количество значений, которое может принимать атрибут a_i .

Алгоритм построения дерева решений состоит из двух шагов:

- Если все примеры принадлежат одному классу, тогда дерево решений — листовой узел, содержащий имя класса.

- В противном случае:

- определяется a_{best} , как атрибут с наименьшей E -мерой;

- для каждого значения $v_{best,i}$ атрибута a рекурсивно строятся деревья на основе примеров, имеющих значение $v_{best,i}$ атрибута a_{best} .

E -мера вычисляется следующим образом. Пусть для данного узла p — число положительных примеров; n — число отрицательных примеров; p_{ij} — число положительных примеров со значением v_i атрибута a_i ; n_{ij} — число отрицательных примеров со значением v_i атрибута a_i . Тогда

$$E(a_i) = \sum_{j=1}^{|V_i|} \frac{p_{ij} + n_{ij}}{p + n} I(p_{ij}, n_{ij}),$$

где

$$I(x, y) = \begin{cases} 0, & \text{если } x = 0, \\ 0, & \text{если } y = 0, \\ -\frac{x}{x+y} \lg \frac{x}{x+y} - \\ -\frac{y}{x+y} \lg \frac{y}{x+y} & \text{иначе.} \end{cases}$$

Можно показать, что выбор атрибута с наименьшей E -мерой эквивалентен выбору атрибута с наиболь-

шей информационной мерой, определяемой как $I(p, n) - E(a_i)$.

E -функция — это теоретико-информационная мера, основанная на энтропии. Эта функция оценивает меру неопределенности в классификации при использовании выбранного атрибута в узле решения. Считается, что атрибут, имеющий наименьшую E -меру, обладает наибольшей классифицирующей силой.

E -метрика обладает определенным недостатком — она дает при построении дерева преимущество атрибутам с большим числом возможных значений. Улучшенный вариант метрики, устраниющий этот недостаток, называется метрикой отношения и имеет вид:

$$E^r(a_i) = \begin{cases} \frac{I(p, n) - E(a_i)}{IV(a_i)}, & \text{если } I(p, n) - E(a_i) \geq g; \\ -\infty & \text{в противном случае.} \end{cases}$$

$$IV(a_i) = -\sum_{j=1}^{|V_i|} \frac{p_{ij} + n_{ij}}{p + n} \lg \frac{p_{ij} + n_{ij}}{p + n},$$

$$g = \frac{1}{|A|} \sum_{i=1}^{|A|} [I(p, n) - E(a_i)].$$

Данный алгоритм позволяет построить для непротиворечивого множества примеров полное дерево, т. е. дерево, на основе которого каждый пример из исходного множества будет классифицироваться правильно.

МЕТОД ЛИСТЬЕВ РЕШЕНИЙ

Пусть понятие S определено на множестве объектов, каждый из которых описывается набором пар атрибут — значение. Пусть N — множество атрибутов, a_i — i -й атрибут, $1 \leq i \leq N$, A_i — множество значений i -го атрибута, $|A_i|$ — количество различных значений атрибута a_i , a_{ij} — значение i -го атрибута j -го объекта, где $1 \leq j \leq m$, m — число объектов, описывающих понятие. Каждый объект приписывается к одному из классов $P_k \in P$, $1 \leq k \leq l$, где l — число классов. Очевидно, $l \leq m$. Каждый объект с соответствующим классом называется примером S . Далее для простоты будем считать, что $|A_i| = q$ для всех i . Таким образом, число всевозможных термов длины меньшей или равной k составляет

$$W = \sum_{i=0}^k C_i^{2nq} = O(n^k).$$

Лист решений — это список L пар

$$(f_1, v_1), \dots, (f_r, v_r), \quad (1)$$

где каждый f_i — терм из числа W , каждое v_i — значение из P и последняя функция f_r — постоянная функция «истина». В случае, если $v_r \in \{0, 1\}$, выражение (1) естественным способом определяет булеву функцию: для каждого набора $x \in X_n$, $L(x)$ равен v_j , где j — наименьший индекс, такой, что $f_j(x) = 1$.

Лист решений формализует правило типа if-then-else-if...else...

В качестве меры информативности атрибутов при построении листа решений используется мера, основанная на энтропии. Пусть Y — дискретная переменная со значениями из R_y . Для каждого $y \in R_y$ пусть $p(y) = P\{Y = y\}$. Энтропия Y определяется формулой:

$$H(Y) = \sum_{y \in R_y} p(y) \log_2 \frac{1}{p(y)}.$$

Энтропия $H(Y)$ отражает степень неопределенности для Y . Теперь для двух дискретных случайных переменных X и Y определим меру неопределенности для X при условии, что наблюдается Y . Пусть x — значение из X и y — значение из Y .

Обозначим

$$p(y|x) = P\{Y = y | X = x\},$$

$$p(y, x) = P\{Y = y, X = x\}.$$

Тогда условная энтропия $H(Y|X)$ определяется формулой:

$$H(Y|X) = \sum_{y \in R_y, x \in R_x} p(x, y) \log_2 \frac{1}{p(y|x)}.$$

Условная энтропия отражает количество неопределенности для Y при условии, что перед этим наблюдалась X . Следовательно, величина

$$I(Y, X) = H(Y) - H(Y|X)$$

представляет количество информации о Y , даваемое X .

Покажем теперь, как вычислять $I(Y, X)$ на множестве примеров S . Пусть

$$S_y = \{\langle x, c \rangle | c = y\},$$

$S_{x,y} = \{\langle x, c \rangle | c = y, x \text{ имеет значение } x \text{ для атрибута } X\}$,

$$\pi_y = \frac{|S_y|}{|S|}.$$

Условная вероятность определяется формулой

$$p(x|y) = \frac{p(x, y)}{p(y)}.$$

Так как

$$p(x|y) = \frac{|S_{x,y}|}{|S_y|},$$

то

$$p(x, y) = \pi_y \frac{|S_{x,y}|}{|S_y|}.$$

С другой стороны,

$$p(x) = \sum_{y \in R_y} \pi_y \frac{|S_{x,y}|}{|S_y|}.$$

Окончательно

$$p(y|x) = \frac{p(x, y)}{p(x)}.$$

Алгоритм построения листа решений

Вход: непустое множество примеров S ,

DL — пустой лист решений.

While не все примеры из S принадлежат

к одному классу K do

P = пустое множество и $term = true$

While не все примеры из S принадлежат

к одному классу K do

x = выбор литерала (S , $term$);

образовать конъюнкцию x и $term$;

удалить из S все примеры со

значением 0 для x и

поместить их в P ;

end;

Добавить к листу решений пару ($term$, K);

$S = P$;

end.

Выбор литерала предлагается производить одним из двух способов. Исходное множество примеров S преобразуется в множество S^* следующим образом. Для каждого атрибута a_i со значениями из A_i создаются булевые переменные $b_{a_i}^{(c)}$ вида $a_i = c$, $c \in A_i$, и исходная таблица соответствующим образом преобразовывается в бинарную.

Итак, первый алгоритм выбора литерала имеет вид:

Вход: множество примеров S^* .

Для каждого атрибута $b^{(c)}$ определить $I(b^{(c)}|P)$;

Выбрать $b_{a_i}^{(c)}$ с максимальным значением I ;

Для $i = 0, 1$

пусть S^* — множество примеров в S со значением i атрибута $b_{a_i}^{(c)}$.

Если $H_{s_0}(P) \leq H_{s_1}(P)$, тогда

выбранный атрибут — $(a_i = c)$,

иначе

выбранный атрибут — $(a_i \neq c)$.

Таблица 2. Результаты тестирования

Сплав	Химический состав, %	Примеси	Технология	Прогнозируемые механические свойства	Реальные значения механических свойств
АМГ2	Mg: 1.8—2.6 (4) Mn: 0.2—0.6 (3)	Fe: 0.4 (2) Si: 0.4 (5) Cu: 0.1 (2) Zn: 0.2 (3) Ti: 0.1 (3) Cr: 0.05 (2)	отжиг	S _v : 14—27 S ₀₂ : 1—15 S: 5—8	19 10 6
АМГ6	Mg: 5.8—6.8 (6) Mn: 0.5—0.8 (3) Ti: 0.02—0.1 (3)	Fe: 0.4 (2) Si: 0.4 (5) Cu: 0.1 (2) Zn: 0.2 (3)	отжиг	S _v : 28—39 S ₀₂ : 1—15 S: 15—16	34 15 20

Второй способ не требует преобразования S в S^* :

Вход: множество примеров S .

Выбирается атрибут a_i с наибольшим значением $I(a_i | P)$;

Для каждого значения $a_i = c_n$, $c_n \in A_i$ строятся подмножества S_{c_1}, \dots, S_{c_n} , где S_f — подмножество примеров S со значением f атрибута a_i ;

Выбирается подмножество с минимальным значением $H(P)$ и выбранный атрибут — ($a_i = f$).

В отличие от первого способа генерируются только литералы типа ($a_i = f$).

ПРОГРАММНАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ ЭКСПЕРТНОЙ СИСТЕМЫ

Для решения поставленной задачи создана оболочка экспертовой системы индуктивного вывода ABC, в которой реализованы описанные выше методы. Она позволяет обрабатывать базы данных, созданные в формате DBASE, выбирать метод решения задачи, просматривать и выводить на печать получаемые результаты прогнозирования.

Система тестировалась на Al-деформируемых сплавах АМГ2 и АМГ6, которые были изъяты из исходной базы данных, и следовательно, были неизвестны системе. По химическому составу и технологии изготовления прогнозировались механические свойства данных материалов (табл. 2). В скобках после процентного состава указано значение, соответствующее принятому в системе шкалированию.

В результате тестирования получена достоверность прогноза на уровне 70 %, что позволяет сделать вывод о целесообразности применения разработанной системы для решения различных классов задач из области материаловедения.

Гупал А. М., Цветков А. М. Разработка и реализация алгоритмов индуктивного вывода // Использование математических методов и ЭВМ в системах управления и проектирования. — Киев: Ин-т кибернетики им. В. М. Глушкова АН Украины, 1991.—С. 33—37.

Гупал А. М., Цветков А. М. Об одном методе индуктивного вывода, основанном на комитетных конструкциях // Кибернетика и системный анализ.—1992.—№ 5.—С. 159—161.

Левин Р., Дранг Д. Практическое введение в технологию искусственного интеллекта. — М.: Финансы и статистика, 1990.—238 с.

Лорье Ж. Л. Системы искусственного интеллекта. — М.: Мир, 1991.—568 с.

Цветков А. М. Разработка алгоритмов индуктивного вывода, основанных на построении деревьев решений // Кибернетика и системный анализ.—1993.—№ 3.—С. 174—178.

