

НАЦІОНАЛЬНЕ
КОСМІЧНЕ АГЕНТСТВО
УКРАЇНИ

НАЦІОНАЛЬНА
АКАДЕМІЯ НАУК
УКРАЇНИ

КОСМІЧНА НАУКА І ТЕХНОЛОГІЯ

НАУКОВО-ПРАКТИЧНИЙ ЖУРНАЛ

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

КИЇВ

Том 9, № 2/3, 2003

KYIV

ЗМІСТ

Ораєвський В. М., Собельман І. І., Житник І. О., Кузнеців В. Д., Степанов А. І., Поліщук Г. М., Ковилін П. Н., Негода О. О., Драновський В. Й., Яцків Я. С. Спостереження активних явищ на Сонці за допомогою космічного апарату КОРОНАС-Ф

Костик Р. І., Осипов С. М., Лебедєв М. І. Перші результати експерименту ДИФОС-Ф

Черногор Л. Ф. Физические процессы в околоземной среде, сопровождавшие военные действия в Ираке (март — апрель 2003 г.)

Тимошенко В. І., Фролов Г. А. Проблемы научно-методического обеспечения разработки и эксплуатации теплозащитных покрытий для теплоапряженных элементов объектов ракетно-космической техники. I. Математическое моделирование процессов деструкции теплозащитных материалов и покрытий

CONTENTS

- 3 *Oraevsky V. N., Sobelman I. I., Zhitnik I. A., Kuznetsov V. D., Stepanov A. I., Polishuk G. M., Kovilin P. N., Negoda O. O., Dranovskii V. Y., Yatskiv Ya. S.* CORONAS-F observations of active phenomena on the Sun
- 10 *Kostik R. I., Osipov S. N., Lebedev N. I.* The first results of the DIFOS-F experiment
- 13 *Chernogor L. F.* Physical processes in the near-Earth environment associated with March—April 2003 Iraq war
- 34 *Timoshenko V. I., Frolov G. A.* Problems on scientific and methodical maintenance of development and operation of heat-protective coatings for heat-stressed elements of objects of space-rocket engineering. I. Mathematical simulation of processes of the destruction of heat-protective materials and coatings

- Фролов Г. А., Пасичный В. В., Тимошенко В. И.** Проблемы научно-методического обеспечения разработки и эксплуатации теплозащитных покрытий для теплоизолированных элементов объектов ракетно-космической техники. II. Экспериментальное моделирование аэродинамического нагрева теплозащитных покрытий
- Фролов Г. А.** Энергоемкость основных процессов поглощения тепла при аэродинамическом нагреве теплозащитных покрытий ракетно-космической техники. I. Предельная энергоемкость внутренних процессов поглощения тепла при тепловом разрушении материала
- Фролов Г. А.** Энергоемкость основных процессов поглощения тепла при аэродинамическом нагреве теплозащитных покрытий ракетно-космической техники. II. Предельная энергоемкость поверхностных процессов поглощения тепла при тепловом разрушении материала
- Хоркавців Я. Д., Демків О. Т.** Вплив інгібіторів ауксинового транспорту на гравітропізм протонеми *Pohlia nutans* (Hedw.)
- Федоровский А. Д., Якумчук В. Г., Козлов З. В., Колоколов А. А.** Моделирование и оценка эффективности космических систем зондирования Земли
- Мурадян Х. К., Утко Н. А., Бадова Т. А., Безруков В. В., Бутенко Г. М., Пишель И. Н., Родниченко А. Е., Сытник Л. Н., Устименко А. Н., Желтоножский В. А., Садовников Л. В., Тарасов Г. Г.** Влияние нейтронного облучения на скорость газообмена и активность ключевых ферментов антиоксидантной системы печени мышей
- НАШІ АВТОРИ**
- МЕЖДУНАРОДНАЯ АССОЦІАЦІЯ АКАДЕМІЙ НАУК**
- 45** *Frolov G. A., Pasichnyi V. V., Timoshenko V. I. Problems on scientific and methodical maintenance of development and operation of heat-protective coatings for heat-stressed elements of objects of space-rocket engineering. II. Experimental modelling of aerodynamic heating of heat-protective coatings*
- 58** *Frolov G. A. Power consumption of major factors of heat absorption in aerodynamic heating of heat-protective coatings of objects of space-rocket engineering I. Limiting power consumption of internal processes of heat absorption in thermal destruction of a material*
- 68** *Frolov G. A. Power consumption of major factors of heat absorption in aerodynamic heating of heat-protective coatings of objects of space-rocket engineering. II. Limit power consumption of surface processes of absorption of heat at thermal destruction of a material*
- 77** *Khorkavtsiv Y. D., Demkiv O. T. The effects of auxin transport inhibitors on gravitropism in protonemata of the moss *Pohlia nutans* (Hedw.)*
- 83** *Fedorovskiy A. D., Yakymchuk V. H., Kozlov Z. V., Kolokolov A. A. Simulation process and estimation of efficiency of space systems for remote sensing of the Earth*
- 90** *Muradian Kh. K., Utko N. A., Badova T. A., Bezrukov V. V., Butenko G. M., Pishel I. N., Rodnichenko A. E., Sytnik L. N., Ustimenko A. N., Zheltonozhskii V. A., Sadovnikov L. V., Tarasov G. G. The effects of neutron irradiation on the rate of gaseous exchange and activity of the key antioxidant enzymes in the liver of mice*
- 99** **OUR AUTHORS**
- 102** **INTERNATIONAL ASSOCIATION OF ACADEMIES OF SCIENCES**

УДК 523.9

В. М. Ораєвський¹, І. І. Собельман², І. О., Житник²,
В. Д. Кузнецов¹, А. І. Степанов¹, Г. М. Поліщук³,
П. М. Ковилін³, О. О. Негода⁴, В. Й. Драновський⁵, Я. С. Яцків⁶

¹Інститут земного магнетизму, іоносфери й поширення радіохвиль Російської академії наук, м. Троїцьк, Росія

²Фізичний інститут ім. П. М. Лебедєва Російської академії наук, Москва

³Російське авіаційно-космічне агентство, Москва

⁴Національне космічне агентство України, Київ

⁵Державне конструкторське бюро «Південне», Дніпропетровськ

⁶Головна астрономічна обсерваторія Національної академії наук України, Київ

Спостереження активних явищ на Сонці за допомогою космічного апарату КОРОНАС-Ф

Надійшла до редакції 03.06.03

Описано комплексні спостереження в рамках місії КОРОНАС-Ф, націленої на вивчення активних явищ у сонячній короні. Наведено основні риси таких експериментів: спектроскопія XUV-зображенів із високим часовим і просторовим розділенням; спектроскопічні вимірювання в рентгенівському діапазоні; спектрофотометричні дослідження у рентгенівському та гамма-діапазоні; дослідження сонячних космічних променів. Обговорюються та аналізуються деякі нові спостережені дані про структуру й динаміку спалахів і про нестационарні явища на Сонці.

ПРОГРАМА КОРОНАС І МІСІЯ КОРОНАС-Ф

Міжнародну програму КОРОНАС (Комплексные орбитальные околоземные наблюдения активности Солнца), у рамках якої здійснено запуск навколоzemної космічної сонячної обсерваторії КОРОНАС-Ф, призначено для дослідження Сонця на різних фазах 11-річного циклу. Попередній КА КОРОНАС-І (запущений 1994 р.) спостерігав Сонце в епоху, близьку до мінімуму активності. КОРОНАС-Ф вивчатиме сонячну активність поблизу максимуму теперішнього 23-го циклу. Цей супутник був виведений на орбіту 31 липня 2001 р. Параметри орбіти такі: нахил — 82.49°, найменша відстань до Землі — 500.9 км, найбільша відстань до Землі — 548.5 км, період обертання — 94.859 хв. Така орбіта забезпечує повторення 20-добових відрізків неперервних спостережень Сонця, що особливо

важливо для геліосейсмологічних досліджень і моніторингу сонячних спалахів. Ефективна стабілізація орієнтації супутника досягає 5"/с. Це значно підвищує просторове розділення спостережень Сонця.

Наукові завдання проекту КОРОНАС-Ф. Основні наукові завдання місії такі: спостереження глобальних коливань Сонця, сейсмологія Сонця та вивчення його внутрішньої будови; комплексне вивчення потужних динамічних процесів активного Сонця, таких як активні області, спалахи й викиди речовини, в широкому спектральному інтервалі — від оптичного діапазону до гамма-діапазону; дослідження сонячних космічних променів, прискорених у процесах сонячної активності, вивчення умов їхнього виходу та поширення в міжпланетному магнітному полі, а також дослідження впливу сонячних космічних променів на магнітосферу Землі.

КОМПЛЕКС НАУКОВОЇ АПАРАТУРИ ТА РЕЗУЛЬТАТИ СПОСТЕРЕЖЕНЬ

Наукове обладнання. Комплекс наукової апаратури проекту охоплює чотири основні групи інструментів: геліосейсмологія — спектрофотометр ДИФОС (науковий керівник В. М. Ораєвський); одержання монохроматичних зображень Сонця із високим кутовим розділенням — сонячний рентгенівський телескоп СРТ-К (наукові керівники І. І. Собельман та І. О. Житник), рентгенівський спектрограф РЕС-К (наукові керівники І. І. Собельман та І. О. Житник), спектрофотометр ДІОГЕНЕСС (науковий керівник Я. Сильвестер); вимірювання електромагнітних потоків і поляризації (у діапазоні від ультрафіолету до гамма-випромінювання) — рентгенівський спектрометр РЕСІК (науковий керівник Я. Сильвестер), сонячний спектрополяриметр СПР-Н (наукові керівники І. І. Собельман, І. П. Тіндо та С. І. Свертилов), спалаховий спектрометр ИРИС (науковий керівник Г. Є. Кочаров), гамма-спектрометр ГЕЛИКОН (науковий керівник Є. П. Мазец), рентгенівський спектрометр РПС (наукові керівники В. М. Панков і Ю. Д. Котов), амплітудно-часовий спектрометр АВС (науковий керівник Ю. Д. Котов), сонячний ультрафіолетовий радіометр СУФР-Сп-К (науковий керівник Т. В. Казачевська), сонячний ультрафіолетовий спектрофотометр ВУСС-Л (науковий керівник А. А. Нусінов); вивчення сонячних корпукулярних потоків — комплекс СКР (науковий керівник С. М. Кузнецов) (гамма-нейтронний спектрометр СОНГ, монітор для космічних променів МКЛ і рентгенівський спектрометр СКИ-3). Вимірювання електромагнітного випромінювання в широкому спектральному діапазоні, а також вимірювання потоків сонячних часток, як нейтральних (нейтроні), так і заряджених (електрони, протони та ядра) охоплюють повну картину фізичних процесів в активних областях на Сонці.

Спектрофотометр ДИФОС*. Спектрофотометр ДИФОС використовується для вимірювань флюктуацій інтенсивності сонячного білого випромінювання та одержання спектрів власних коливань. Інтенсивності вимірюються одночасно у шести спектральних участках ($\lambda = 350, 500, 650, 850, 1100$ і 1500 нм) із шириною смуги, рівною 10 % від центральної частоти. Результати експерименту ДИФОС передано до журналу «Advances in Space Research» для публікації.

* У підготовці та проведенні експерименту ДИФОС брали участь науковці Головної астрономічної обсерваторії НАН України (див. статтю Костик Р. І. та ін. в цьому номері журналу)

Експеримент СПІРИТ — XUV-спектроскопія зображень повного Сонця. Наукові цілі експерименту такі: дослідження динамічних процесів сонячної активності на основі рентгенівських і рентгенівсько-ультрафіолетових спектральних зображень з високим розділенням у смузі $\lambda = 0.185$ — 30.4 нм; вивчення динаміки нестационарних явищ на Сонці (спалахи, струмені, викиди речовини корони тощо) на часових проміжках від 1 с до кількох місяців; дослідження тонкої структури сонячної плазми в спалахах, активних областях і корональних дірах з $T = (0.05—50) \cdot 10^6$ К; вивчення розподілу іонів заліза й гелію по сонячному диску й короні до відстані п'яти радіусів Сонця.