УДК 550.383+523.93

Нелинейный механизм электромагнитного излучения в космической плазме

А. К. Юхимук¹, В. А. Юхимук², О. Г. Фалько²

¹ Головна астрономічна обсерваторія НАН України, Київ

² Київський національний університет ім. Тараса Шевченка

Надійшла до редакції 30.11.95

На основании двухжидкостной магнитогидродинамики рассмотрено параметрическое взаимодействие верхнегибридной волны накачки с кинетическими альвеновскими и электромагнитными волнами, распространяющимися вдоль и поперек внешнего магнитного поля. Найдено нелинейное дисперсионное уравнение, описывающее трехволновое взаимодействие и инкременты развития неустойчивостей. Полученные теоретические результаты используются для объяснения спутниковых наблюдений в магнитосферной плазме. Показано, что в результате распада верхнегибридной волны генерируются электромагнитные волны, распространяющиеся как вдоль, так и поперек внешнего магнитного поля. При этом инкремент развития неустойчивости в случае генерации левополяризованной электромагнитной волны значительно выше, чем в случае генерации обыкновенной электромагнитной волны. Рассмотренные в работе нелинейные параметрические процессы могут иметь место также на Солнце во время мощных вспышек, а также в магнитосфере Юпитера.

ВВЕДЕНИЕ

Непосредственные измерения волновых полей с помощью спутников обнаружили широкий спектр различного вида колебаний и волн в околоземной и межпланетной плазме. Так, в работах Gurnett, Shaw (1973), Kurth et al. (1979) при анализе спутниковых наблюдений были обнаружены низкочастотные электромагнитные волны, частота которых немного выше, чем локальная электронная ленгмюровская частота. Установлено также, что в области источника электромагнитного излучения существуют и электростатические волны с частотами, близкими к верхнегибридной частоте. Важные результаты о волновых процессах в ионосферной плазме были получены во время нагревных экспериментов (Stubbe et al., 1984; 1994). Наиболее интересными из них являются зарегистрированное вторичное электромагнитное излучение в ионос-

ферной плазме, возникающее после облучения ее мощной электромагнитной волной.

Данные наблюдений спутников показывают, что наиболее стабильной выделяющейся электростатической модой в магнитосфере Земли являются верхнегибридные волны (ВГВ) (Oya et al., 1990). Поэтому есть основания полагать, что ВГВ могут являться источником электромагнитного излучения в магнитосферной плазме. В случае нагревных экспериментов в ионосфере возможны каскадные распадные процессы. Под действием мощной электромагнитной волны, созданной наземным передатчиком, в ионосфере будут возбуждаться ВГВ, которые в свою очередь будут генерировать вторичное электромагнитное излучение. Во время мощных вспышек на Солнце заряженные частицы ускоряются до больших энергий. Потоки высоконаправленных частиц выбрасываются в корону, а затем в межпланетное пространство. Эти потоки могут воз-

буждать ВГВ, которые будут генерировать электромагнитное излучение. С развитием параметрической неустойчивости, возможно, связана и природа миллисекундных солнечных радиовсплесков (Wang, Li, 1991). В настоящее время общепринято, что s -радиоизлучение Юпитера связано с различными плазменными неустойчивостями потоков частиц в силовой магнитной трубке Ио — Юпитер (Смит, 1978). В результате развития потоковых неустойчивостей в силовой магнитной трубке Ио — Юпитер будут возбуждаться ВГВ, которые, распадаясь, в свою очередь будут генерировать электромагнитное излучение.

Таким образом, трансформация ВГВ в электромагнитное излучение является широко распространенным явлением в космической плазме. Этой проблеме в последнее время уделяется большое внимание (Murtaza, Shukla, 1984; Yukhimuk et al., 1992; Юхимук В., Юхимук А., 1994; Юхимук и др., 1995). В частности, в работе Murtaza, Shukla (1984) показано, что ВГВ конечной амплитуды может распадаться на нижнегибридную и электромагнитную волны. В работе Юхимука и др. (1995) рассмотрено рассеяние ВГВ на кинетических альвеновских волнах. Трехвольновое параметрическое взаимодействие с участием ВГВ рассматривалось и в работах Yukhimuk et al. (1992), Юхимука В., Юхимука А. (1994), где в качестве волны накачки была выбрана обыкновенная электромагнитная волна.

В настоящей работе нами рассмотрен распад ВГВ накачки на электромагнитные волны, распространяющиеся вдоль и поперек внешнего магнитного поля и кинетические альвеновские волны (КАВ). Этот вопрос, как следует из вышеизложенного, еще не рассматривался.

Получены нелинейные дисперсионные уравнения для полей электромагнитных волн (распространяющиеся вдоль и поперек внешнего магнитного поля), в которые входит нелинейный ток, генерируемый биениями между ВГВ и КАВ. Поле электромагнитной волны, складываясь с полем ВГВ накачки, в свою очередь, генерирует низкочастотную силу, которая усиливает нарастание КАВ.

Рассматривается однородная замагниченная плазма ($B_0 = B_0 e_z$), в которой распространяется ВГВ накачки

$$E_0 = (\epsilon_{0x} e_x + \epsilon_{0z} e_z) \exp(-\omega_0 t + k_{0x} x + k_{0z} z) + \text{к. с.} \quad (1)$$

и распадается на электромагнитную волну с частотой ω_j и волновым вектором k_j и КАВ с частотой ω и волновым вектором k . Предполагается, что при этом выполняются условия синхронизма волн

$$\omega_0 = \omega + \omega_j, \quad k_0 = k + k_j, \quad (2)$$

где $j = 1, 2$. Индекс «1» обозначает величины, связанные с обычной электромагнитной волной, а индекс «2» — величины, связанные с левополяризованной электромагнитной волной.

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Для описания трехвольнового параметрического взаимодействия воспользуемся двухжидкостной магнитогидродинамикой (МГД):

$$\frac{\partial v_\alpha}{\partial t} = \frac{1}{m_\alpha} (e_\alpha E + F_\alpha) + (v_\alpha \times \omega_{B\alpha}) - \frac{T_\alpha}{m_\alpha n_\alpha} \nabla n_\alpha, \quad (3)$$

$$\frac{\partial n_\alpha}{\partial t} = -\nabla(n_\alpha v_\alpha), \quad (4)$$

$$\nabla \times B = \frac{4\pi}{c} j + \frac{1}{c} \frac{\partial E}{\partial t}, \quad (5)$$

$$\nabla \times E = -\frac{1}{c} \frac{\partial B}{\partial t}, \quad (6)$$

$$\nabla \cdot E = 4\pi\rho, \quad (7)$$

где

$$j = e(n_i v_i - n_e v_e), \quad \rho = e(n_i - n_e), \\ F_\alpha = e_\alpha(v_\alpha \times B) - m_\alpha(v_\alpha \cdot \nabla)v_\alpha.$$

Индекс $\alpha = i, e$ соответствует ионному и электронному компонентам плазмы. Плотность электронов и их скорости, электрическое и магнитное поле представим в виде сумм:

$$n_e = n_0 + \tilde{n}_0 + \tilde{n}_{eA}, \\ v_e = v_0 + v_j + v_A, \\ E = E_0 + E_j + E_A, \\ B = B_0 e_z + B_j + B_A, \quad (8)$$

где n_0 — среднее равновесное значение плотности плазмы, \tilde{n}_0 — возмущение плотности электронов, вызванное ВГВ накачки, индекс «0» в выражениях для v_e и E обозначает величины, связанные с ВГВ накачки, а индекс «A» — величины, связанные с КАВ, индекс $j = 1, 2$ обозначает величины, связанные с электромагнитными волнами.

Заметим, что электромагнитное излучение не вызывает возмущений плотности, так как мы рассматриваем случаи параллельного и перпендикулярного (относительно внешнего магнитного поля) распространения.

ГЕНЕРАЦИЯ ОБЫКНОВЕННЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН

Источником излучения обыкновенной электромагнитной волны является нелинейный ток, возникающий в результате резонансного взаимодействия ВГВ накачки с низкочастотными кинетическими альвеновскими волнами. Поле обыкновенной электромагнитной волны, складываясь с полем ВГВ накачки, в свою очередь, генерирует низкочастотную силу, которая усиливает нарастание КАВ. Ниже будет получено нелинейное дисперсионное уравнение для КАВ и дисперсионное уравнение для обыкновенной электромагнитной волны, на основе которых найдем нелинейное дисперсионное уравнение, описывающее трехволновое взаимодействие.

Нелинейное дисперсионное уравнение для КАВ. При получении дисперсионного уравнения для медленных низкочастотных возмущений воспользуемся плазменным приближением

$$\tilde{n}_{eA} = \tilde{n}_{iA} \quad (9)$$

где \tilde{n}_{eA} и \tilde{n}_{iA} — возмущенные компоненты электронной и ионной плотностей.

Из продольной составляющей уравнения движения для электронов (3) и уравнения непрерывности (4) находим выражение для \tilde{n}_{eA} , связанного с КАВ:

$$\frac{\tilde{n}_{eA}}{n_0} = \left(1 - \frac{\omega^2}{k_z^2 v_{Te}^2} \right)^{-1} \left(\Phi - \frac{\omega}{k_z c} A - i \frac{F_z}{k_z T_e} + \left(+ \frac{k_x \omega}{k_z \omega_{Be}} \frac{F_y + i(\omega/\omega_{Be})F_x}{k_z T_e} \right) + 2 \left[\frac{\tilde{n}_{eA}}{n_0} \left(\frac{k v_e}{\omega} \right) \right]_{NL} \right), \quad (10)$$

где

$$v_{Te} = (T_e / m_e)^{1/2},$$

$$\Phi = e\varphi / T_e,$$

$$A = eA_z / T_e,$$

φ и A_z — скалярный и векторный потенциалы электрического поля КАВ. Из уравнений движения и непрерывности для ионов находим выражение для ионной составляющей:

$$\frac{\tilde{n}_{iA}}{n_0} = - k_x^2 \rho_s^2 \Phi + \frac{k_x^2 v_s^2}{\omega^2} \left(\Phi - \frac{\omega}{k_z c} A \right), \quad (11)$$

где

$$\rho_s = v_s / \omega_{Bi},$$

$$v_s = (T_e / m_i)^{1/2},$$

$$\omega_{Bi} = eB_0 / (m_i c).$$

Для нахождения связи между потенциалами φ и A_z воспользуемся уравнениями Максвелла (5) и (6), из которых находим:

$$A_z = \frac{\omega}{k_z v_A} \frac{c}{v_A} \varphi - \frac{\omega_{pe}^2}{ck_x \omega_{Be}} \frac{F_y + i(\omega/\omega_{Be})F_y}{k_z T_e} - \frac{\omega_{pe}^2}{k_x^2 v_{Te}^2} \frac{\omega}{k_z c} \left(\frac{\tilde{n}_{eA}}{n_0} \frac{k_x v_x}{\omega} \right)_{NL}, \quad (12)$$

где компоненты пондеромоторной силы

$$F_{x,y} = - e(\mathbf{v}_e \times \mathbf{B})_{x,y} - m_e (\mathbf{v}_e \nabla) v_{ex,y} \quad (13)$$

определяются взаимодействием ВГВ накачки с обыкновенной электромагнитной волной, ω_{pe} — электронная ленгмюровская частота, v_A — альвеновская скорость. Будем считать, что обыкновенная электромагнитная волна распространяется вдоль оси x , а электрическое поле волны направлено вдоль оси z . Тогда уравнение движения для электронов в поле обыкновенной электромагнитной волны будет иметь вид

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

из которого находим v_{1z} :

$$v_{1z} = - i \frac{eE_{1z}}{m_e \omega_1}. \quad (15)$$

Из уравнений движения и непрерывности находим компоненты скорости электронов и возмущение электронной плотности связанных с распространением ВГВ накачки:

$$v_{0x} = - v_{Te} \frac{\omega_0 k_{ox} v_{Te}}{\omega_0^2 - \omega_{Be}^2} \Phi_0,$$

$$v_{0y} = - iv_{Te} \frac{\omega_{Be} k_{ox} v_{Te}}{\omega_0^2 - \omega_{Be}^2} \Phi_0,$$

$$v_{0z} = - v_{Te} \frac{k_{oz} v_{Te}}{\omega_0} \Phi_0,$$

$$\frac{\tilde{n}_0}{n_0} = - \left(\frac{k_{ox}^2 v_{Te}^2}{\omega_0^2 - \omega_{Be}^2} + \frac{k_{oz}^2 v_{Te}^2}{\omega_0^2} \right) \Phi_0,$$

где $\Phi_0 = e\varphi_0 / T_e$.

Приравнивая (10) и (11) и учитывая соотношения (12), (13), (15) и (16), получим дисперсионное уравнение для КАВ:

$$\epsilon_A \Phi = \mu_A \Phi_0 A_1^*, \quad (17)$$

где

$$\epsilon_A = \omega^2 - k_z^2 v_A^2 \frac{1 + k_x^2 \rho_s^2}{1 + k_x^2 a_e^2},$$

$$\mu_A = -\frac{v_{Te} v_A}{c^2} \frac{\omega_{pe}}{\omega_{Be}} \frac{\omega k_z v_A}{k_x a_e} \left[\frac{\omega_{Be} k_{0x} v_{Te}}{\omega^2 - \omega_{Be}^2} \left(1 - \frac{\omega \omega_0}{\omega_{Be}^2} \right) - \left[-\frac{k_{1x} v_{Te}}{\omega_0} \frac{\omega}{\omega_{Be}} - \frac{\omega_{Be}}{\omega_0} \frac{k_z}{k_x} \frac{v_{Te}}{v_A} \frac{k_x^2 a_e^2}{1 + k_x^2 a_e^2} \right], \right]$$

$$A_1 = e A_{1z} / T_e$$

A_{1z} — векторный потенциал электрического поля обыкновенной электромагнитной волны, $a_e = c/\omega_{pe}$ — электронная инерционная длина.

При $\beta = 8\pi nT/B_0^2 \ll m_e/m_i$ доминирует инерция электронов, а при $\beta \gg m_e/m_i$ более важным является эффект конечной температуры ионов.

Дисперсионное уравнение для обыкновенной электромагнитной волны. Предполагаем, что обыкновенная электромагнитная волна распространяется вдоль оси x , а электрическое поле направлено вдоль оси z . Исключая из уравнений Максвелла (5), (6) магнитное поле, получим уравнение для электрического поля обыкновенной электромагнитной волны:

$$\epsilon_1 E_{1z} = -\frac{\omega_{pe}^2}{e} F_{1z} + 4\pi i \omega_1 e(n v_z)_{NL}, \quad (18)$$

где $\epsilon_1 = \omega_1^2 - k_1^2 c^2 - \omega_{pe}^2$, а F_{1z} определяется взаимодействием ВГВ накачки и КАВ:

$$F_{1z} = -e(\mathbf{v}_e \times \mathbf{B})_z - m_e(\mathbf{v}_e \nabla) v_{ez}. \quad (19)$$

Составляющие скорости в поле ВГВ накачки определяются соотношениями (16), а составляющие скорости в поле КАВ найдем из уравнения движения и непрерывности для электронов, которые равны:

$$\begin{aligned} v_z &= -v_A \kappa^2 \Phi, & v_y &= i v_S \kappa \Phi, \\ \tilde{n}_A &= -\kappa^2 \Phi, & \kappa &= k_x \rho_S. \end{aligned} \quad (20)$$

С учетом связи между потенциалами φ и A_z (12) возмущение магнитного поля КАВ будет определяться соотношением

$$B_y = -ik_x \frac{c}{v_A} \frac{T_e}{e} \Phi. \quad (21)$$

Из (18)–(21) находим дисперсионное уравнение для обыкновенной электромагнитной волны

$$\epsilon_1 A_1 = \mu_1 \Phi_0 \Phi^*, \quad (22)$$

где коэффициент связи μ_1 определяется выражением

$$\begin{aligned} \mu_1 \approx & -\omega_{pe}^2 \frac{c}{v_A} \frac{k_{0x} v_{Te}}{\omega_0} \frac{\omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega_{Be}^2} \frac{k_x v_{Te}}{\omega_1} (1 + \kappa^2)^{1/2} \times \\ & \times \left[1 + \kappa^2 \frac{v_A^2}{v_{Te}^2} \left(1 - \frac{k_{0x}}{k_x} \frac{\omega_1}{\omega_0} \right) \right]. \end{aligned}$$

Нелинейное дисперсионное уравнение. Из уравнений (17) и (22) находим нелинейное дисперсионное уравнение, описывающее трехволновое взаимодействие (распад ВГВ накачки на КАВ и обыкновенную электромагнитную волну):

$$\epsilon_A \epsilon_1^* = \mu_A \mu_1^* |\Phi_0|^2. \quad (23)$$

Полагая в (23)

$$\omega = \omega_r + i\gamma_1, \quad \omega_1 = \omega_{1r} + i\gamma_1,$$

(где $|\gamma_1| \ll \omega_r, \omega_{1r}$) и разлагая ϵ_A и ϵ_1 в ряд по малому параметру $i\gamma_1$, получим выражение для инкремента развития неустойчивости

$$\gamma_1 = \left. \frac{\mu_A \mu_1^* |\Phi_0|^2}{\frac{\partial \epsilon_A}{\partial \omega} \cdot \frac{\partial \epsilon_1}{\partial \omega_1}} \right|_{\substack{\omega = \omega_r \\ \omega_1 = \omega_{1r}}}, \quad (24)$$

где ω_r и ω_{1r} определяются из уравнений

$$\epsilon_A(\omega_r, \mathbf{k}) = 0, \quad \epsilon_1(\omega_{1r}, \mathbf{k}_1) = 0.$$

Подставляя значения производных

$$\frac{\partial \epsilon_A}{\partial \omega} = 2\omega, \quad \frac{\partial \epsilon_1}{\partial \omega_1} = 2\omega_1$$

и коэффициентов связи μ_A и μ_1 в (24), получим

$$\gamma_1 \approx \frac{\sqrt{W}}{2} \frac{v_{Te}}{v_A} \frac{\omega_{pe}}{\omega_0} \kappa \omega_A, \quad (25)$$

где

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

ГЕНЕРАЦИЯ ЛЕВОПОЛЯРИЗОВАННОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ

Источником генерации левополяризованной электромагнитной волны, распространяющейся вдоль внешнего магнитного поля также является нелинейный ток, возникающий в результате резонансного взаимодействия ВГВ накачки и КАВ. Однако, коэффициент связи в нелинейном дисперсионном уравнении для трехволнового взаимодействия будет отличаться от коэффициента связи, полученного выше, поскольку составляющие скорости элект-

ронов в поле левополяризованной электромагнитной волны отличаются от составляющих скоростей в поле обыкновенной электромагнитной волны.

Дисперсионное уравнение для левополяризованной электромагнитной волны. Исключая из уравнений Максвелла (5), (6) магнитное поле \mathbf{B} , находим уравнение для поля левополяризованной электромагнитной волны

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) E_2 - 4\pi e n_0 \frac{\partial v}{\partial t} = -4\pi \frac{\partial j_{NL}}{\partial t}, \quad (27)$$

где плотность нелинейного тока определяется биением волны накачки и КАВ:

$$j_{NL} = -e \left(n^* v_0 + \tilde{n}_0 v^* \right), \quad (28)$$

а частота и волновой вектор левополяризованной электромагнитной волны связаны соотношением

$$\frac{k_2^2 c^2}{\omega_2^2} = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_2(\omega_2 + \omega_{Be})}. \quad (29)$$

Скорости электронов и их плотности в поле волны накачки и КАВ определяются выражениями (16) и (20).

Используя (16) и (20), из уравнений (27) и (28) получаем дисперсионное уравнение для левополяризованной электромагнитной волны

$$\epsilon_2 E_{2x} = \mu_2 \varphi_0 \varphi^*, \quad (30)$$

где

$$\begin{aligned} \epsilon_2 &= \omega_2^2 - k_2^2 c^2 - \omega_{pe}^2 \frac{\omega_2}{\omega_2 + \omega_{Be}}, \\ \mu_2 &= i \frac{e}{m_e} \left(\frac{c}{v_A} \right)^2 \frac{\omega_0 \omega_2}{\omega_0^2 - \omega_{Be}^2} k_{0x}^2, \end{aligned}$$

ω_2 и k_2 — частота и волновой вектор левополяризованной электромагнитной волны.

Дисперсионное уравнение для КАВ. Для получения дисперсионного уравнения для КАВ можно воспользоваться соотношениями (10) и (11), где теперь компоненты пондеромоторной силы $F_{x,y,z}$ будут определяться взаимодействием ВГВ накачки и левополяризованной электромагнитной волны.

Для нахождения $F_{x,y,z}$ необходимо найти компоненты скорости электронов в поле левополяризованной волны. Компоненты скорости электронов в поле ВГВ накачки известны и определяются соотношением (16).