Інструмент СПІРИТ охоплює комплекси телескопа СРТ-К і спектрографа РЕС-К. До першого входять 1) телескоп системи Річі—Кретьєна для смуг $\lambda = 17.1, 19.5, 28.4$ і 30.4 нм з багатошаровою оптикою (подібно до телескопа ЕІТ проекту SOHO); поле зору $42'$; кутовий масштаб $2.4''/\text{пкл}$; 2) телескоп-коронограф системи Гершеля для смуг $\lambda = 17.5, 30.4$ нм з позаосьовими параболоїдами з молібдено-кремнієвим покриттям; поле зору $45'$; кутовий масштаб $2.6''/\text{пкл}$. У режимі коронографа прилад має миттєве поле зору $45'$ при $(2—5)R$ і два оптичні сенсори, щоб контролювати наведення на Сонце по зірках. Комплекс спектрографа РЕС-К охоплює: 1) бреггівський кристалічний спектрограф на лінію Fe XXV в участку $\lambda = 0.185$ — 0.187 нм, з кутовим масштабом $1'/\text{пкл}$ і спектральним розділенням 0.015 пм; 2) два бреггівські кристалічні спектрографи на лінію Mg XII в участку $\lambda = 0.8418$ — 0.8423 нм, з ортогональними площинами дисперсії, полем зору 1.3° , кутовим масштабом $4.1''/\text{пкл}$ і спектральним розділенням 0.3 пм; 3) два дифракційні безщілинні XUV-спектрографи, кожен з яких дає спектральні зображення повного Сонця у двох вибраних спектраль-

Таблиця 1. Спектральні смуги інструмента СПІРИТ і температура збудження іонів сонячної плазми

λ , нм	Основные ионы	$T, 10^6$ К
0.185—0.187	Fe XXIV — Fe XXV	20—50
0.8418—0.8423	Mg XII	10
17.7—20.7	O IV, Fe IX — XXIV, Ca XIV — Ca XVII	0.3—16
28.5—33.5	He II, Si XI, Fe XV — Fe XVI, Mg VIII, Ni XVII, Ca XVII	0.05—5
17.1 ± 0.3	Fe IX — Fe X	1.3
17.5 ± 0.5	Fe X — Fe XI	1.3
19.5 ± 0.6	Fe XII	1.6
28.4 ± 0.8	Fe XV	2
30.4 ± 0.8	He II, Si XI	0.05, 1.6

них смугах $\lambda\lambda = 17.7-20.7$ нм і $28.5-33.5$ нм, кутовий масштаб становить $6'' \times 1'$ /пкл, а спектральне розділення дорівнює 3 пм/пкл. Основні характеристики вимірювальних каналів подано в табл. 1.

Перші результати експерименту СПІРИТ можна підсумувати так. За перший рік польоту на інструменті СПІРИТ проекту КОРОНАС-Ф одержано понад 130 тисяч зображень і спектрів Сонця; ці зображення одержано в рентгенівському й УФ-діапазонах, а спектри — у 10 спектральних каналах. Уперше були отримані монохроматичні зображення всього Сонця в резонансній лінії Mg XII з $\lambda = 0.842$ нм. Уперше виконано спостереження високотемпературних структур $((3-20) \cdot 10^6$ К), пов'язаних з активними областями і розміщених на сонячному диску та над лімбом (до висоти $0.3R$). Уперше одночасно зафіксовано зображення всього Сонця в спектральних смугах 0.842 нм (Mg XII), 17.5 нм (Fe IX—XI) і 30.4 нм (He II), а це важливо для вивчення просторової структури й динамічних процесів сонячної корони. Телескопи й спектрографи експерименту СПІРИТ зафіксували часові ряди зображень Сонця в рентгенівському й УФ-діапазонах у кількох смугах спектрального інтервалу $\lambda\lambda 0.842-30.4$ нм впродовж часових проміжків від секунд до місяців. За допомогою рентгенівських й ультрафіолетових спектрографів експерименту СПІРИТ одержано спектральні зображення всього Сонця у спектральних смугах $\lambda\lambda 17.7-20.7$ нм і $\lambda\lambda 28.5-33.5$ нм рентгенівського УФ-діапазону в більш ніж 200 монохроматичних

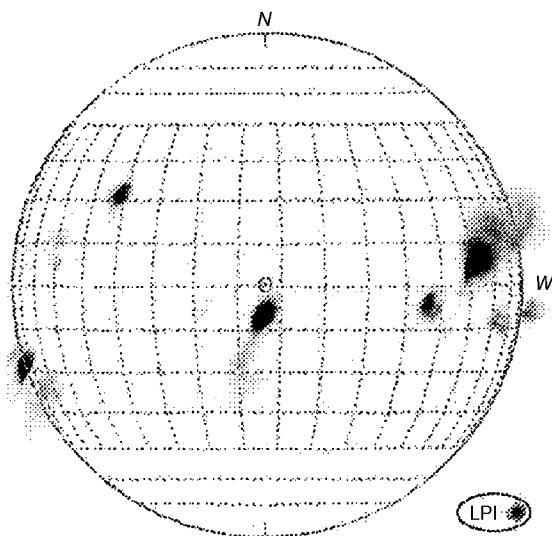


Рис. 1. Розподіл плазми з $T \sim 10^7$ К (лінія Mg XII) по сонячному диску (телескоп/спектрограф експерименту СПІРИТ, 4 грудня 2001 р., 04:07 UT)

лініях низки іонів з температурою збудження $(0.05-16) \cdot 10^6$ К. Ці спектри дають змогу визначити температуру й густину різних структур на Сонці — від спалахів до корональних др.

На рис. 1 зображено розподіл плазми з $T \sim 10^7$ К (лінія Mg XII) по сонячному диску. Зображення отримано за допомогою телескопа/спектрографа експерименту СПІРИТ 4 грудня 2001 р., 04:07 UT.

Кольорові зображення Сонця і спектрографами, одержані в рамках експерименту СПІРИТ, розміщено на Web- сайтах

<http://www.xras.lebedev.ru/>

та

<http://coronas.izmiran.rssi.ru>

Спектрофотометр ДІОГЕНЕСС і рентгенівський спектрометр РЕСІК. Інструменти ДІОГЕНЕСС і РЕСІК вимірюють спектри сонячного випромінювання в діапазоні хвиль $\lambda\lambda 0.3-0.7$ нм і призначенні для вивчення з високим спектральним розділенням рентгенівського випромінювання активних областей і спалахів. Одержані рентгенівські спектри за їхнім спектральним і часовим розділенням порівнянні з найвідомішими світовими вимірюваннями. Завдяки полярній орбіті космічного апарату КОРОНАС-Ф і повному покриттю широкого спектрального діапазону ці спектри є доповненням до спектрів, отриманих на КА «Yohkoh».

На рис. 2 показано спектри для Ca XIX, виміряні з високим просторовим розділенням ($\approx 5''$) у фазі наростання, проміжній фазі і фазі затухання найінтенсивнішого спалаху теперішнього сонячного циклу (25 серпня 2001 р.). Температура плазми, яка випромінюється, знижується від $25 \cdot 10^6$ К у фазі наростання до $12 \cdot 10^6$ К у фазі затухання. Можна легко помітити, що ширини спектральних ліній змінюються. Це вказує на роль турбуленції плазми

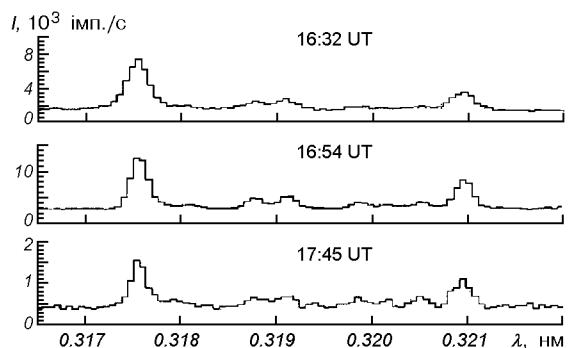


Рис. 2. Спектри для Ca XIX, виміряні з високим просторовим розділенням ($\approx 5''$) у фазах наростання, проміжній і затухання найінтенсивнішого спалаху теперішнього сонячного циклу (25 серпня 2001 р.; спектрофотометр ДІОГЕНЕСС)

в еволюції спалаху. Спектри з таким високим просторовим розділенням у даному спектральному діапазоні (0.3—0.7 нм) для спалахів рентгенівського типу одержано вперше. На ДІОГЕНЕСС отримано майже 2600 сонячних спектрів, в т.ч. спектри декількох сильних спалахів. Ці спектри дають змогу виявити багато емісійних ліній, утворених унаслідок ударного збудження атомів, збудження електронних оболонок атомів і двоелектронної рекомбінації та детально вивчати утворену при спалахах плазму. Відносні інтенсивності емісійних ліній містять інформацію про енергетичний баланс у сонячних спалахах і дають змогу глибше зrozуміти роль немаксвелівських і нерівноважних процесів в плазмі. Проаналізовано зміни температури в плазмі, яка утворюється при спалахах, і вперше виявлено ефекти, пов'язані з електронними переходами в іонах Ar XVIII (L_β) та Si XIV.

На рис. 3 показано спектри у чотирьох каналах інструмента РЕСИК, отримані 21 квітня 2002 р. в епоху, близьку до максимуму спалаху з балом X1.5. Діапазони №№ 1—4 відповідають спектральним смугам $\lambda\lambda$ 0.337—0.388, 0.382—0.433, 0.431—0.489 і 0.496—0.609 нм. За допомогою спектрометра РЕСИК отримано майже 1 млн сонячних рентгенівських спектрів у діапазоні 0.32—0.61 нм, який до цього часу був мало вивчений. Виявлено декілька спектральних ліній, які раніше не спостерігалися. Спостерігалися часові варіації фізичних параметрів гарячої сонячної плазми, а також досліджено кількість випромінювання плазми при

сонячних спалахах. Рентгенівські спектри, одержані за допомогою спектрометра РЕСИК, розміщено на Web-сторінках

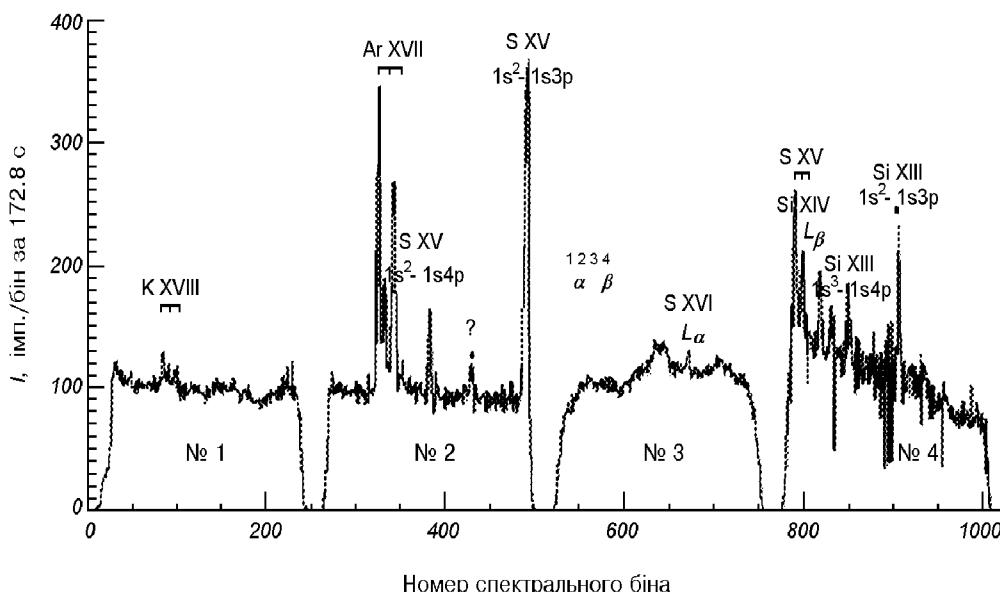
<http://www.cbk.pan.wroc.pl/2002.htm>

i

http://surfwww.mssl.ucl.ac.uk/surf/data_request.html

Спалаховий спектрометр ИРИС. Цей інструмент призначено для дослідження спалахової Х-активності на Сонці у спектральному діапазоні 2—200 кеВ. У режимі патрулювання сплесків він має 12 енергетичних каналів, які дають часове розділення 2.5 с. У режимі реєстрації сплесків працюють 64 енергетичних канали, які дають часове розділення 1 с, і 4 канали, що дають часове розділення 10 мс. Ніколи раніше при вивчені Сонця в рентгенівському діапазоні не проводилося спектральних вимірювань з таким високим часовим розділенням. Спостереження часової тонкої структури жорстких рентгенівських потоків дають безпосередню інформацію про еволюцію процесів вивільнення енергії на стадії вибуху спалаху та дозволяють глибше зрозуміти фізичні механізми цих процесів.

На рис. 4 показано структуру часового профілю жорстких рентгенівських променів для сонячного спалаху, що відбувся 19 грудня 2001 р., з імпульсним вивільненням енергії в різних енергетичних каналах. Для сплеску, загальна тривалість якого становить 90 с, можна бачити п'ять піків з шириною 1—3 с, які йдуть один за одним приблизно через 20 с. Таким чином, записаний профіль жорсткого рентгенівського випромінювання виник,



Зис. 3. Спектри у чотирьох каналах інструмента РЕСИК, отримані 21 квітня 2002 р. для спалаху з балом X1.5 в епоху, близьку до його максимуму

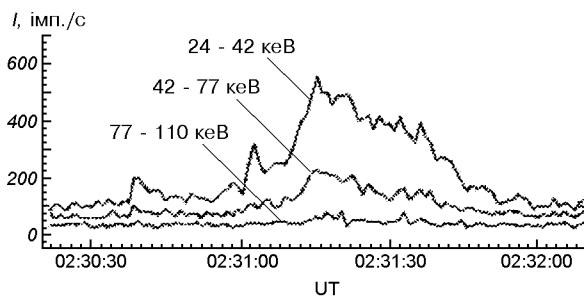


Рис. 4. Часовий профіль жорстких рентгенівських променів для сонячного спалаху, що відбувся 19 грудня 2001 р. з імпульсним вивільненням енергії в різних енергетичних каналах. (Отримано за допомогою спалахового спектрометра ИРИС)

імовірно, завдяки перекриванню окремих згенерованих імпульсів з відносно малою глибиною модуляції.

Спектральний аналіз рентгенівського часового профілю для сонячного спалаху 19 грудня 2001 р. [1, 2] дав змогу виявити в доспалахової фазі у м'якому рентгенівському діапазоні (3.6–5.0 кеВ) коливання великої інтенсивності з періодом 36 с, а також декілька слабших компонентів з періодами 4, 13, 23 і 26 с. Щоб детально дослідити часову структуру, ряди даних з енергетичних каналів 3.6–5.0 кЕВ і 24–42 кЕВ були оброблені з використанням методів спектрального аналізу, які враховують специфічний характер самих рядів [3]. У процесі спалаху (початок і дальша еволюція) спектральна структура випромінювання змінилась: коливання з періодом 18 с стали найінтенсивнішими, з'явилися нові компоненти з періодами 6 і 8 с, коливання з періодом 4 с тривали і надалі, а всі інші коливання зникали. У діапазоні жорсткого рентгенівського випромінювання (24–42 кЕВ) під час доспалахової фази найінтенсивнішими були коливання з періодом 31 с. Можна також ідентифікувати коливання з періодами 5, 15, 22 і 37 с. Усі ці коливання збігаються з коливаннями, виявленими для м'якого рентгенівського випромінювання, з точністю до дискретності реєстрації, рівної 1 с. Як і для м'якого рентгенівського випромінювання, у процесі спалаху можна виявити інтенсивні коливання з періодом 17 с і слабший компонент з періодом 4 с. Під час післяспалахової фази можна виявити потужні коливання з періодами 6 і 15 с, причому останні — найінтенсивніші, а також коливання з періодами 11, 20, 45 і 54 с.

Таким чином, спектральний аналіз даних, здобутих за допомогою спалахового спектрометра ИРИС, показує, що вивільнення енергії спалаху — це періодичний процес з періодом 18 с. Періодичність виявлено як для м'якого, так і для жорсткого

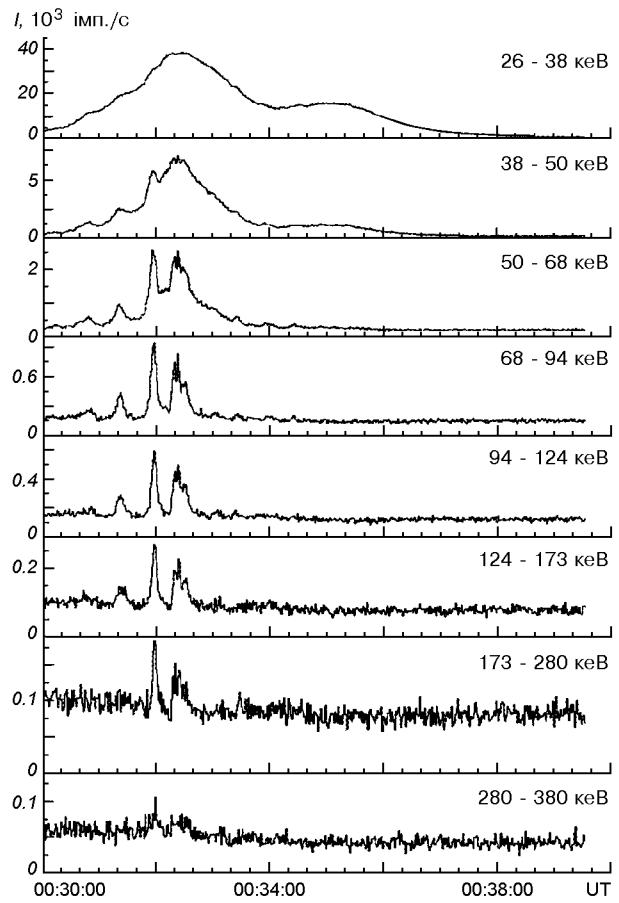


Рис. 5. Часовий профіль випромінювання для найбільшого спалаху 24 грудня 2001 р. ($0^{\text{h}}31^{\text{m}}41.895^{\text{s}}$ UT); зареєстровано у фазі вибуху у 8 енергетичних каналах за допомогою гамма-спектрометра ГЕЛІКОН

рентгенівського випромінювання, але вона не спостерігалася під час доспалахової фази. Це свідчить про імпульсну природу прискорення електронів у спалахах та про значний внесок нетеплового компонента в інтенсивність м'якого рентгенівського випромінювання.

Аналіз загальної картини формування й еволюції коливань на різних стадіях еволюції спалаху дає змогу трактувати їх як систему зв'язаних осциляторів, що може трохи змінити частоту коливань і перш за все амплітуду. Це означає, що під час еволюції спалаху має місце перекачування енергії від одних структур до інших; воно триває і в післяспалаховий період.

Гамма-спектрометр ГЕЛІКОН. Цей інструмент призначено для вимірювань часових і спектральних параметрів утвореного під час спалаху жорсткого електромагнітного випромінювання в

широкому інтервалі енергій — від рентгенівського до гамма-випромінювання (10 кеВ — 10 МеВ). Він дає змогу проводити моніторинг радіаційних умов у навколоземному космічному просторі та моніторинг м'яких сонячних спалахів, а також виявляти та реєструвати жорсткі спалахи ($E_\gamma > 50$ кеВ) й гамма-сплески. Починаючи з 15 серпня 2001 р., зареєстровано декілька сотень сонячних спалахів і декілька десятків гамма-сплесків. Більша частина спалахів має м'які спектри, і була зафіксована у фоновому режимі роботи з часовим розділенням 1 с у восьми сусідніх інтервалах енергії від 26 до 380 кеВ. Один з найбільших сонячних спалахів зареєстровано під час фази вибуху 24 грудня 2001 р. о $0^{\text{h}}31^{\text{m}}41.895^{\text{s}}$ UT.

На рис. 5 показано динаміку цього спалаху для восьми енергетичних каналів і послідовність енергетичних спектрів, одержаних для різних фаз цього явища.

Комплекс для дослідження сонячних космічних променів. До комплексу інструментів для дослідження сонячних космічних променів входять: гамма-нейtronний спектрометр СОНГ, монітор для дослідження космічних променів МКЛ і рентгенівський спектрометр СКИ-3. Комплекс призначено для комбінованих досліджень сонячних космічних променів і їхнього впливу на навколоzemний простір. Прилад СОНГ дає змогу записувати рентгенівські та гамма-спектри в діапазоні 0.03—100 МеВ, детальні спектри для гамма-ліній в інтервалі 0.3—20 МеВ, реєструвати нейтрони з енергією понад 20 МеВ, а також заряджені частинки, що входять до складу сонячних космічних променів: протони з енергією понад 70 МеВ і електрони з енергією понад 50 МеВ. Прилад МКЛ використовується для вимірювання потоків і спектрів протонів з енергією 1—200 МеВ та електронів з енергією 0.5—12 МеВ. Прилад СКИ-3 призначено для визначення хімічного складу і спектрів іонів у межах $Z = 1—10$ для гелію в інтервалі енергій 1.5—20 МеВ/нуклон та для неону в інтервалі енергій 4—40 МеВ/нуклон. Як видно на прикладі інструментів проектів SOHO і «Yohkoh», спектрометр СОНГ може вимірювати високоенергетичні

гамма-кванти (аж до 100 МеВ), і серед них ті, що утворюються при розпадах π^0 -мезонів, породжених зіткненнями протонів високої енергії.

Як показало дослідження сонячних нейtronів з борту КА КОРОНАС-Ф, фон спектрометра СОНГ щонайменше у п'ять—сім разів нижчий від фону приладу SMM GRS: лише одна реєстрація сонячних нейtronів у тому самому інтервалі енергій.

Інструмент СОНГ зареєстрував десятки сонячних спалахів. У більшості випадків зафіксовано енергії гамма-квантів гальмівного випромінювання, менші від 150 кеВ, проте є кілька записів і для енергій понад 7 МеВ. Були детально проаналізовані явища, пов'язані зі спалахом, спостереженим 4 листопада 2001 р. о 16 год 16 хв. Як показують дані спостережень GOES, фаза нагрівання плазми для цього спалаху тривала майже 10 хв. Упродовж цього проміжку часу СОНГ зареєстрував три сплески гамма-квантів з енергією, меншою від 500 кеВ. В інтервалах між сплесками зумовлений гальмівним випромінюванням фон монотонно збільшувався, тоді як фон заряджених частинок не змінювався при русі супутника по орбіті. Імовірно, що це зумовлювалося падінням захоплених електронів на область спалаху. Зареєстрований після спалаху потік високоенергетичних частинок був, очевидно, утворений у короні або міжпланетному просторі ударним фронтом викиду корональної речовини (СМЕ), швидкість якого поблизу Сонця досягає 1800 км/с. Підставою для такого висновку є затримка на 30—50 хв первинних протонів з енергією 10—500 МеВ, виявлених у просторі, де проходить земна орбіта, а також характеристики потоку частинок перед наближенням ударної хвилі. Прискорення ударного фронту було також основним джерелом високоенергетичних частинок після спалахів 24 вересня і 22 листопада 2001 р. Після спалахів 4 і 22 листопада 2001 р. відбулися сильні магнітні бурі, спричинені наближенням фронту ударної хвилі СМЕ до Землі. Під час магнітних бур межа захоплених частинок у магнітосфері Землі змістилася до $L \approx 3.5—4$, а зовнішній радіаційний пояс фактично зник. Після бурі він відновився, а потоки електронів з $E \approx 0.3—0.6$ і $0.6—1.5$ МеВ збіль-

Таблиця 2. Вміст різних хімічних елементів під час спалаху 4—7 листопада 2001 р.