Для левополяризованной электромагнитной волны электрическое поле равно

$$\mathbf{E}_2 = E_x (\mathbf{e}_x - ie_y)$$

и соответственно скорость электронов в поле волны будет определяться выражением

$$\mathbf{v}_2 = -i \frac{e \mathbf{E}_2}{m_e (\omega_2 + \omega_{Be})}. \quad (31)$$

Из соотношений (10), (11), (16) и (31) находим нелинейное дисперсионное уравнение для КАВ:

$$\epsilon_3 \varphi = \mu_3 \varphi_0 E_{2x}^*, \quad (32)$$

где коэффициент связи определяется выражением

$$\mu_3 \approx i \frac{\omega^2 k_z v_A^2 e k_{0x}}{m_e} \left[\frac{k_{2z}}{\omega_2(\omega_0 + \omega_{Be})} - \frac{k_{0z}}{\omega_0(\omega_2 + \omega_{Be})} \right]. \quad (33)$$

Нелинейное дисперсионное уравнение. Из уравнений (30) и (32) находим нелинейное дисперсионное уравнение для трехволнового взаимодействия (распад ВГВ накачки на КАВ и левополяризованную электромагнитную волну)

$$\epsilon_2 \epsilon_3^* = \mu_2 \mu_3^* |\varphi_0|^2. \quad (34)$$

Полагая в (34)

$$\omega = \omega_r + i\gamma_2,$$

$$\omega_2 = \omega_{2r} + i\gamma_2$$

(где $|\gamma_2| \ll \omega_r, \omega_{2r}$), получим выражение для инкремента развития неустойчивости

$$\gamma_2 = \frac{\mu_2 \mu_3^* |\varphi_0|^2}{\frac{\partial \epsilon_2}{\partial \omega} \cdot \frac{\partial \epsilon_3}{\partial \omega_2}} \Bigg|_{\substack{\omega = \omega_r \\ \omega_2 = \omega_{2r}}}, \quad (35)$$

где ω_r и ω_{2r} определяются из уравнений

$$\epsilon_2(\omega_r, \mathbf{k}) = 0, \quad \epsilon_3(\omega_{2r}, \mathbf{k}_2) = 0.$$

Подставляя значения коэффициентов связи μ_2 и μ_3 и значения производных $\partial \epsilon_2 / \partial \omega$ и $\partial \epsilon_3 / \partial \omega_2$ в (35), получим

$$\gamma_2 \approx \frac{\sqrt{W}}{2} \frac{v_{Te}}{v_A} \frac{\omega_{pe}}{\omega_0} \frac{c}{v_A} \left(\frac{\omega_A}{\omega_0} \right)^{1/2} \omega_A. \quad (36)$$

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Полученные нами результаты применимы для объяснения плазменных явлений, наблюдаемых в космических условиях. Рассмотрим сначала магнитосферные волновые явления. Анализ спутниковых наблюдений показывает, что в магнитосфере Земли есть электромагнитные волны с частотами порядка

верхнегибридной частоты (Gurnett, Shaw, 1973; Kurth et al., 1979). Учитывая, что в области генерации электромагнитного излучения наблюдаются и ВГВ, есть основания полагать, что они являются источником этого излучения. Для оценки инкремента и времени нарастания электромагнитного излучения воспользуемся данными, приведенными Decgeau et al. (1982); согласно им типичные значения параметров магнитосферной плазмы в районе полета спутника GEOS-1 следующие: $n_0 \approx 10 \text{ см}^{-3}$, $T_e \approx T_i \approx 1 \text{ эВ}$, $E_{0x} \approx 1 \text{ мВ/м}$, $\omega_{pe}/\omega_{Be} \approx 10$ и соответственно $W \approx 10^{-5}$.

Оценим сначала инкремент и время развития неустойчивости для случая, когда ВГВ накачки распадается на обыкновенную электромагнитную волну и КАВ. Инкремент развития неустойчивости в этом случае определяется формулой (25). Полагая в выражении (25) $W \approx 10^{-5}$, $v_{Te}/v_A \approx 10$, $\kappa \approx 1$, $\omega_A \approx 10^2 \text{ с}^{-1}$, получим $\gamma_1 \approx 2 \text{ с}^{-1}$ и соответственно время развития неустойчивости $\tau_1 \approx 0.5 \text{ с}$.

А теперь для тех же параметров плазмы оценим инкремент и время развития неустойчивости для случая, когда ВГВ распадается на КАВ и левополяризованную электромагнитную волну. Из (25) и (36) находим

$$\gamma_2 \approx \gamma_1 \frac{c}{v_A} \frac{(\omega_A/\omega_0)^{1/2}}{\kappa}.$$

Полагая $c/v_A \approx 10^3$, $\omega_A/\omega_0 \approx 10^{-4}$, $\kappa \approx 1$, получим $\gamma_2 \approx 20 \text{ с}^{-1}$ и время развития неустойчивости $\tau_2 \approx 0.05 \text{ с}$.

Приведенные оценки показывают, что в результате трехволнового параметрического взаимодействия генерация левополяризованной электромагнитной волны происходит гораздо быстрее, чем обыкновенной электромагнитной волны. Следует заметить, что наши результаты полностью согласуются с выводами (Murtaza, Shukla, 1984), где рассматривался распад ВГВ на левополяризованную (обыкновенную) электромагнитную и нижнегибридную волны. Очевидно, что пороговые условия будут выполняться, так как частота столкновений в рассматриваемой области магнитосферы сравнительно невелика ($\nu_{ei} \approx 10^{-4} \text{ с}^{-1}$) и затухание Ландау пренебрежительно мало.

Рассмотренное нами нелинейное трехвольновое параметрическое взаимодействие может иметь место и в ионосфере Земли во время нагревных экспериментов (Stubbe et al., 1984; 1994), где наблюдается вторичное электромагнитное излучение. Это вторичное излучение возникает и становится измеримым на Земле через несколько миллисекунд после того, как ионосфера облучалась мощ-

ной электромагнитной волной. Можно предположить, что имеет место следующий каскадный процесс: под воздействием мощного радиоизлучения наземного передатчика в ионосфере возбуждаются верхнегибридные волны, которые, рассеиваясь на низкочастотных флюктуациях (кинетических альвеновских волнах, нижнегибридных волнах, ионно-звуковых волнах), в свою очередь будут генерировать электромагнитное излучение на частотах, близких к верхнегибридной частоте.

Предложенный нами механизм электромагнитного излучения может быть ответственен за *s*-радиоизлучение Юпитера. Данные наблюдений показывают, что *s*-радиоизлучение Юпитера сосредоточено на частотах короче 39.5 МГц, и мощность его резко уменьшается при приближении к частоте 39.5 МГц (Корр, Деш, 1979; Рябов, Герасимова, 1990). Следовательно, верхняя частота «образования» спектра *s*-радиоизлучение Юпитера может трактоваться, согласно предложенному механизму, как верхнегибридная частота $\omega_h^2 = \omega_{pe}^2 + \omega_{Be}^2$.

Нелинейный механизм электромагнитного излучения, рассмотренный нами, может «работать» и в короне Солнца во время мощных вспышек. Наиболее интересными с точки зрения теории являются радиовсплески III типа. Они наблюдаются в широком диапазоне частот от десятков килогерц (измерения на космических аппаратах) до сотен мегагерц по мере продвижения источника генерации от Солнца к Земле. Таким источником, очевидно, являются потоки частиц, ускоренные во время вспышки и движущиеся от Солнца. Высокоэнергичные потоки частиц генерируют ВГВ, которые, рассеиваясь на КАВ (нижнегибридных, ионно-звуковых волнах), в свою очередь будут генерировать электромагнитное излучение с частотами порядка верхнегибридной частоты.

Таким образом, трансформация ВГВ в электромагнитное излучение является широко распространенным явлением в космических условиях.

- Корр Т. Д., Деш М. Д. Новейшие наблюдения Юпитера в декаметровой и гектаметровой областях // Юпитер. — М.: Мир, 1979.—Т. 3.—С. 91—144.
 Рябов Б. П., Герасимова Н. Н. Декаметровое спорадическое радиоизлучение Юпитера. — Киев: Наук. думка, 1990.—235 с.
 Смит П. А. Модели декаметрового излучения Юпитера // Юпитер. — М.: Мир, 1978.—Т. 1.—С. 433—485.
 Юхимук В. А., Юхимук А. К. Параметрическое возбуждение верхнегибридных и ионно-звуковых волн в космической плазме // Кинематика и физика небес. тел.—1994.—10, № 6.—С. 67—73.
 Юхимук В. А., Юхимук А. К., Кучеренко В. П. Нелинейный механизм генерации альвеновских волн в космической плазме // Кинематика и физика небес. тел.—1995.—11,

- № 5.—С. 71—77.
- Decreau P. M., Bechin C., Parrot M. Global characteristics of the cold plasma in the equatorial plasmapause region as deduced from the GEOS 1 mutual impedance probe // J. Geophys. Res.—1982.—87A, N 2.—P. 695—712.
- Gurnett D. A., Shaw R. R. Electromagnetic radiation trapped in the magnetosphere above the plasma frequency // J. Geophys. Res.—1973.—78A, N 34.—P. 8136—8149.
- Kurth W. S., Ashour-Abdall M., Frank L. A., et al. A comparison of intense electrostatic waves near FUHR with linear instability theory // Geophys. Res. Lett.—1979.—6A, N 6.—P. 487—490.
- Murtaza G., Shukla P. K. Nonlinear generation of electromagnetic waves // J. Plasma Phys.—1984.—31.—P. 423—436.
- Oya H., Marioka A., Kobayashi K., et al. Plasma wave observation and sounder experiments (PWS) using the Akebano (EXOS-D) satellite-instrumentation and initial result including discovery of the high altitude aquatorial plasma turbulence // J. Geomag. Geoelectr.—1990.—42.—P. 441—442.
- Stubbe P., Kopka H., Thide B., et al. Stimulated electromagnetic emissions: a new technique to study the parametric decay instability in the ionosphere // J. Geophys. Res.—1984.—89A, N 3.—P. 7523—7536.
- Stubbe P., Stoker A. J., Honary F., et al. Stimulated electromagnetic emission and anomalous HF wave absorption near electron gyroharmonics // J. Geophys. Res.—1994.—99A, N 4.—P. 6233—6246.
- Wang De-Yu, Li Dind-Yi. Nonlinear parametric instability and millisecond solar radio spikes // Solar. Phys.—1991.—135.—P. 393—405.
- 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.

УДК 532.26

О влияниї акустического излучення на динаміку чувствительних элементов гиростабилизированных платформ

В. В. Каракун, В. Г. Лозовик

Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут»

Надійшла до редакції 28.06.95

Рассматривается механизм упрогого взаимодействия акустического излучения двигателей носителей с многофазной механической структурой чувствительных элементов гиростабилизированной платформы. Проведен качественный анализ этого явления и установлены особенности динамики приборов в условиях звукового воздействия со стороны работающих маршевых двигателей.