Час, 2001 р.	C	N	O	Ne	Mg	Si
22 ^h 04 листопада — 15 ^h 05 листопада	39.0 ± 3.9	11.9 ± 1.7	100	14.4 ± 2.3	17.9 ± 2.4	17.4 ± 2.2
22 ^h 05 листопада — 07 ^h 06 листопада	45.5 ± 3.4	10.4 ± 1.3	100	12.0 ± 2.0	16.8 ± 1.8	
07 ^h 06 листопада — 19 ^h 06 листопада	42.4 ± 6.5	11.2 ± 2.7	100	12.4 ± 2.7	16.8 ± 3.4	10.4 ± 2.6
19 ^h 06 листопада — 20 ^h 07 листопада	54.7 ± 12.6	8.5 ± 2.0	100	12.2 ± 4.6	21.6 ± 6.7	18.9 ± 6.0

шилися на півпорядка, порівняно з величинами до бурі. Потік електронів високої енергії збільшувався упродовж декількох днів. Потік електронів з космічних променів можна використати для моніторингу полярних шапок. За спокійних геомагнітних умов межа полярних шапок спостерігалася на геомагнітних широтах $\Lambda \approx 75-78^\circ$ протягом 06:00—11:00 MLT та на $\Lambda \approx 68^\circ$ протягом 15:00—22:00 MLT. За збурених умов вона стає квазіколою і зміщується до $\Lambda \approx 58^\circ$. Цей аналіз дає змогу перевірити наявні магнітосферичні моделі та розробляти нові динамічні моделі.

У табл. 2 наведено вміст кількох хімічних елементів (ядра з енергіями 11.4—23 MeV/нуклон) у процентах вмісту кисню для чотирьох часових інтервалів під час спалаху 4—7 листопада 2001 р. (прилад СКИ-3). Часові варіації іонів від C до Si аналогічні до часових варіацій протонів й електронів. Склад іонів залишається практично незмінним під час сплеску високоенергетичних частинок.

Автори вдячні Я. Сильвестеру, Г. Є. Kocharovу, Є. П. Мазецу та С. М. Кузнецову за оброблені дані, які вони люб'язно надали в наше розпорядження.

Українськомовний варіант статті підготовлено до друку Л. Свачій, якій автори висловлюють ширу подяку.

1. Dmitriev P. B., Matveev G. A., Charikov Yu. E., et al. Impulse structure of the energy release in solar flare of December 19, 2001 // Active processes on the Sun and stars / Eds V. V. Zaitsev and L. V. Yasnov. — S-Peterburg, NIIRF SPGU, 2002.—P. 195—198.
2. Kocharov G. E., Lazutkov V. P., Matveev G. A., et al. Experiment IRIS onboard CORONAS-F for investigation of the solar X-ray emission // Active processes on the Sun and stars / Eds V. V. Zaitsev, L. V. Yasnov. — S-Peterburg, NIIRF SPGU, 2002.—P. 314—317.
3. Jenkins G. M., Watts D. G.. Spectral analysis and its applications. — San Francisco, Cambridge, London, Amsterdam, HOLDEN-DAY, 1969.

CORONAS-F OBSERVATIONS OF ACTIVE PHENOMENA ON THE SUN

V. N. Oraevsky, I. I. Sobelman, I. A. Zhitnik,
V. D. Kuznetsov, A. I. Stepanov, G. M. Polishuk,
P. N. Kovilin, O. O. Negoda, V. Y. Dranovskii, Ya. S. Yatskiv

Complex observations in the framework of the CORONAS-F Mission aimed at the study of active phenomena in the solar corona are described. The main features are given for the following experiments: XUV-imaging spectroscopy with high temporal and spatial resolution, X-ray spectroscopy, X-ray and gamma-ray photometer/spectrometer, and solar cosmic rays. Some new observational data on the structure and dynamics of flares and transient events are discussed along with their analysis.

УДК 520.6.07:523.92

Р. І. Костик¹, С. М. Осіпов¹, М. І. Лебедєв²

¹Головна астрономічна обсерваторія Національної академії наук України, Київ

²Інститут земного магнетизму, іоносфери й поширення радіохвиль Російської академії наук, м. Троїцьк, Росія

Перші результати експерименту ДИФОС-Ф

Надійшла до редакції 03.06.03

Наводяться перші результати спостережень, проведених з фотометра ДИФОС на космічній станції КОРОНАС-Ф.

В березні 1994 р. на орбіту виведено сонячну станцію КОРОНАС-І — спільній проект України і Росії. Серед приладів, розміщених на платформі, знаходився телескоп ДИФОС (Дифракційний Фотометр Сонячний), виготовлений в ГАО НАН України та ІЗМІРАН Російської АН, призначений для реєстрації коливань яскравості Сонця як зірки. На жаль, внаслідок аварії телескоп ДИФОС працював на орбіті лише 52 дні з 4 березня по 7 травня 1994 р.

На основі аналізу роботи фотометра ДИФОС-І та отриманих ним даних проведено значну модернізацію приладу: 1) розширило до шести кількість спектральних каналів, що дало можливість спостережень в ділянках спектру недосяжних наземними засобами (в першу чергу в ультрафіолетовій); 2) застосовано нові АЦП та їхні схеми керування, що суттєво підвищило надійність вимірювального тракту приладу; 3) введено внутрішній буфер даних накопичення інформації, що зменшило втрати інформації у короткочасних перервах роботи телеметричних систем; 4) введено оптичний датчик положення Сонця, що дає можливість виключити помилки внаслідок збоїв в орієнтації станції; 5) введено систему неперервного калібрування вимірювальних каналів, що підвищує точність завдяки можливості корекції за старіння фотоприймачів і деградацію світлофільтрів; 6) розроблено систему автоматичного перемикання діапазонів вимірювання інтенсивності, що підвищує відносну роздільну здатність фотометра з 0.000002 до 0.000005. Загалом проведена модернізація підвищила надійність вимірювань та покращила метрологічні характеристики приладу.

ГАО НАН України виконало модернізацію оптичної головки фотометра ДИФОС. Були розраховані та виготовлені спектральні фільтри для оснащення ними приймальних каналів фотометра з метою розширення спектрального діапазону до $\lambda\lambda$ 0.35—1.5 мкм (рис. 1). Для забезпечення високої роздільної здатності АЦП ($\sim 10^{-6}$) оптичні канали були обладнані спеціальними конденсорними лінзами, що дало змогу зберегти належну освітленість фотодіодів при наявності світлофільтрів.

Попередня обробка даних фотометра ДИФОС-Ф передбачає розшифрування телеметричної інформації з супутника, корекцію за сигнали розсіяного світла, фактори поглинання світла в земній атмосфері, відблиски від поверхні Землі або інших об'єктів. Крім того, за наявності телеметричних

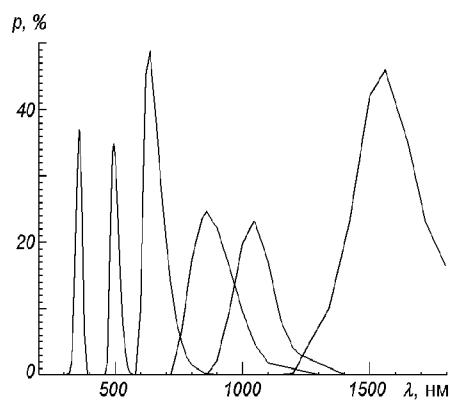


Рис. 1. Спектральні параметри світлофільтрів в різних приймальних каналах фотометра ДИФОС-Ф

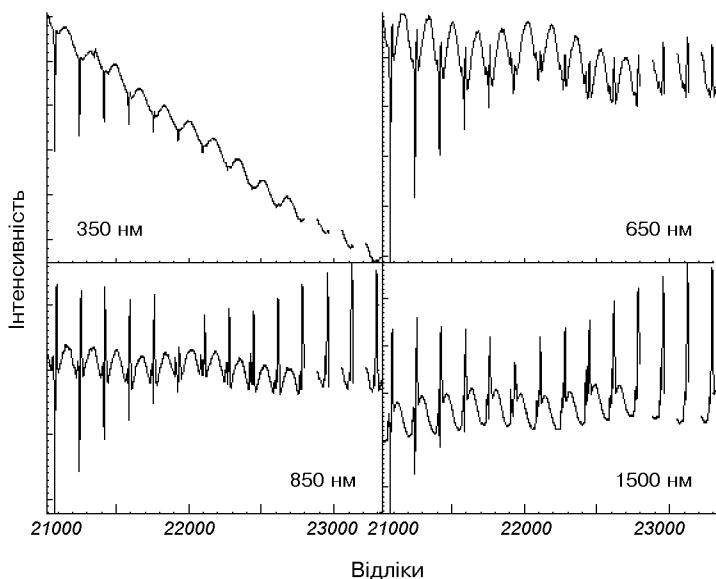


Рис. 2. Загальний вигляд необроблених сигналів фотометра ДИФОС-Ф у чотирьох спектральних каналах для витків 363—375

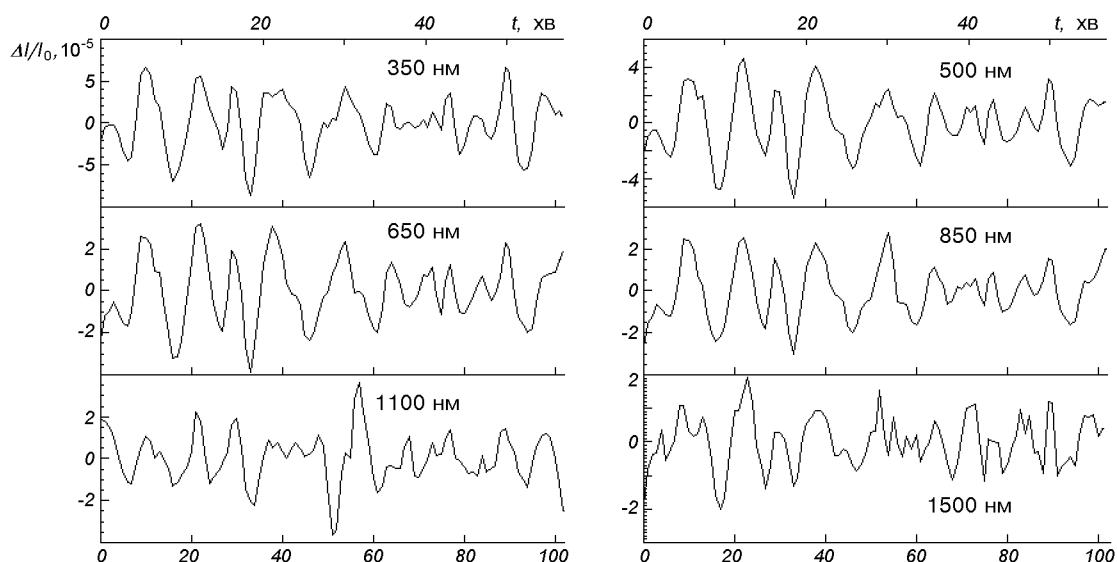


Рис. 3. Дані 363 витка після попередньої обробки

збоїв необхідно вибрати лише «інформаційно цінні» фрагменти даних, узгоджені між собою в різних каналах.