При старте носителей из малых объемов (или с поверхности Земли) возникает акустическое излучение высокой интенсивности — 150 дБ и выше, которое приводит, как оказалось, к существенному изменению физико-механических свойств материала корпуса носителя, а также комплектующих элементов блока командно-измерительного комплекса. Основной причиной возникновения излучения является наличие сферических и остронаправленных волн Маха, обусловленных работой маршевых двигателей. Акустическое воздействие на механические системы носителя осуществляется как через среду, так и через элементы конструкции, подобно звуковому мостику.

Исследования показали, что акустическое излучение высокой интенсивности, 160—180 дБ, приводит к появлению погрешностей чувствительных элементов построителей триортогональной системы координат, выполненных, например, на базе гиростабилизированных платформ (ГСП) и к ухудшению технических характеристик изделий в целом.

Величина погрешности измерения, например, серийно выпускаемого авиационной промышленностью дифференцирующего гироскопа типа ДУСУ2-6АС в условиях акустического излучения интенсивности 163 дБ составляет 0.1 град·с⁻¹ на

частотах 200 и 300 Гц, 0.4 град·с⁻¹ в диапазоне частот 500÷600 Гц и на частоте 700 Гц, 0.6 град·с⁻¹ — в диапазоне 780÷820 Гц. При такой интенсивности внешнего звукового воздействия некорректируемый курсовой гирокопический прибор типа ГА-6 имеет систематический уход и через 10—15 мин «ложится» на упоры, теряя при этом одну степень свободы.

Проанализируем влияние акустического воздействия на двухступенные гироскопы в поплавковом исполнении типа ДУСУ2-6АС, предназначенных для использования на летательных аппаратах длительного действия. Техническое исполнение таких приборов представляет собой многофазную механическую структуру в виде двух коаксиальных круговых цилиндров, разделенных тяжелой хлор- или фторорганической жидкостью, позволяющей, с одной стороны, уменьшить сухое трение на выходных осях приборов путем взвешивания их подвижной части, с другой — улучшить демпфирующие характеристики гиродатчика вариацией геометрии обтекаемых поверхностей. Если речь идет о дифференцирующих гироскопах, то надо отметить, что с уменьшением уровня звукового давления до предусмотренного техническими условиями на эксплуатацию, т. е. до 130 дБ, погрешность измерения

вследствие звукового воздействия у них исчезает. Если же речь идет об интегрирующих гироскопах, то и после действия излучения она остается. Это относится и к другим типам приборов ориентирных направлений. Другими словами, некорректируемые приборы имеют тенденцию к интегрированию ошибки, и следовательно, приборы управления нуждаются в «акустическом комфорте».

Решая задачу в линейной постановке, механизм упругого взаимодействия волны давления с гироскопом можно рассматривать в следующем виде. Прошедшая через наружный упругий цилиндр акустическая волна вызывает поступательное перемещение поплавка в сторону распространяющейся волны, вызывая дополнительное давление на оси и, как следствие, увеличение сил сухого трения и зоны застоя. Величина этого перемещения для некоторых вариантов механического соединения цилиндров определяется выражением:

- цилиндры соединены упругой связью и демпфером —

$$U(t) = \omega^{-1} \exp(-\nu t) [(M^0 + m)(M + m)^{-1} - \alpha \nu c^{-1}] \times \\ \times [\sin \omega t - \exp(\nu) \sin \omega(t-1)] - \\ - \alpha c^{-1} \exp(-\nu t) [\cos \omega t - \exp(\nu) \cos \omega(t-1)] + \\ + \alpha c^{-1} [\delta_0(t) - \delta_0(t-1)];$$

- цилиндры соединены только демпфером —

$$U(t) = 2(\alpha + b)^{-2} [M^0 + m - \alpha(M + m)] \exp(-\nu t) \times \\ \times [\sinh \nu t - \exp(\nu) \sinh \nu(t-1)] + \alpha(\alpha + b)^{-1};$$

- цилиндры соединены только упругой связью —

$$U(t) = \lambda^{-1} \exp(-\mu t) [(M^0 + m)(M + m)^{-1} - \alpha \mu c^{-1}] \times \\ \times [\sin \lambda t - \exp(\mu) \cdot \sin \lambda(t-1)] - \\ - \alpha c^{-1} \exp(-\mu t) [\cos \lambda t - \exp(\mu) \cos \lambda(t-1)] + \\ + \alpha c^{-1} [\delta_0(t) - \delta_0(t-1)];$$

- цилиндры свободны от закреплений —

$$U(t) = (M^0 + m)(M + m)^{-1} + (M - M^0)(M + m)^{-1} \times \\ \times \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n+1} \nu_1^n \frac{t^{n+1} - (t-1)^{n+1}}{(n+1)!},$$

где M — масса подвижного цилиндра с гиromотором; M^0 — масса вытесненной внутренним цилиндром жидкости; m — присоединенная масса; b , c — приведенные коэффициенты демпфирования и упругости; α — коэффициент трения;

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

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

$$\lambda^2 = c(M + m)^{-1} - \mu^2;$$

$$\nu_1 = \alpha(M + m)^{-1};$$

$\delta_0(t)$ — единичная функция Хевисайда; полный импульс акустического давления является конечным по величине.

При положительной плавучести внутреннего цилиндра, т. е. при $M < M^0$, окончательное его перемещение в среде больше, а при отрицательной — меньше перемещения частиц идеальной жидкости. Вместе с тем установлено, что в реальной (вязкой) жидкости масса тела не оказывает влияния на величину перемещения. Кажущееся противоречие объясняется тем, что при $t > T$ хотя бы и медленно (при малом трении), тело положительной плавучести, получив большее, чем жидкость, перемещение, возвратится назад настолько, что его перемещение сравняется с перемещением частиц жидкости. Точно также и тело отрицательной плавучести в конце концов достигнет перемещения, равного перемещению частиц жидкости.

Наибольший интерес представляют величины окончательных перемещений (пределных, т. е. при $t \rightarrow \infty$) внутреннего цилиндра, так как они дают возможность установить величину систематической составляющей момента сил сухого трения, вызванного действием прошедшей внутрь прибора акустической волны давления, и следовательно, систематическую погрешность (систематический уход) гиродатчика. Для рассмотренных вариантов крепления цилиндров, это будет:

$$U_{\infty} = \lim_{t \rightarrow \infty} U(t) = \alpha c^{-1};$$

$$U_{\infty} = \alpha(\alpha + b)^{-1};$$

$$U_{\infty} = \alpha c^{-1};$$

$$U_{\infty} = (M^0 + m)(M + m)^{-1},$$

с учетом только трения о среду. Последнее выражение совпадает с полученной В. В. Новожиловым формулой для незакрепленного цилиндра.

Таким образом, вследствие поступательного перемещения поплавка, погрешность прибора будет определяться выражением

$$\beta_{\tau} = \frac{M_{\tau}}{c} = \frac{f \ddot{U}(t)r}{c},$$

где r — радиус подшипника выходной оси; f — коэффициент трения скольжения; M_{τ} — момент сил сухого трения на выходной оси, обусловленный дополнительным давлением.

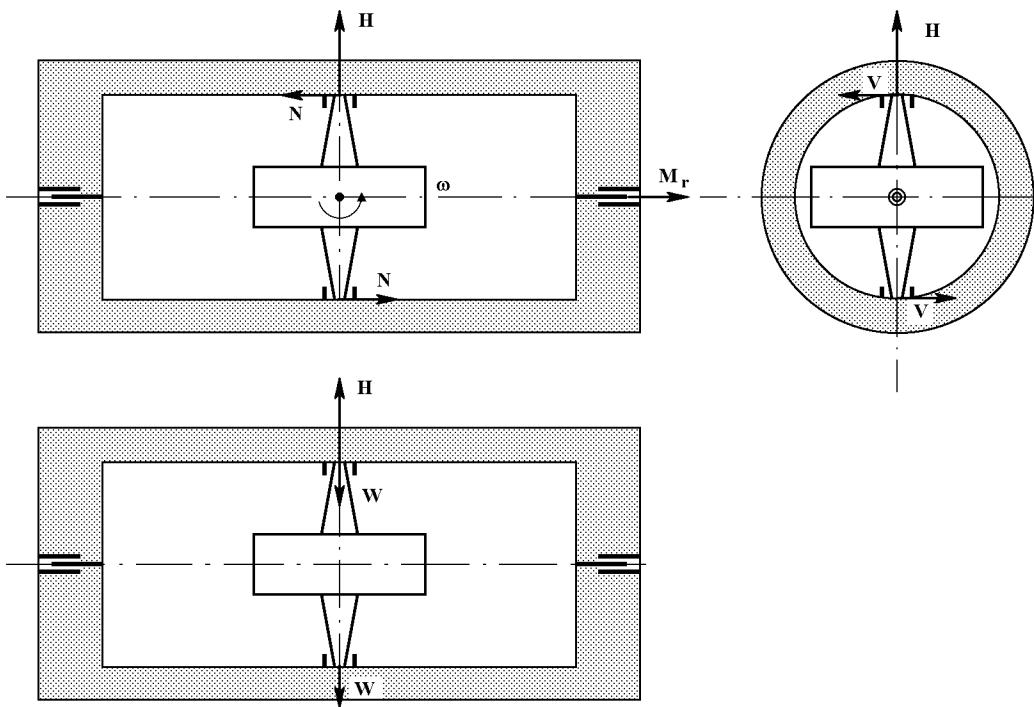


Рис. 1. Влияние упругого перемещения мест крепления полуосей гиромотора на погрешность измерения

Вместе с тем прошедшая волна давления вызовет также и перемещения упругой поверхности внутреннего цилиндра, в том числе в местах крепления полуосей гиромотора. Причем в общем случае при произвольном падении волны давления наблюдаются три составляющие этих перемещений — N , V и W (вдоль образующей внутреннего цилиндра, по касательной к плоскости шпангоута и в плоскости шпангоута соответственно). Наиболее неблагоприятный случай — это противофазное перемещение N мест крепления полуосей, так как наличие колебательной скорости N^* в направлении образующей цилиндра неизбежно приведет к появлению угловой скорости возмущенного движения ротора (рис. 1, 2)

$$\omega = \frac{N^*}{R}$$

и, как следствие, к возникновению момента гироскопической реакции

$$M_r = H \times \omega,$$

направленного вдоль выходной оси прибора и стремящегося совместить векторы кинетического момента гироскопа H и угловой скорости ω возмущенного движения. Это вызовет поворот подвиж-

ной части гиродатчика, который будет пропорционален «ложной» угловой скорости и являться погрешностью измерения (Шендеров, 1972):

$$\begin{aligned} \beta_m &= -\frac{H\omega}{c} = -\frac{I_0\Omega}{c} \frac{N^*}{R} = \\ &= -\frac{2H}{Rc} P_{10} (\omega^2 \pi \mu_2 r)^{-1} \exp(ikz) \times \\ &\quad \times \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n i^n \alpha_n \left[\beta_n H_n^{(1)}(\mu_2 r) (z_s^{(1)} + z_s^{(2)} + z_n) \right]^{-1} \cos n\varphi, \end{aligned}$$

где $H = I_0\Omega$ — кинетический момент гиромотора; z_i , ε_n , α_n , β_n — коэффициенты; H_n — функция Ганкеля; P_{10} — давление в падающей акустической волне.