На рис. 2 приводяться дані фотометра на початку 20-денного циклу безтіньових спостережень (витки 363—375). Сплески сигналу між витками можуть пояснюватись відблисками сонячного світла від хмар чи від поверхні океану в моменти, коли промінь зору від фотометра дотикається до земної

поверхні. Оскільки ступені поглинання і розсіювання світла назад пропорційні четвертому степеню довжини хвилі, то цей ефект збільшується від УФ-до ІФ-діапазону. При обробці ділянки зі сплесками не враховувались. Видно, що дані витків 373—375 частково спотворені збоями при передачі телеметричної інформації. Канал 350 нм демонструє явно виражений ефект деградації оптики з часом. Аналогічна картина спостерігалась і для УФ-каналів в

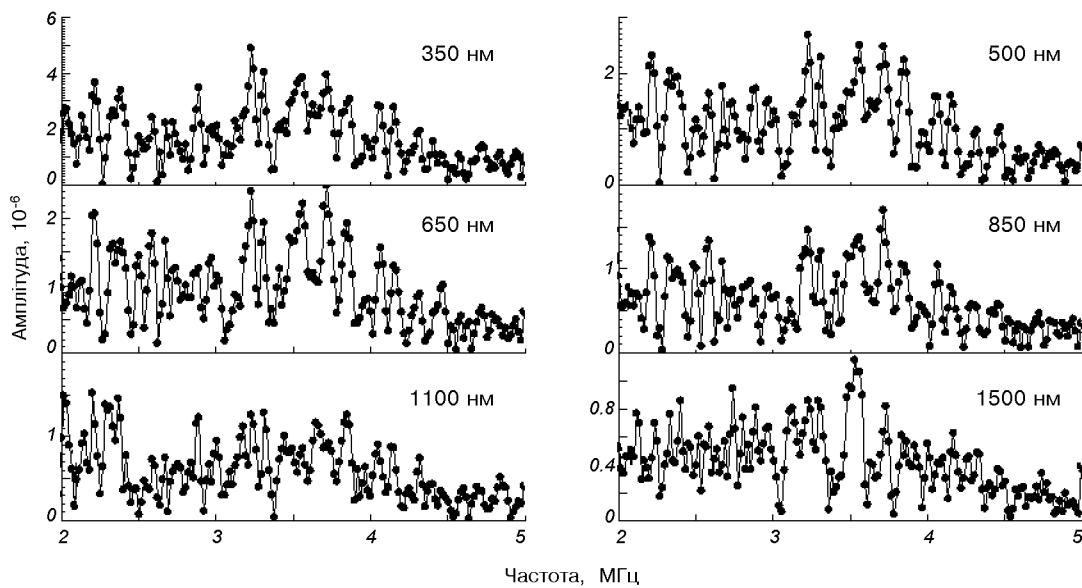


Рис. 4. Спектри потужності осциляцій за 14.6-годинним рядом даних (вітки 363—372)

експериментах ДИФОС-І та ІФІР.

Вплив спільногого ефекту розсіяного світла та коливань прозорості земної атмосфери моделювався нами методом підгонки поліномів 3-го степеня до сигналів на кожному витку супутника.

На рис. 3 наводяться дані 363-вітка після попередньої обробки. Видно, що після видалення трендів п'ятихвилинні коливання вже є домінуючими. Такі ряди вже безпосередньо придатні для спектральних досліджень.

Отримання спектрів потужності. Оцінювались спектри потужності різними методами і для різних періодів роботи фотометра. На рис. 4 приводяться спектри потужності, отримані класичними методами для 14.6-год ряdu даних для вітків 363—372 (початкове заповнення даними — 100 %, після ізоляції сплесків під час попередньої обробки —

60 %). Для різних спектральних каналів помітні і спільні характеристики і відмінності. Видно, що в цілому потужність п'ятихвилинних коливань у короткохвильовій частині спектру зростає. Це пояснюється і підвищеною чутливістю коливань інтенсивності УФ-діапазону до температури і збільшенням амплітуди осциляцій з висотою атмосфери. Ці результати загалом узгоджуються з висновками першої місії експерименту ДИФОС-КОРОНАС-І.

THE FIRST RESULTS OF THE DIFOS-F EXPERIMENT

R. I. Kostik, S. N. Osipov, N. I. Lebedev

The first results of observations with the photometer DIFOS of the space station CORONAS-F are given.

УДК 550.314+550.344+551.511+551.596:550.388

Л. Ф. Черногор

Харківський національний університет ім. В. Н. Каразіна

**Физические процессы в околоземной среде,
сопровождавшие военные действия в Ираке
(март — апрель 2003 г.)**

Надійшла до редакції 10.06.03

Виконано оцінки ефектів в атмосфері, які супроводжували інтенсивні ракетно-бомбові удари та сильні пожежі. Обчислено енергетичні характеристики процесів, маси викинутих в атмосферу пилу, диму та хімічних речовин. Оцінено збурення атмосферного електричного поля, потоки акусто-гравітаційних та електромагнітних хвиль. Обговорюються екологічні наслідки дій на атмосферу. Показано, що енергетика вторинних процесів, пов'язаних з екрануванням сонячного випромінювання, на три — п'ять порядків перевищує енергетику первинних процесів. Відмічається, що найсерйозніші екологічні наслідки зумовлені горінням нафтових свердловин. Продемонстровано, що дія на атмосферу в ході сучасних регіональних неядерних війн може бути значною.

Список сокращений

- АГВ — акусто-гравитационные волны
ВГВ — внутренние гравитационные волны
СБА — стратегическая бомбардировочная авиация
ТПА — тактическая и палубная авиация
АСН — авиация специального назначения
КР — крылатые ракеты
ВВ — взрывчатые вещества
ВД — военные действия
РБУ — ракетно-бомбовые удары

ВВЕДЕНИЕ

Современные региональные войны и конфликты, являясь неядерными, используют достаточно мощные средства ведения военных действий. К ним относятся: стратегическая бомбардировочная авиация (СБА), тактическая и палубная авиация (ТПА), авиация специального назначения (АСН), авианосцы, носители крылатых ракет (КР) морского базирования (атомные подводные лодки и надводные корабли).

За последние 12 лет по инициативе США произошли четыре региональные войны (операция «Буря в пустыне» против Ирака в 1991 г., военные действия сил НАТО против Югославии в 1999 г., антитеррористическая кампания в Афганистане в 2001 г. и операция «Шок и трепет» против Ирака в 2003 г.). Перечисленные военные действия (ВД) сопровождались интенсивными ракетно-бомбовыми ударами (РБУ) по ограниченным территориям в ограниченные промежутки времени.

Действие на атмосферу и геокосмос отдельного мощного взрыва сравнительно хорошо изучено. Комплексное исследование эффектов, сопутствующих мощному химическому взрыву, проведено в рамках специального проекта MACCA [4]. Реакция околоземной среды на массированные ракетно-бомбовые удары существенно отличается как от реакции на отдельный мощный взрыв, так от реакции на массированные ядерные удары в ходе ограниченной или всеобщей ядерной войны. Последствия ядерной войны тщательно моделировались многими исследователями [10, 18, 24, 34]. Лишь отдельные публикации посвящены эффектам в околоземной среде, последовавшим за военными действиями в

Ираке (1991 г.) и в Югославии (1999 г.) [1, 27]. В этих работах обсуждаются эффекты модификации атмосферы на ионосферных высотах (около 300 км). В работе [27] выдвинуто предположение, что возмущения от отдельных взрывов накапливаются с характерным временем около 14 дней. Возможными причинами этого могут быть накопление энергии акустико-гравитационных волн (АГВ) и засорение атмосферы пылью, а также аномальным рассеянием солнечного излучения на частицах пыли [27].

Целью настоящей работы является оценка на примере военных действий в Ираке физических и экологических эффектов в атмосфере, которые возникают в результате интенсивных ракетно-бомбовых ударов, пожаров на нефтепромыслах и в городах. Оценены энергетические характеристики процессов, массы выброшенных в атмосферу пыли, дыма и химических веществ, потоки энергии АГВ и сейсмических волн, возмущения электрических параметров атмосферы. Обсуждаются возможности проявления ряда вторичных процессов и оценивается их энергетика.

ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О ВОЕННЫХ ДЕЙСТВИЯХ

По данным INTERNET (www.irak.ru, www.rambler.ru и др.) для военных действий антииракская коалиция во главе с США сформировала мощную группировку, включающую СБА (около 50 самолетов), ТПА (около 900 самолетов), АСН (более 70 самолетов), 6 авианосцев, 35 носителей крылатых ракет. Запас крылатых ракет составил более 1100 штук.

Война в Ираке началась 20 марта 2003 г. в 02:35 UT и продолжалась около трех недель. За первые две недели военных действий нанесено более сотни серий ракетно-бомбовых ударов. В среднем в одной серии принимало участие 1 или 2 стратегических бомбардировщика, до 20 самолетов ТПА и около 10 крылатых ракет. Самый мощный удар был нанесен 21 марта 2003 г. около 18 UT. К началу суток 22 марта по целям в Ираке было выпущено около 1000 крылатых ракет (это втрое больше чем за все время операции «Буря в пустыне»).

Для оценки энергетики взрывов будем исходить из того факта, что в течение первых двух недель войны к налетам было привлечено 150 самолетов СБА (10 единиц типа B-2A, 115 самолетов типа B-52H, 25 единиц типа B-1B) и около 1600 самолетов ТПА. Полагая, что самолеты B-2A, B-52H,

B-1B и ТПА имеют бомбовую нагрузку 23, 30, 61 и 5 т соответственно, получим суммарную массу сброшенных авиабомб около 12600 т. Здесь учтено, что 10 самолетов B-1B несли крылатых ракет общей численностью около 230 штук. Одна КР типа «Томагавк» имеет массу заряда 320...450 кг. Прием, что в среднем эта масса составляет 400 кг. Тысяча крылатых ракет доставила взрывчатых веществ (ВВ) около 400 т. Все авиабомбы содержали ВВ около 85 %, т. е. примерно 10700 т. Таким образом, суммарная масса ВВ составила около 11 кт, а за все время военных действий в Ираке она вряд ли превысила $m_{\Sigma} = 15$ кт. При удельном энерговыделении $\varepsilon_d = 4 \cdot 10^6$ Дж/кг ей соответствует суммарное энерговыделение $E_{\Sigma} = \varepsilon_d m_{\Sigma} \approx 6 \cdot 10^{13}$ Дж. Для сравнения укажем, что расход ВВ в течение первой и второй мировых войн приближался к 5 и 10 Мт соответственно.

Масса отдельной авиабомбы изменялась от одной до нескольких тонн. Нельзя исключить, что США использовали в ходе войны свою неядерную супербомбу массой 9761 кг (масса ВВ около 8172 кг).

Военные действия сопровождались полетами около 2000 самолетов (а значит инжекцией продуктов сгорания топлива и акустической энергии), мощными взрывами (более 10 тыс.), горением нефтяных скважин и хранилищ нефтепродуктов, а также пожарами в городах. Перечисленные процессы привели к определенным экологическим последствиям, которые обсуждаются ниже.

ЭФФЕКТЫ, ВЫЗВАННЫЕ ПОЛЕТАМИ САМОЛЕТОВ И КРЫЛАТЫХ РАКЕТ

Инжекция продуктов сгорания топлива. Общая мощность двигателей самолета СБА изменяется в пределах 10...40 МВт, масса топлива составляет 30...90 т при массе самолета около 180...220 т. Двигатели летательного аппарата ежесекундно расходуют 1...3 кг топлива. В среднем самолет находится в небе над Ираком в течение времени $\Delta t_1 \approx 1$ ч. При этом его двигателями инжектируется около 13...40 т продуктов сгорания топлива. За 150 самолетовылетов в небе над Ираком их масса составила 2...6 кт. С учетом времени нахождения самолетов СБА в воздухе, достигающем 30 ч, общая масса продуктов приблизилась к 60...180 кт.

Мощность двигателей самолета ТПА близка к 8...16 МВт. В небе над Ираком одним летательным аппаратом расходовалось около 3...7 т топлива и

выброшено в атмосферу около 11...25 т выхлопных газов. При 1600 самолетовылетах их масса составила 18...40 кт. Для сравнения укажем, что полет 1100 крылатых ракет сопровождался выбросом всего лишь 1000 т выхлопных газов.

Таким образом, полеты самолетов только за первые две недели войны привели к инжекции в атмосферу примерно 80...220 кт продуктов сгорания топлива. Горячие газы, конденсируясь, превращались в аэрозоли. Последние рассеивают и поглощают солнечное излучение, изменяя радиационный баланс на поверхности Земли. Кроме того, выхлопные газы реактивных самолетов способствуют разрушению озона.

Инжекция акустической энергии. В мощность акустических колебаний превращается около 10^{-4} от мощности реактивных двигателей. Для одного самолета СБА и ТПА она составляет 1...4 и 0.8...1.6 кВт соответственно. При полете самолета в течение 1 ч энергия акустических колебаний примерно равна 3.6...14.4 и 2.9...5.8 МДж соответственно. Для 150 самолетовылетов СБА энергия акустических колебаний в небе над Ираком достигала значений 0.5...2.2 ГДж. При продолжительности полетов в 30 ч эта энергия увеличилась до 15...65 ГДж.