С учетом сказанного акустическую погрешность прибора можно определить суммой

$$\beta_a = \beta_t + \beta_m.$$

Первая составляющая может быть классифицирована как инструментальная, вторая — как методическая. Отсюда и возможные пути устранения — соответственно схемными и конструкторско-технологическими решениями. Реализация первого пути

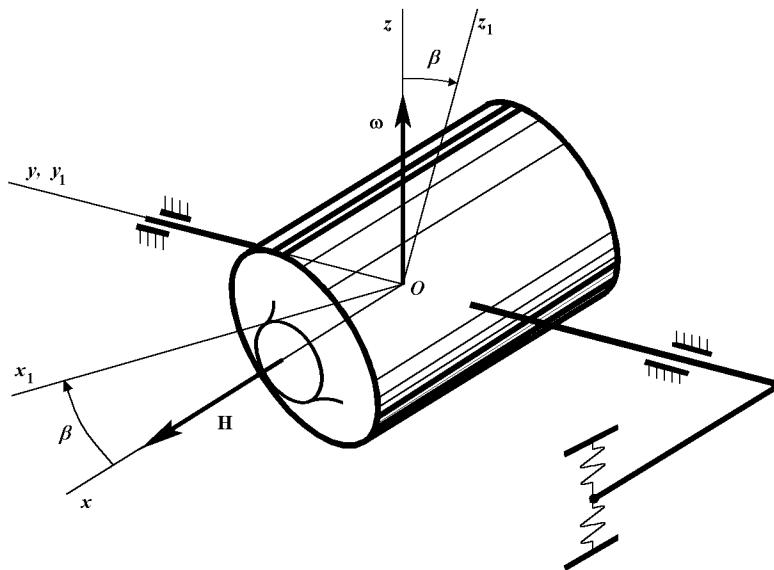


Рис. 2. Механизм возникновения погрешности гироскопического чувствительного элемента ГСП при акустическом воздействии

может быть осуществлена, например, с помощью двухканального метода автокомпенсации либо с помощью принудительного вращения опор гироскопа вокруг оси, параллельной вектору кинетического момента (как показали эксперименты, этот метод наиболее эффективен и позволяет свести практически к нулю погрешность в среднем за период вращения). Конструкторско-технологические решения сводятся в основном к пассивным методам

звукопоглощения на основе использования шумопоглощающих мастик, перфорированных экранов и т. п. (Дидковский и др., 1991).

- Дидковский В. С., Каракун В. В., Заборов В. И. Проектирование ограждающих конструкций с оптимальными звуко- и виброизоляционными свойствами. — К.: Будівельник, 1991.—120 с.
Шендеров Е. Л. Волновые задачи гидроакустики. — Л.: Судостроение, 1972.—352 с.

УДК 621.3.038+621.52

Комплексная имитация факторов космического пространства

В. В. Абраимов¹, А. А. Негода², А. П. Завалишин², Л. К. Колыбаев¹

¹Фізико-технічний інститут низьких температур ім. Б. І. Веркіна НАН України, Харків

²Національне космічне агентство України, Київ

Надійшла до редакції 16.11.95

Разработан и создан не имеющий аналогов в СНГ и странах-представителях Европейского космического агентства комплексный имитатор для наземной ускоренной имитации шести факторов космического пространства: 1) излучения искусственного Солнца (в интервале $\lambda\lambda$ 200–2500 нм); 2) вакуумного ультрафиолетового (ВУФ) излучения (в интервале $\lambda\lambda$ 5–200 нм); 3) потоков протонов и 4) электронов радиационных поясов Земли с энергиями 50–200 кэВ; 5) вакуума (10^{-7} торр); 6) термоциклирования в интервале 4.2–400 К. Предполагается проведение исследований влияния шести факторов космического пространства на физико-механические свойства материалов, а также работоспособность узлов и масштабных моделей космических аппаратов. Проведение ускоренной имитации факторов космоса и исследование свойств материалов позволят дать обоснованные рекомендации по применению перспективных материалов для создания космических систем с временами жизни 5–10 лет.

ВВЕДЕНИЕ

Актуальными задачами космического материаловедения на современном этапе являются (Вернов, 1983):

- проведение корректной и надежной имитации факторов космического пространства (ФКП) в наземных (лабораторных) условиях;
- комплексное исследование физико-механических свойств перспективных материалов космических систем под их воздействием;
- изучение работоспособности («времени жизни») материалов, узлов и масштабных моделей КА под воздействием факторов космического пространства.

Ситуация осложняется тем обстоятельством, что материалы и приборы в открытом космосе работают в «жестких» и экстремальных условиях при воздействии таких основных факторов, как глубокий вакуум ($10^{-6}\div10^{-7}$ торр*), электромагнитное излучение Солнца в интервале длин волн $\lambda\lambda$ 5–2500 нм, потоки протонов и электронов естественных и искусственных радиационных поясов Земли в широком интервале энергий ($10 \text{ кэВ} < E < 10 \text{ МэВ}$), многократное изменение температуры в широком интервале (4.2–450 К), сильные электрические поля напряженностью $E = 20\text{--}30 \text{ кВ}$, которые возникают благодаря электризации космического аппарата, сильные магнитные поля, невесомость, вибрации, перегрузки и пр. Следует особенно подчеркнуть, что полученные за последние годы экспериментальные данные по наземной имитации основных ФКП на материалы и приборы

* 1 торр = 1 мм рт. ст. = 133.322 Па (Ред.)

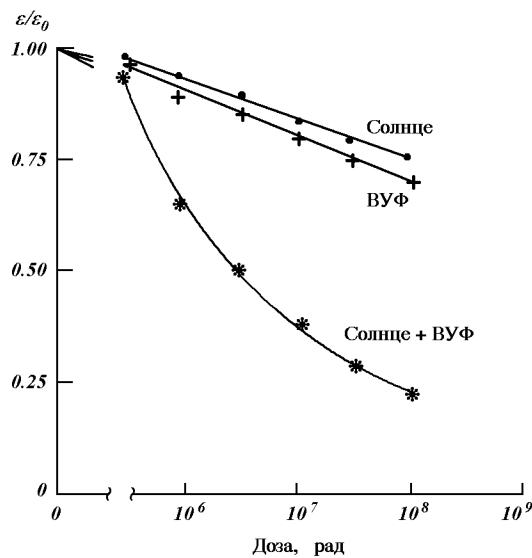


Рис. 1. Зависимость суммарной степени деформации ε фторопласта от дозы облучения искусственным Солнцем; ВУФ-излучением, а также для совместного облучения Солнце + ВУФ

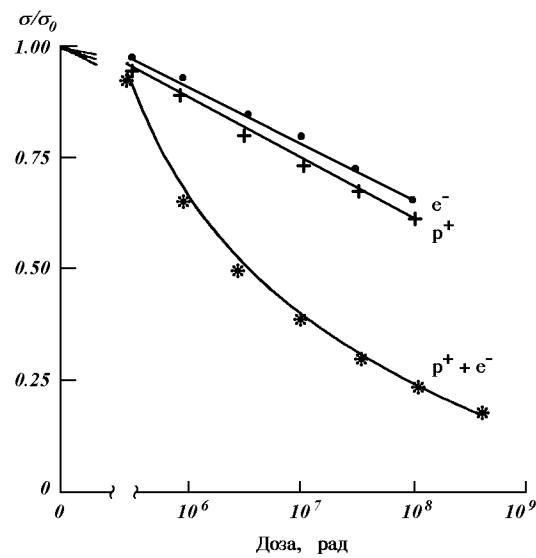


Рис. 2. Зависимость предела текучести полиэтилентерефталата (майлара) от дозы облучения потоками электронов (e^-), протонов (p^+), а также совместного облучения протонами и электронами ($e^- + p^+$)

являлись несопоставимыми. Сама имитация ФКП проводилась в целом ряде институтов и лабораторий СНГ, Европейского космического агентства (ESA) при недостаточно корректных условиях. Практически отсутствовало целенаправленное сравнение результатов натурных экспериментов с данными наземной имитации. В большинстве случаев проводилась имитация, как правило, двух-трех (в некоторых случаях четырех) факторов (Вернов, 1983; Милинчук и Тупиков, 1986; Abraimov et al., 1993), например: облучение Солнцем + термоциклирование; или облучение протонами (электронами) + термоциклирование в интервале $-150\ldots+150$ °C. Имитация ФКП проводилась последовательно в разных имитаторах, при этом материалы и изделия извлекались из вакуумных камер на воздух. Подчеркнем, что эксперименты, проведенные в последние годы в СКТБ ФТИНТ (отдел космического материаловедения) (Abraimov et al., 1993, 1995b, 1995c; Абраимов и др., 1992; 1993) и других институтах СНГ (Милинчук и Тупиков, 1986), а также предсказания некоторых теоретических моделей по воздействию радиации на вещество (Косевич, Ландау, 1989), показывают, что многие физико-механические свойства материалов изменяются под воздействием одного типа излучения, как правило линейно с увеличением интенсивности (дозы облучения). При наличии

двух типов излучений, например свет + протоны или свет + электроны, свойства материалов изменяются от дозы облучения нелинейно. Такие кинетические процессы названы фотостимулированными или радиационностимулированными нелинейными эффектами (синергизмом). Это хорошо иллюстрируют экспериментальные результаты, полученные в СКТБ ФТИНТ (рис. 1, 2). В работе (Abraimov et al., 1993) показано, что при воздействии одного фактора космического пространства (Солнце; ВУФ-излучение; потоки протонов или электронов) деградация механических свойств материалов, например суммарной деформации образца ε или предела текучести σ_0 , происходит линейно. При воздействии двух факторов космоса — Солнца + ВУФ-излучение, или при совместном облучении протонами и электронами (рис. 1, 2) — наблюдается, во-первых, неаддитивный вклад каждого вида облучения в процесс деградации, а также существенное нелинейное изменение свойств материалов от дозы облучения.

Таким образом, для проведения корректной и надежной имитации ФКП требовались разработка и создание комплексного имитатора для одновременного воздействия максимально возможного числа из достижимых в настоящее время шести основных факторов космического пространства: потоков протонов и электронов радиационных поясов Земли

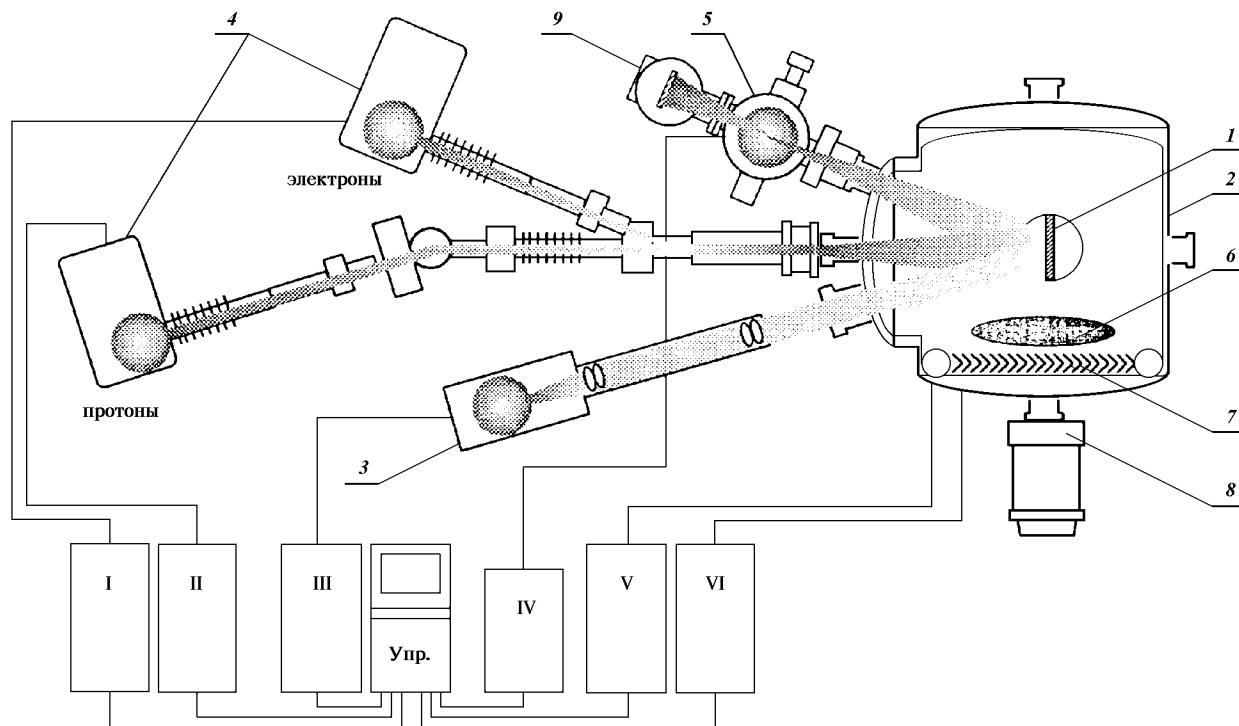


Рис. 3. Общий вид комплексного имитатора факторов космического пространства КИФК и основных его систем. I, II, III, IV, V, VI — стойки управления элементами комплекса; Упр — панель управления комплексом; 1 — объект исследований, 2 — вакуумная камера, 3 — источник искусственного Солнца (ИС-160) ($\lambda = 200$ — 2500 нм), 4 — источник протонов и электронов (с энергиями $\varepsilon = 30$ — 200 кэВ), 5 — источник ВУФ-излучения ($\lambda = 5$ — 200 нм), 6 — криогенный насос ($T = 4.2$ К), 7 — экран ($T = 77$ К), 8 — системы вакуумной откачки, 9 — камера по ускоренному воздействию ВУФ-излучения на свойства материалов

ли, излучения «заатмосферного» Солнца, ВУФ-излучения, термоциклирования в интервале температур $4.2\div400$ К, вакуума порядка 10^{-7} торр.

В этой связи целью настоящей работы являлись:

1. Разработка и создание комплексного имитатора ФКП для одновременной ускоренной имитации шести ФКП (не имеющего аналогов в странах СНГ и ESA): излучения искусственного Солнца (в интервале $\lambda\lambda 200$ — 2500 нм), ВУФ-излучения (в интервале $\lambda\lambda 5$ — 200 нм); излучения протонов (p^+) и электронов (e^-) с энергиями 50—200 кэВ; вакуума (10^{-7} торр); термоциклирования в интервале 4.2—400 К.

2. Разработка и создание новых физических методов ускоренной лабораторной имитации основных факторов космического пространства, адекватных воздействию природных факторов на свойства материалов, узлов, механизмов и масштабных моделей КА.

ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИМИТАТОРА ФАКТОРОВ КОСМИЧЕСКОГО ПРОСТРАНСТВА

На рис. 3 приведен общий вид комплексного имитатора факторов космического пространства (КИФК), который состоит из следующих основных систем: вакуумной камеры 2 с системами криогенной 6 и вакуумной 8 откачки; источника искусственного Солнца типа ИС-160 3; ускорителя протонов и электронов 4 с совмещенными пучками частиц; источника ВУФ-излучения 5 со специальной вакуумной камерой 9, а также пультов управления комплексным имитатором.

Вакуумная камера КИФК. Вакуумная камера 2 имитатора КИФК имеет величину рабочего вакуума $P = 10^{-7}$ торр. Откачка камеры производится турбомолекулярным насосом типа Lybold со скоростью откачки $q = 1500$ л/с.

В вакуумной камере КИФК расположен гелиевый криогенный насос 6. Объем жидкого гелия —

около 10 л. Диаметр вакуумной камеры равен 0.7 м, ее длина $L = 1.5$ м. Вакуумная камера 2 имеет величину рабочего вакуума $P = 10^{-7}$ торр.

Радиационный экран камеры 7 с системой азотного охлаждения, имеющий объем жидкого азота около 20 л, позволяет автоматически поддерживать температуру экрана на уровне 77 К. Внутренняя поверхность радиационного экрана 7 имеет коэффициент черноты $\varepsilon = 0.95$, внешняя поверхность экрана характеризуется коэффициентом поглощения $A_S = 0.1$.

В вакуумной камере имитатора КИФК производится одновременная ускоренная имитация шести факторов космоса.

В настоящей работе разработаны и созданы следующие методики физических экспериментов непосредственно под пучком в камере КИФК (т. е. *in situ* в вакууме):

1) комплексных исследований и испытаний механических свойств материалов в условиях активной деформации с максимальной чувствительностью по напряжению 1 г (получение кривых упрочнения материалов $\sigma(\varepsilon)$), ползучести материалов $\varepsilon(t)$ с максимальной чувствительностью по деформации образцов $\delta l / l_0 = 10^{-6}$, релаксации напряжений с той же чувствительностью — 1 г;

2) измерений электрофизических свойств материалов — вольт-амперных характеристик солнечных батарей, диэлектрических характеристик веществ, поверхностного и объемного сопротивления материалов;

3) изучений работоспособности масштабных моделей космических аппаратов под воздействием имитируемых факторов (терморадиационные свойства масштабных моделей КА, деградация коэффициента черноты ε и коэффициента оптического поглощения A_S , измерение температурных полей, а также полей упругих напряжений моделей КА при имитации их полета в радиационных поясах Земли);

4) исследование процессов газовыделения материалов в поле излучения ФКП методом масс-спектрометрии с использованием масс-спектрометра типа РОМС—9, разработанного в ФТИНТ в диапазоне регистрируемых массовых чисел 1—500 а. е. м., при разрешающей способности 0.5 а. е. м.;

5) измерений потери массы материалов в вакууме (10^{-7} торр) в поле ФКП с максимальной чувствительностью 10^{-4} г.

Воздействие космической радиации на исследуемый объект 1, расположенный в вакуумной камере КИФК, осуществляется с помощью следующих имитаторов и источников излучения:

1. Источника искусственного (заатмосферного) Солнца 3 типа ИС-160, с интенсивностью излучения $I = 0.14 \div 0.28$ Вт/см², имеющего площадь облучения $S = 150$ см².

2. Ускорителя 4 протонов и электронов на совмещенных пучках, имитирующего потоки протонов и электронов радиационных поясов Земли с энергией частиц $E = 30 \div 200$ кэВ и суммарным током $I = 10 \div 100$ мкА. Площадь облучения объекта исследования составляет $S = 150$ см².

3. Имитатора 5 ВУФ-излучения, осуществляющего имитацию заатмосферного Солнца в интервале $\lambda\lambda 5 \div 200$ нм с интенсивностью ВУФ-излучения $I = (0.01 \div 3) \cdot 10^{-4}$ Дж·см⁻²с⁻¹. Спектр излучения ВУФ-имитатора максимально приближен к спектру Солнца в указанном диапазоне длин волн.

НАУЧНАЯ И ПРАКТИЧЕСКАЯ ЗНАЧИМОСТЬ РАБОТЫ

Данная работа решает, по нашему мнению, ряд важных проблем в области наземной имитации факторов космического пространства, обеспечивая:

- одновременность воздействия шести ФКП на материалы и модели космических аппаратов;
- имитацию полного спектра электромагнитного излучения Солнца (включая ВУФ-излучение) в диапазоне длин волн 5—2500 нм;
- ускоренную имитацию потоков протонов и электронов радиационных поясов Земли с энергией 50—200 кэВ и интенсивностью 10^{12} см⁻²с⁻¹ (т. е. с коэффициентом ускорения 500—1000);
- ускоренную имитацию ВУФ-компонента в спектре Солнца с максимальной интенсивностью $3 \cdot 10^{-4}$ Дж·см⁻²с⁻¹ (т. е. с коэффициентом ускорения 300);
- одновременное термоциклирование объектов исследования в широком интервале температур 4.2—400 К в вакууме $P = 10^{-7}$ торр;
- измерение непосредственно под пучком (т. е. *in situ*, без переноса объекта из вакуумной камеры на воздух) механических, диэлектрических свойств материалов; потери массы материалов; изучение газовыделений масс-спектрометрическим методом.

В заключение следует особо подчеркнуть, что проведенные на комплексном имитаторе КИФК исследования позволят в будущем предоставлять научнообоснованные рекомендации по применению и созданию новых материалов КА с заданными

физико-механическими свойствами, обеспечивающими надежную работу космических систем нового поколения (с временами жизни 5–10 лет).

Абраймов В. В., Агашкова Н. Н., Будняк И. В. и др. Влияние низких температур, радиации и глубокого вакуума на физико-механические свойства полимерных светопоглощающих покрытий // ФизХОМ.—1992.—№ 2.—С. 26–30.