Один самолет в небе над Ираком генерировал акустические колебания с мощностью около 0.8...1.6 кВт и энергий около 2.9...5.8 МДж. За 1600 самолетовылетов последняя увеличилась примерно до 4.6...9.2 ГДж. Добавим, что энергия акустических процессов, сопровождавшая полет 1100 крылатых ракет, не превышала 0.4 ГДж.

Таким образом, суммарная энергия акустических колебаний, вызванных полетами летательных аппаратов, в течение первых двух недель войны достигла значений 20...75 ГДж.

Частотный спектр акустического излучения реактивных двигателей достаточно широк. Спектральная мощность излучения достигает максимума на частоте f_m , которая зависит от диаметра сопла d_s и скорости истечения v_s продуктов сгорания, т. е. числа Струхала

$$St = \frac{v_s}{fd_s}.$$

На частоте f_m величина $St^{-1} = 0.13$ [17]. Отсюда

$$f_m = \frac{0.13v_s}{d_s}.$$

При $d_s = 0.1...0.3$ м и $v_s = 500...1000$ м/с имеем $f_m = 430...650$ Гц. При уменьшении f спектральная

плотность убывает пропорционально f^2 [17]. Например, на частоте 5 Гц она уменьшается в 10^4 раз. На столь низких частотах, по-видимому, более эффективным является излучение, обусловленное движением летательного аппарата, скорость которого v_1 и характерный размер l_1 :

$$f_m = \frac{v_1}{l_1} St^{-1}.$$

Полагая $l_1 = 10$ м, $St^{-1} = 0.1...1$, $v_1 = 300$ м/с, получим $f_m = 3...30$ Гц.

ЭФФЕКТЫ ВЗРЫВОВ

Химические взрывы сопровождаются весьма сложным и недостаточно изученным комплексом процессов: дроблением, нагревом и разлетом вещества, ионизацией продуктов взрыва, разделением электрических зарядов, генерацией квазистатических электрических и магнитных полей, генерацией радиоизлучения в широком диапазоне частот (примерно от единиц кГц до нескольких ГГц) и др. Результаты расчетов механических, электрических и акустических параметров взрывов с массой ВВ 0.1...10 т приведены в табл. 1, 2.

Параметры взрыва. Химический взрыв характеризуется кратковременностью ($\sim 10^{-6}...10^{-5}$ с) химических превращений вещества, большой скоростью детонации (2...9 км/с), высокой температурой (около 4000 К) и значительным давлением (около $4 \cdot 10^{10}$ Н/м²) продуктов взрыва [7, 19]. Расширение последних приводит к дроблению и разбрзгиванию вещества, на что уходит соответственно около 90...99 % и 1...10 % энергии взрыва $E_d = \varepsilon_d m_d$. Здесь $\varepsilon_d \approx 4 \cdot 10^6$ Дж/кг — удельное энерговыделение, а m_d — масса детонирующего заряда. Масса разрушенного вещества

$$m_1 = \frac{E_d}{\varepsilon} = m_d \frac{\varepsilon_d}{\varepsilon},$$

где $\varepsilon = 5 \cdot 10^3...10^5$ Дж/кг — удельная энергия дробления. Очевидно, что

$$\frac{m_1}{m_d} = \frac{\varepsilon_d}{\varepsilon} = 40...800.$$

Выбросы вещества. Размеры комочеков (частиц) раздробленного вещества изменяются от 10^{-7} до 0.1 м. При этом их распределение по массам в широком диапазоне масс приближенно может считаться степенным:

Таблица 1. Зависимость основных параметров взрыва от массы ВВ

m_d, t	$E_d, \text{ГДж}$	$E_a, \text{ГДж}$	m_1, t	m_2, t	m_3, t	$h_c, \text{м}$	$q_e, \text{мКл}$	$h_0, \text{м}$	$E_{e0}, \text{МВ/м}$	$\tau_e, \text{с}$	$z_{tm}, \text{км}$	$f_1, \text{Гц}$	$f_2, \text{Гц}$	$f_m, \text{Гц}$
0.1	0.4	0.04	4...80	0.4...8	0.1...2	4.6	2	1.2	0.13	126	0.36	2.2	21.6	9.3
0.3	1.2	0.12	12...240	1.2...24	0.3...6	6.7	3.4	1.7	0.22	156	0.5	1.5	14.9	6.4
0.5	2	0.2	20...400	2...40	0.5...10	7.9	4.5	2.0	0.29	173	0.57	1.3	12.6	5.4
1	4	0.4	40...800	4...80	1...20	10	6.3	2.5	0.4	199	0.7	1	10	4.3
3	12	1.2	120...2400	12...240	3...60	14.4	11	3.6	0.7	248	0.95	0.7	7	3
5	20	2	200...4000	20...400	5...100	17.1	14	4.3	0.9	275	1.1	0.6	5.8	2.5
10	40	4	400...8000	40...800	10...200	21.5	20	5.4	1.3	315	1.3	0.5	4.7	2

Таблица 2. Зависимость основных параметров комочеков (пылинок) вещества, образованных взрывом, от их радиуса

$r, \text{м}$	$a_0, \text{м}/\text{с}^2$	$v_d, \text{м}/\text{с}$	$\tau_d, \text{с}$	$\Delta t_u, \text{с}$	$z_{mu}, \text{м}$	$\Delta t_d, \text{с}$
10^{-1}	0.3	110	11	2	19.7	1.4
10^{-2}	3.2	25	2.5	1.7	15.5	1.5
10^{-3}	32	11	1.1	1.2	8.8	1.8
10^{-4}	320	5.2	0.5	0.7	3.7	2.4
10^{-5}	$8 \cdot 10^3$	$2.6 \cdot 10^{-2}$	$2.6 \cdot 10^{-3}$	$1.7 \cdot 10^{-2}$	$5.2 \cdot 10^{-2}$	$3.8 \cdot 10^2$
10^{-6}	$8 \cdot 10^5$	$2.6 \cdot 10^{-4}$	$2.6 \cdot 10^{-5}$	$2.9 \cdot 10^{-4}$	$5.2 \cdot 10^{-4}$	$3.8 \cdot 10^4$
10^{-7}	$8 \cdot 10^7$	$2.6 \cdot 10^{-6}$	$2.6 \cdot 10^{-7}$	$4.1 \cdot 10^{-6}$	$5.2 \cdot 10^{-6}$	$3.8 \cdot 10^6$
10^{-8}	$8 \cdot 10^9$	$2.6 \cdot 10^{-8}$	$2.6 \cdot 10^{-9}$	$5.3 \cdot 10^{-8}$	$5.2 \cdot 10^{-8}$	$3.8 \cdot 10^8$

$$\Delta n = \frac{A}{m^\alpha} \Delta m,$$

где m — масса комочка, A и α — константы, Δn — число комочеков с массой от m до $m + \Delta m$. Обычно α близко к единице. Для дальнейшего представляется интерес знание суммарной массы частиц, называемых далее аэрозолями, с характерными размерами $10^{-7} \dots 10^{-6}$ м. Для этого диапазона распределение частиц по массам близко к логарифмически нормальному (см., например, [10, 18, 24]). Их масса m_2 составляет $10 \dots 15\%$ от массы m_1 . Такие частицы, попав в атмосферу, надолго в ней «зависают». Дело в том, что они движутся хаотически преимущественно со средней квадратичной скоростью броуновских частиц

$$v_B = \sqrt{\frac{3kT}{m_p}} = \sqrt{\frac{9kT}{4\pi r^3 \rho_p}} \approx \sqrt{\frac{kT}{r^3 \rho_p}},$$

где T — температура атмосферного газа, k — постоянная Больцмана, r и m_p — радиус и масса частицы, ρ_p — ее объемная плотность. При $T \approx 300$ К, $\rho_p \approx 10^3$ кг/м³, $r = 10^{-7} \dots 10^{-6}$ м имеем $v =$

$= 10^{-3} \dots 10^{-1}$ м/с. Скорость направленного вниз движения (оседания) частиц для тех же значений r составляет $3 \cdot 10^{-6} \dots 3 \cdot 10^{-4}$ м/с.

Забрасыванию аэрозолей на достаточно большие высоты (вплоть до стратосферы) способствует конвекция и атмосферная турбулентность. Далее считается, что полная масса заброшенных частиц $m_3 = m_2/4$. Выбросы пыли существенны лишь в случае, когда взрыв приповерхностный и не сильно углубленный. При глубине взрыва h_d , превышающей глубину камуфлетного взрыва h_c , выбросы отсутствуют. Величину h_c можно оценить из следующих соображений. Давление продуктов взрыва до начала разлета газов дается соотношением [7]

$$\Delta p_m = (\gamma - 1) \rho_d \epsilon_d = (\gamma - 1) \frac{3}{4\pi} \frac{\epsilon_d m_d}{R_d^3},$$

где $\rho_d \approx 1.6 \cdot 10^3$ кг/м³ — плотность взрывчатых веществ, R_d — радиус ВВ, $\gamma = 3$ — показатель изоэнтропы. Давление продуктов взрыва на расстоянии R для камуфлетного взрыва не должно превышать прочность вещества σ_m , т. е.

$$\Delta p = \Delta p_m \frac{R_0^3}{R^3} \leq \frac{\sigma_m}{k_p},$$

где $k_p > 1$ — коэффициент запаса прочности. При $\Delta p = \sigma_m/k_p$ имеем $R = h_c$. Отсюда

$$h_c = \sqrt[3]{\frac{3k_p(\gamma - 1)}{4\pi} \frac{\varepsilon_d m_d}{\sigma_m}}.$$

При $k_p = 2$ получим

$$h_c \approx \sqrt[3]{\frac{\varepsilon_d m_d}{\sigma_m}}.$$

Величина σ_m зависит от вида вещества. Например, для песка $\sigma_m \approx 4 \cdot 10^5$ Н/м², а для гранита — около $4 \cdot 10^6$ Н/м². Для $\sigma_m \approx 4 \cdot 10^5 \dots 4 \cdot 10^6$ Н/м², $\varepsilon_d = 4 \cdot 10^6$ Дж/кг имеем $h_c \approx (1 \dots 2)m_d^{1/3}$, где h_c и m_d измеряются в метрах и килограммах. В работе [2] приводится близкое к нашему соотношение: $h_c \approx (2 \dots 2.5)m_d^{1/3}$. При взрывах в городских условиях будем полагать $h_c \approx m_d^{1/3}$.

Добавим, что начальная скорость v_0 комочеков вещества составляет несколько десятков метров за секунду. Она слабо зависит от энергии ВВ, потому что с увеличением E_d увеличивается и масса выбрасываемого вещества. Далее для оценок будем полагать, что $v_0 = 20$ м/с. Максимальная высота z_m подъема комочеков вещества зависит от величины v_0 и сопротивления воздуха. Обычно $z_m \approx 10 \dots 20$ м при $v_0 \approx 15 \dots 20$ м/с. При этом время подъема комочеков и пыли существенно зависит от радиуса r . Время опускания мелкой пыли может быть значительно больше (см. табл. 2).

Рассмотрим подробнее механику раздробленного вещества. Уравнение движения комочка или частицы радиусом r и массой m имеет вид

$$m \frac{dv}{dr} = -mg - F_r,$$

$$v|_{t=0} = v_0,$$

где v — скорость объекта при разлете, g — ускорение свободного падения, F_r — сила сопротивления. Вид последней зависит от скорости v или числа Рейнольдса $Re = \rho v r / \eta$, где ρ — плотность воздуха, η — коэффициент динамической вязкости атмосферного газа. При достаточно малых и сравнительно больших скоростях движения выражение для F_r имеет известный вид [20]:

$$F_{r1} = 6\pi\eta vr,$$

$$F_{r2} = \frac{C}{2} \pi \rho v^2 r^2,$$

где C — коэффициент аэродинамического сопротивления (далее для шара полагается $C \approx 1/3$), $\rho \approx 1.3$ кг/м³ — плотность воздуха у поверхности Земли. Силы $F_{r1,2}$ сообщают объекту отрицательные ускорения (т. е. торможения), модули которых равны

$$a_1 = \frac{9}{2} \frac{\eta v}{\rho_p r^2},$$

$$a_2 = \frac{1}{8} \frac{\rho}{\rho_p} \frac{v^2}{r}.$$

Максимальное значение торможения a_0 имеет место в момент начала разлета, когда скорость частиц равна v_0 . Из условия $a_1 = a_2$ получаем критический радиус частицы

$$r_0 = \frac{36\eta}{\rho v}.$$

При $v = 20$ м/с и $\eta = 1.7 \cdot 10^{-5}$ Па·с имеем $r_0 \approx 24$ мкм. При $r < r_0$ на частицу действует сила F_1 , а при $r > r_0$ — сила F_2 . Решение уравнения движения для этих случаев имеет вид

$$v = v_1 [(1 + b_1)e^{-\tau_1} - 1], \quad (1)$$

$$v = v_2 \frac{b_2 - \operatorname{tg}\tau_2}{1 + b_2 \operatorname{tg}\tau_2}, \quad (2)$$

где $\tau_1 = gt/v_1$, $\tau_2 = gt/v_2$, $b_1 = v_0/v_1$, $b_2 = v_0/v_2$. Характерные скорости

$$v_1 = \frac{2\rho_p gr^2}{9\eta},$$

$$v_2 = \sqrt{\frac{8\rho_p gr}{\rho}}$$

равны установившимся скоростям падения комочеков (частиц) под действием силы тяжести. Время становления этих скоростей $\tau_{d1,2} = v_{1,2}/g$.

Время подъема находится из уравнений (1) и (2) при условии, что $v = 0$:

$$t_{01} \approx \tau_{d1} \ln(1 + b_1),$$

$$t_{02} \approx \tau_{d2} \operatorname{arctg} b_2.$$

Временная зависимость высоты подъема частиц радиусом $r < r_0$ находится интегрированием соотношения (1) при $z_1|_{t=0} = 0$:

$$z_1 = z_{10}[(1 + b_1)(1 - e^{-\tau_1}) - \tau_1],$$

$$z_{10} = \frac{v_1^2}{g},$$

Для нахождения максимальной высоты подъема учтем, что $t = t_{01}$ и $gt_0/v_1 \gg 1$. Тогда

$$z_{1m} = z_{10}[(1 + b_1) - \ln(1 + b_1)].$$

Поскольку $b_1 \gg 1$ и $b_1 \gg \ln b_1$,

$$z_{1m} \approx \frac{v_1 v_0}{g} = \frac{2v_1}{v_0} z_m,$$

где $z_m = v_0^2/(2g)$ — максимальная высота подъема частиц при отсутствии сопротивления воздуха.

Для объектов радиусом $r > r_0$, интегрируя выражение (2) при нулевом начальном условии, получаем

$$z_2 = z_{20} \left[\ln(1 + b_2 \operatorname{tg} \tau_2) - \frac{1}{2} \ln(1 + \operatorname{tg}^2 \tau_2) \right], \quad (3)$$

где $z_{20} = v_2^2/g$.

Максимальная высота подъема имеет место при $\operatorname{tg} \tau_2 = b_2$:

$$z_{2m} = \frac{1}{2} z_{20} \ln(1 + b_2^2) \quad (4)$$

или

$$z_{2m} = z_m \frac{\ln(1 + b_2^2)}{b_2^2}. \quad (4a)$$

Для объектов радиусом $r > 10$ см при $v_0 \sim 10$ м/с имеем $b_2 \ll 1$, $\operatorname{tg}^2 \tau_2 \ll 1$, и соотношения (3) и (4a) упрощаются:

$$z_2 \approx z_{20} \left(b_2 \operatorname{tg} \tau_2 - \frac{1}{2} \operatorname{tg}^2 \tau_2 \right),$$

$$z_{2m} \approx z_m.$$

Учитывая, что $\operatorname{tg} \tau_2 \leq b_2 \ll 1$, положим $\operatorname{tg} \tau_2 \approx \tau_2$. Тогда

$$z_2 \approx z_{20} \left(b_2 \tau_2 - \frac{\tau_2^2}{2} \right) = v_0 t - \frac{1}{2} g t^2.$$

Это выражение совпадает с соответствующим выражением для высоты подъема тела в свободном пространстве. Таким образом, для комочеков вещества радиусом $r > 10$ см при скоростях $v_0 \sim 10$ м/с влиянием воздуха можно пренебречь.

Рассмотрим кратко падение комочеков и пыли. При $r < 1$ мм $F_r \approx F_{r1}$, и скорость падения описывается следующим соотношением:

$$v = v_1(1 - e^{-\tau_1}).$$

Если $\tau_1 \gg 1$, скорость практически стационарна, т. е. $v \approx v_1$. При $r < 1$ мм высота частиц

$$z = z_m - v_1 t + z_{10}(1 - e^{-\tau_1}),$$

$$z_{10} = \frac{v_1^2}{g},$$

где z_m — максимальная высота подъема пыли. Время ее опускания Δt_d находится из данного соотношения при условии $z = 0$. В частности, при $\tau_1 \gg 1$ (т. е. при $r < 0.1$ мм) $\Delta t_d \approx z_m/v_1$.

Для комочеков радиусом $r > 1$ мм скорость падения $v = v_2 \operatorname{th} \tau_2$. Временная зависимость их высоты

$$z = z_{2m} - z_{20} \ln \operatorname{th} \tau_2.$$

Время падения находится из условия $z = 0$:

$$\Delta t_d = \tau_{d2} \operatorname{arch} \exp \frac{\ln(1 + b_2^2)}{2}.$$

При $b_2^2 \gg 1$, т. е. при $r > 10$ см, имеем $\Delta t_d \approx v_0/g$. При этом сопротивление воздуха малосущественно.

Результаты расчета параметров комочеков (частиц) приведены в табл. 2. Считалось, что $v_0 = 20$ м/с, $\rho_p = 2 \cdot 10^3$ кг/м³. Из нее видно, что торможение частиц воздухом становится существенным при $r = 10^{-2}$ мм, (торможение $a_0 \approx g$), а при $r < 1$ мм — определяющим ($a_0 \gg g$). Скорость падения объектов $v_d = v_{1,2}$ быстро уменьшается с уменьшением r (см. табл. 2). Из-за увеличения сопротивления воздуха максимальная высота $z_{mu} = z_{1,2m}$, и время подъема $\Delta t_u = t_{01,02}$ уменьшается по мере уменьшения r . Высота подъема пылинок радиусом $r < 10^{-6}$ м меньше 1 см. По этой причине мелкие пылинки в облаке взрыва отсутствовали бы, если бы они не образовывались в процессе разлета вещества. Кроме того, подъему частиц способствует разлет продуктов взрыва. Действительно, при воздушном или наземном взрыве избыточное давление $\Delta p = \Delta p_m R_d^3/R^3 \approx E_d/(2R^3)$ равно атмосферному давлению p_0 на расстоянии $R_{ch} = (E_d/2p_0)^{1/3}$. При $E_d = 4 \cdot 10^8 \dots 4 \cdot 10^{10}$ Дж ($m_d = 0.1 \dots 10$ т) значение $R_{ch} \approx 13 \dots 59$ м. Естественно, что по мере увеличения глубины взрыва величина R_{ch} уменьшается. Для камуфлетного взрыва $R_{ch} = 0$.

При максимальной высоте подъема комочеков и пылинок $z_m \approx 10$ м время их падения Δt_d увеличи-

вается примерно от 1 до 10^8 с при изменении r от 10^{-1} до 10^{-8} м.

Оценим суммарную массу разрушенного и выброшенного вещества. Положим, что при взрыве 1 т взрывчатых веществ в среднем разрушается около 200 т вещества. При этом образуется масса пыли около 20 т, и примерно 5 т этой пыли забрасывается воздушными потоками на большие высоты (вплоть до стратосферы). При суммарной массе ВВ в 15 кт получим массу заброшенной пыли $m_{3\Sigma} \approx 75$ кт. Масса разрушенного вещества составила около 3 Мт, а его объем — порядка 10^6 м³.

Приведенные значения масс и объема полезно сравнить с аналогичными характеристиками выбросов вулканов. Например, при извержении сильнейших вулканов Тамбора (1815 г.) и Кракатау (1883 г.) объемы выброшенного в атмосферу пепла и газов составили около 150 и 18 км³. Им соответствовали массы порядка 10^{14} и 10^{13} кг. Поэтому выбросы пыли в ходе военных действий в Ираке были эквивалентны извержению среднего вулкана и не могли вызвать глобальные экологические последствия. Локальные эффекты были весьма существенными (см. ниже).

Электрические процессы. В очаге взрыва энергично протекают электромагнитные процессы. Об этом свидетельствует генерация квазистатических полей и радиоизлучения в широком диапазоне частот [2, 3, 8, 9, 31, 32]. Дело в том, что продукты взрыва представляют собой относительно высокотемпературную ($T \approx 4000$ К) газово-пылевую плазму с концентрацией заряженных частиц $N = 10^{24} \dots 10^{26}$ м⁻³ [10]. Степень ионизации $s_i = N/N_n \approx 2 \cdot 10^{-3} \dots 2 \cdot 10^{-5}$ ($N_n \approx 5 \cdot 10^{28}$ м⁻³ — концентрация нейтральных частиц). Плазменные процессы, по-видимому, и порождают большинство электромагнитных явлений. В свою очередь, причиной ионизации являются увеличение плотности продуктов взрыва при детонации (от $1.6 \cdot 10^3$ до $2.7 \cdot 10^3$ кг/м³), высокие температуры, наличие во взрывчатом веществе примесей с низким потенциалом ионизации ε_i и др. Так, только за счет термической ионизации при $\varepsilon_i = 5, 8$ и 12 эВ имеем соответственно $s_i \sim 10^{-4}, 10^{-6}$ и 10^{-8} ($N \sim 10^{25}, 10^{23}$ и 10^{20} м⁻³). За генерацию квазистатических полей ответственны процессы разделения заряда. Им предшествуют такие механоэлектрические явления как ударная поляризация, пьезоэффект, движение заряженных дислокаций, электризация при трении, разрушение и т. п.

Генерация возмущений электрического поля

$E_e(t)$ атмосферы при подземных взрывах рассмотрена в работах [2, 3, 31, 32]. Генерация подобных возмущений в условиях попадания высокоточного оружия в сооружения до настоящего времени, по-видимому, не изучалась. Будем полагать, что при разрушении городских построек и бомбоубежищ проникающими боевыми частями разрушения и выбросы вещества в первом приближении подобны тем, что имеют место при подземных взрывах. Следует ожидать, что в результате взрыва частицы разрушенного вещества заряжаются отрицательно, а газообразные продукты взрыва — положительно [2]. Форма $E_e(t)$ существенно зависит от вида разрушающего вещества, его влажности, скорости ветра и т. д. В любом случае импульс $E_e(t)$, по-видимому, будет двухполярным с сопоставимыми по величине амплитудами E_{e0} . Появление отрицательного всплеска $E_e(t)$ обусловлено возникновением и развитием купола в ближней зоне взрыва. Длительность этого процесса порядка времени подъема частиц вещества $\Delta t_u \approx 1$ с (табл. 2). После оседания купола в воздухе остаются положительно заряженные продукты взрыва и возникает положительный всплеск электрического поля. Продолжительность τ_e этого процесса можно оценить по эмпирической формуле [2]:

$$\tau_e = 50 m_d^{0.2},$$

(время — в секундах, масса — в килограммах). Из табл. 1 видно, что τ_e составляет несколько сотен секунд.

Величину положительного и отрицательного зарядов (они близки между собой в силу закона сохранения заряда) оценим так [2]:

$$q_e = k_e m_d^{0.5}$$

(заряд — в кулонах, масса — в килограммах). Величина k_e зависит от глубины взрыва, особенностей разрушаемого объекта. Примем для оценок, что $k_e = 2 \cdot 10^{-4}$ Кл/кг^{1/2}. Это справедливо для подземных взрывов при оптимальной глубине взрыва h_0 , обеспечивающей максимальную высоту подъема грунта. Для h_0 справедлива формула [2]

$$h_0 = k_h m_d^{1/3}, \quad k_h = 0.2 \dots 0.3$$

(глубина — в метрах, масса — в килограммах). При оценках h_0 принималось, что $k_h = 0.25$. Величина h_0 изменяется в пределах 1...5 м при $m_d = 0.1 \dots 10$ т (см. табл. 1). Можно надеяться, что она будет того же порядка и при взрывах проникающих боевых частей.