Абраймов В. В., Бочаров К. Ш., Будняк И. В., Дановский В. В. Стимулированная вакуумным ультрафиолетовым излучением ползучесть некоторых полимерных материалов // ФизХОМ.—1993.—№ 1.—С. 39–46.

Вернов С. Н. (ред.) Моделирование воздействия космической среды на материалы и оборудование космических летательных аппаратов // Модель космического пространства. — М.: НИИЯФ МГУ, 1983.—Т. 2.—771 с.

Косевич А. М., Ландау А. И. Теоретические механизмы влияния электромагнитного излучения в диапазонах длин волн 2000–25000 Э и электростатических полей на пластические свойства полимерных материалов в условиях глубокого вакуума // Отчет ФТИНТ АН УССР. — Харьков, 1989.—9 с.

Милинчук В. К., Тупиков В. И. (ред.) Радиационная стойкость

органических материалов // Справочник. — М.: Энергоатомиздат, 1986.—272 с.

Abraimov V. V., Lura F., Bohne L., et al. Untersuchung von Erscheinungen nichtlinearen Degradation der physikalisch-mechanischen Eigenschaften von Materialien unter dem Einfluss Kosmischer Umgebungs faktor // Deutscher Luft und Raumfart Kongress DGLR. — Berlin, 1993.—P. 80–91.

Abraimov V. V., Bocharov K., Budniak I., et al. VUV-Stimulated Creep and Mechanical Properties of Polymers in Temperature Interval of 4.2–300 K // Cryogenic Engineering Conference and International Cryogenic Materials Conference SES/ICMC 1995, July 17–21. — Hyatt Regency Hotel/Columbus, Ohio USA, 1995a.—P. 66.

Abraimov V. V., Galeev A., Kostenko V., et al. Effect of Space Factors on Physico-Mechanical Properties of Materials Space Vehicle of Mars'96 // Cryogenic Engineering Conference and International Cryogenic Materials Conference SES/ICMC 1995, July 17–21. — Hyatt Regency Hotel/Columbus, Ohio USA, 1995b.—P. 89.

Abraimov V. V., Mirzoeva L., Agashkova N., et al. Investigation of Blistering Effect on Materials of Space Optics Affected by Space Factors // Cryogenic Engineering Conference and International Cryogenic Materials Conference SES/ICMC 1995, July 17–21. — Hyatt Regency Hotel/Columbus, Ohio USA, 1995c.—P. 90.

ABSTRACTS

Problems in the remote monitoring of global variations in the Earth atmosphere gas components

O. V. Morozhenko, M. G. Sosonkin, A. V. Shavrina, and Yu. S. Ivanov

Space Science and Technology, 1995, 1, N 2–6, P. 3–17 (in Ukrainian)

Observation data on the global variations in the planet's optical characteristics are reviewed. Climate variations and ecological conditions of the Earth's atmosphere are discussed. The spectrophotometric method for monitoring the chemical composition of the atmosphere is described in detail. Observations in the thermal spectral region are demonstrated to be more advantageous. A small-sized vibration-proof Fourier spectrometer for the region $3\text{--}10 \mu\text{m}$ with a spectral resolution of 2 cm^{-1} is described. It can be used in stationary and field conditions, and on board artificial Earth's satellites as well. The spectrophotometric method is shown to be promising in the global and local monitoring of gas pollutants in the Earth atmosphere. As an example we give lower boundary estimates for relative concentrations (with respect to CO_2) of ten atmospheric gas components.

Radiometric aperture synthesis system for remote sensing of Earth's natural resources from space. I. Potentialities

V. V. Piskorzh, V. M. Kirilyuk, and A. P. Vereshchak

Space Science and Technology, 1995, 1, N 2–6, P. 18–26 (in Russian)

Microwave remote sensing from space provides a possibility of measuring some parameters important for understanding the environment of the Earth on the global scale such as sea surface temperature, ocean salinity, soil moisture, and sea ice concentration. However, realizing the full potential of passive microwave remote sensing from space requires putting relatively large antennas in space. Antenna size is the factor limiting the implementation of L-band radiometers in space to measure soil moisture, and it is also an important factor limiting the development of a microwave sensor to fill the gaps created by clouds in present-day visible and infrared sounding of the atmosphere. A possible means of overcoming this size limitation is to use aperture synthesis. This is a technique in which correlation receivers are used to coherently measure the product of the signal from pairs of small antennas with many different antenna spacings during a relatively large time of receiving radiation from pixel of surface by antennas. One can obtain very high resolution maps of a source by taking measurements with relatively small antennas with different baselines. The purpose of this paper is to develop an algorithm for radiometric signal processing and expressions for the map resolution and sensitivity.

Radiometric aperture synthesis system for remote sensing of Earth's natural resources from space. II. Digital processing of signals

V. V. Piskorzh, V. M. Kirilyuk, and A. P. Vereshchak

Space Science and Technology, 1995, 1, N 2–6, P. 27–38 (in Russian)

Suboptimal algorithms were developed for the digital processing of narrow-band and wide-band signals in radiometric aperture synthesis systems, functional diagrams of the corresponding processing devices are given. These devices are sufficiently simple, and their quality characteristics are close to those which can be theoretically attained. An algorithm for noncoherent accumulation of images is discussed, it allows the sensitivity of radiometric systems to be improved substantially without any additional complications in the equipment.

Investigation of the blistering and flecking effects materials of outer space factors on space optics

V. V. Abraimov, F. Lura, L. Bohne, N. I. Velichko,
A. M. Markus, N. N. Agashkova, and L. A. Mirzoeva

Space Science and Technology, 1995, 1, N 2–6, P. 39–54 (in Russian)

At present a variety of optical devices are being developed for monitoring the environmental conditions in the outer space. This requires investigation of the effects of space factors (SFs) on materials and scale models of optical devices. The authors have studied the effects of SFs on the scale model of an infrared telescope and its components (the lens and the baffle made of various materials). These studies were made on a simplified model of the infrared telescope. The scale model was irradiated under conditions quite similar to those of the outer space. Combined $p^+ + e^-$ irradiation was carried out with the energy $E = 150–200$ keV, a total fluence of 10^{16} cm^{-2} (equivalent to a year), as well as irradiation of the model with an artificial Sun and by VUV rays ($\lambda 5–2500$ nm). The structural and optical properties of the mirrors were investigated. The blistering effect was revealed, i. e., formation of a defect structure consisting of craters on the optics surface under bombardment by protons of the artificial and natural radiation belts of the Earth. Irradiation of the materials with 150–200 keV protons is absorbed by a $2 \mu\text{m}$ layer. Within this layer, protons recombine with electrons of the materials ($p^+ + e^- \rightarrow H$) with formation of hydrogen atoms, e. g., the yearly dose of absorbed particles is $D = 10^{16} \text{ cm}^{-2}$. As the irradiation dose increases, hydrogen is accumulated in spherical cavities. When the hydrogen pressure in the cavities becomes higher than the material strength, the material fails and hydrogen leaves the cavities, i. e., blistering takes place. The surface layer is thus eroded. A complicated structure appears on the surface as crater-like hemispherical defects $2–5 \mu\text{m}$ in diameter distributed uniformly. It has been shown experimentally that the proton fluence at which such defect structures form is $6 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$, approximately equal to the annual equivalent dose. These defects, changing essentially the material surface properties, cause, in particular, decrease in the reflectivity both in the visible and the IR ranges.

Investigation of some features of flight dynamics and the cause of scattering of launching-vehicle separating parts

R. V. Bodnarchuk, A. A. Negoda, and A. V. Novikov

Space Science and Technology, 1995, 1, N 2–6, P. 55–59 (in Russian)

Topical problems in the dynamics of LV separating part (SP) descent in dense atmospheric layers are investigated by the statistical testing method. Special features of its angular oscillation, their influence on the flying range and on the mechanism of scattering of SP dropping points are also analysed.

Expert system for creation and optimization of aerospace materials

V. G. Sitalo, T. N. Litvishko, A. M. Gupal, and A. M. Tsvetkov

Space Science and Technology, 1995, 1, N 2–6, P. 60–64 (in Russian)

We describe an expert system for creation of new materials for space applications. The system automatically constructs the knowledge base using the methods of decision trees based on a modified ID3 algorithm and decision lists.

Nonlinear mechanism of electromagnetic radiation generation in cosmic plasma**A. K. Yukhimuk, V. A. Yukhimuk, and O. G. Fal'ko***Space Science and Technology, 1995, 1, N 2–6, P. 65–71 (in Russian)*

Parametric three-wave interaction of upper hybrid waves with kinetic Alfvén waves and electromagnetic waves (along and across the ambient magnetic field) is studied using two-fluid MHD. A nonlinear dispersion equation for the coupling waves and the growth rate of the parametric instability are found. We use our theoretical results for explaining observations of satellites in the magnetosphere. It is shown that electromagnetic waves both along and across the ambient magnetic fields can be generated as a result of the upper hybrid wave decay instability. It is also shown that the left-mode electromagnetic wave will be generated more efficiently than the ordinary electromagnetic wave. These parametric processes can also occur during solar flashes and in the magnetosphere of Jupiter.

On the impact of acoustic radiation on the dynamics of sensitive elements in gyrostabilized platforms**V. V. Karachun and V. G. Lozovik***Space Science and Technology, 1995, 1, N 2–6, P. 72–75 (in Russian)*

The paper deals with the mechanism of elastic interaction of acoustic radiation from carrier engines with multi-phase mechanical structure of sensitive elements in the gyrostabilized platform. This phenomenon was analysed qualitatively, and the peculiarities of device dynamics under the conditions of sound influence from working sustainer engines were defined.

Complex imitation of outer space factors**V. V. Abraimov, A. A. Negoda, A. P. Zavalishin, and L. K. Kolybaev***Space Science and Technology, 1995, 1, N 2–6, P. 76–80 (in Russian)*

A complex imitator has been designed and built for a ground-based express imitation of six space factors. The device has no analogs in the Community of Independent States and in the ESA countries. The six factors are the radiation from an artificial Sun ($\lambda\lambda$ 200–2500 nm), vacuum UV radiation ($\lambda\lambda$ 5–200 nm), protons and electrons with energies of 50–200 keV in the Earth's radiation belts, vacuum (10^{-7} torr), thermocyclogenesis in the range 4.2–400 K. The space factors will be studied for their degrading effect on the physical and mechanical properties of various materials as well as on the normal operation of mechanisms and scale models of spacecraft. These experiments will make possible substantiated recommendations as to the use of the materials which are promising in the construction of space systems with lifetimes of 5–10 years.