Значения $\Delta t_u \approx 1$ с и $\tau_e \sim 100$ с свидетельствуют,

что возникающие возмущения электрического поля атмосферы являются квазистатическими. Поэтому для оценки амплитуды E_{e0} воспользуемся соотношением из электростатики, считая землю идеальным проводником. Для вертикальной составляющей E_{e0} имеем

$$E_{e0} = \frac{qH}{2\pi\epsilon_0(R^2 + H^2)^{3/2}},$$

где H — эффективная высота расположения электрического заряда q , R — расстояние от эпицентра взрыва до места наблюдения, ϵ_0 — электрическая постоянная. Полагая $R = H = 10$ м, получим значение $E_{e0} \approx 10^5 \dots 10^6$ В/м для $q \approx 10^{-3} \dots 10^{-2}$ Кл (см. табл. 1). Естественно, что с увеличением R поле $E_{e0} \propto R^{-2}$ при $R \gg H$.

Реально величина H на более поздних стадиях взрыва может быть существенно больше. Дело в том, что горячие продукты взрыва (так называемый термик), заряженные положительно, всплывают и достигают максимальной высоты [22]

$$z_{tm} \approx 110m_d^{1/3} \ln \frac{575}{m_d^{1/3}}$$

(высота — в метрах, масса — в тоннах). Из табл. 1 видно, что высота термика достигает значений от нескольких сотен до 1300 м. При $R = H = 1000$ м имеем $E_{e0} \approx 1 \dots 10$ В/м для тех же значений q .

Можно показать, что радиус всплывающего газового пузыря приближенно описывается соотношением

$$R_0 = \sqrt[3]{\alpha_p \frac{E_d}{p_0}} = \sqrt[3]{\alpha_p \frac{\epsilon_p m_p}{p_0}},$$

где $\alpha_p = 3\eta_b / 14\pi\gamma_a$, η_b — доля энергии взрыва, преобразуемая во внутреннюю энергию газа внутри пузыря, γ_a — показатель адиабаты, p_0 — давление атмосферного газа. Для воздушных взрывов $\eta_b = 1$, $\gamma_a = 1.4$, и справедлива расчетная формула

$$R_0 \approx 1.3\sqrt[3]{m_d},$$

где R_0 — в метрах, m_d — в килограммах. При $m = 0.1 \dots 10$ т имеем $R_0 \approx 6 \dots 27$ м. При подземных взрывах и взрывах глубоко проникающих боеголовок η_b существенно меньше ($\sim 0.01 \dots 0.1$), уменьшается при этом и R_0 .

Установившаяся скорость подъема пузыря оценивается из соотношения

$$v_b = \sqrt{k_b g R_0},$$

где k_b — безразмерный коэффициент, зависящий от ρ/ρ_0 и относительной массы холодного воздуха, присоединенной к пузырю. Обычно $k_b \approx 0.1 \dots 1$. Тогда при $R_0 = 10$ м скорость $v_b \approx 3 \dots 10$ м/с. Время достижения установившейся скорости $\tau_b \approx v_b/g \approx 0.3 \dots 1$ с, а время подъема на высоту z_{tm} порядка z_{tm}/v_b , что составляет несколько минут.

Акустические процессы. Взрывы сопровождались выделением акустической энергии E_a . При воздушных взрывах практически вся энергия взрывчатого вещества преобразуется в энергию ударных волн и, в конечном счете, в энергию акустических волн. При бомбардировке городов с использованием высокоточного оружия разрушению подлежали в основном здания, бомбоубежища и другие постройки. Для этого использовались как глубокопроникающие головные части крылатых ракет, так и проникающие авиабомбы. В этих случаях почти вся энергия взрывчатого вещества расходилась на разрушение построек. В энергию акустических волн преобразовалось, по-видимому, около 1—10 % энергии ВВ, доставляемых крылатыми ракетами и авиабомбами соответственно. При коэффициенте преобразования $\eta_a = 10$ % и суммарном энерговыделении $E_\Sigma = 6 \cdot 10^{13}$ Дж имеем $E_{a\Sigma} \approx 6 \cdot 10^{12}$ Дж. При ракетно-бомбовом ударе наибольшей интенсивности, который продолжался в течение времени $\Delta t \approx 1$ ч, величина E_a составляла около 10^{12} Дж, а средняя мощность акустических возмущений — $P_a \approx 0.3$ ГВт.

Рассмотрим спектральное распределение акустической энергии взрыва. Можно показать [15], что при воздушных взрывах около 80 % энергии E_a содержится в диапазоне частот от f_1 до f_2 , где

$$f_1 \approx m_d^{-1/3},$$

$$f_2 \approx 10m_d^{-1/3}.$$

Здесь масса в тоннах, частота в герцах. Максимум спектрального распределения E_a приходится на частоту

$$f_m \approx 4.3m_d^{-1/3}.$$

Результаты оценок $f_{1,2}$ и f_m приведены в табл. 1. Видно, что $f_m \approx 2 \dots 10$ Гц. Будем полагать, что приведенные оценки грубо справедливы и при взрывах в условиях города.

Сейсмические процессы. Известно, что при землетрясениях и подземных ядерных взрывах в энергию сейсмических волн преобразуется около 1 %

Таблица 3. Зависимость основных параметров излучения электромагнитной бомбы от расстояния

$R, \text{ км}$	$N_r, \text{ мкВт/Гц}$	$E_0, \text{ В/м}$	$\Pi_E, \text{ мкДж/м}^2$	$E_r, \text{ мкДж}$	$\Pi_P, \text{ Вт/м}^2$	$\Pi_{P1}, \text{ Вт/м}^2$
0.03	400	46000	350	3500	88000	35
0.1	36	7700	32	320	8000	3.2
0.3	4	4600	3.5	35	880	0.35
1	0.36	770	0.32	3.2	80	0.032
3	0.04	460	0.035	0.35	8.8	$3.5 \cdot 10^{-3}$
10	$3.6 \cdot 10^{-3}$	77	$3.2 \cdot 10^{-3}$	0.032	0.8	$3.2 \cdot 10^{-4}$
30	$4 \cdot 10^{-4}$	46	$3.5 \cdot 10^{-4}$	$3.5 \cdot 10^{-3}$	0.088	$3.5 \cdot 10^{-5}$
100	$3.6 \cdot 10^{-5}$	7.7	$3.2 \cdot 10^{-5}$	$3.2 \cdot 10^{-4}$	0.008	$3.2 \cdot 10^{-6}$

энергии источника сейсмических возмущений. Будем считать, что при наземных и углубленных взрывах коэффициент преобразования η_s того же порядка. При взрыве авиабомбы с $m_d = 10$ т высвобождается энергия $E_d = 4 \cdot 10^{10}$ Дж, а энергия сейсмических волн E_s оценивается в $4 \cdot 10^8$ Дж. При интенсивном ракетно-бомбовом ударе $E_\Sigma \approx 10^{13}$ Дж, $\Delta t \approx 1$ ч. Тогда $E_\Sigma \approx 10^{11}$ Дж, а средняя мощность $P_s \approx 30$ МВт. Суммарная сейсмическая энергия, произведенная взрывами в течении всей операции «Шок и трепет», составила около $6 \cdot 10^{11}$ Дж. Средняя мощность при $\Delta t \approx 10$ сут равнялась 0.6 МВт.

Эффекты взрыва электромагнитной бомбы. 26 марта 2003 г. над Ираком впервые в боевых условиях применена СВЧ-бомба. Ее также называют электромагнитной (Е-бомбой). Принцип действия такой бомбы заключается в преобразовании части энергии ударной волны (продуктов взрыва ВВ) в энергию сверхвысокочастотного излучения. Ориентировочные параметры бомбы следующие: мощность СВЧ-излучения P — около 10 ГВт, длительность импульса τ — несколько долей наносекунд, ширина спектра излучения Δf — несколько гигагерц. Ниже для оценок полагалось, что $P = 10$ ГВт, $\tau = 0.4$ нс, $\Delta f = \tau^{-1} = 2.5$ ГГц. При этом энергия излучения $E_{\text{em}} = Pt = 4$ Дж. Если принять, что масса ВВ составляла 1 кг, а его энерговыделение $E_d = 4 \cdot 10^6$ Дж, при длительности химических превращений около $4 \cdot 10^{-6}$ с средняя мощность заряда близка к 10^3 ГВт. Это означает, что к.п.д. Е-бомбы порядка 1 %. В то же время $E_{\text{em}}/E_d = 10^{-6}$.

На расстоянии R от места взрыва поток энергии электромагнитного излучения $\Pi_E = E_{\text{em}}/4\pi R^2$. Спектральная плотность излучения $N_{r0} = P/\Delta f$

$= Pt = E_{\text{em}} = 4$ Вт/Гц (спектральная плотность фонового излучения в диапазоне 1...10 ГГц близка к 10^{-20} Вт/Гц). Амплитуда электромагнитного поля дается соотношением (в системе СИ)

$$E_0 = \frac{\sqrt{60P}}{R}.$$

Результаты оценок основных параметров радиоизлучения приведены в табл. 3. Здесь $N_r = N_{r0}(R_0/R)^2$, где R_0 — характерный размер излучателя, который примерно равен размеру бомбы (несколько дециметров). Для определенности считалось, что $R_0 = 0.3$ м. В табл. 3 также приведены оценки энергии СВЧ-излучения E_r в месте поражения цели (например, радиотехнической системы). Величина $E_r = \Pi_E S_a$, где S_a — эффективная площадь антенны (собирателя энергии излучения). При расчетах принималось, что $S_a = 10 \text{ м}^2$. Полученные значения E_r необходимо сравнить со значениями минимальной энергии E_{min} , достаточной для повреждения радиоэлектронной аппаратуры. Последняя зависит от диапазона частот, технологии изготовления, степени миниатюризации, используемых материалов и т. д. Оказывается, что микроволновые диоды, триоды, интегральные микросхемы и чувствительные элементы компьютеров под действием одиночного импульса выходят из строя при $E_{\text{min}} \approx 10^{-8} \dots 10^{-6}$ Дж [6, 21, 23, 29]. Таким образом, поражение радиоэлектронной аппаратуры излучением СВЧ-бомбы возможно на расстояниях $R_{\text{max}} \approx 2 \dots 20$ км при $E_{\text{min}} \approx 10^{-6} \dots 10^{-8}$ Дж соответственно. Если диаграмма направленности антенны радиоэлектронной системы не направлена на точку подрыва СВЧ-бомбы, воздействие на систему возможно лишь за счет приема излучения боковыми

лепестками. Уровень последних обычно ниже 20 дБ. При этом $R_{\max} \approx 0.2...2$ км. Добавим, что в ряде случаев влияние электромагнитных полей на электронные приборы становится существенным при напряженностях около 1 В/м [37].

ЭФФЕКТЫ СИЛЬНЫХ ПОЖАРОВ

Военные действия сопровождались возникновением городских пожаров, горением нефтяных скважин и нефтехранилищ. Рассмотрим эти процессы подробнее.

Городские пожары. Поскольку союзники по антииракской коалиции наносили точечные удары по городам, горели лишь отдельные дома и постройки. Крупномасштабные городские пожары, по-видимому, не наблюдались. Рассмотрим горение отдельного здания. Параметры пожара зависят от площади и высоты сооружения, его насыщенности горючими материалами. В центре современного крупного города удельная масса этих материалов приближается к $\tilde{m} = 470$ кг/м², а на его окраинах $\tilde{m} = 5...10$ кг/м² [24]. Далее принимается среднее значение $\tilde{m} = 100$ кг/м². Тогда при городских пожарах средний поток тепла Π_T и средний поток мощности $\Pi_p = \Pi_T/\Delta t$, где Δt — продолжительность горения, составляют

$$\Pi_T = \varepsilon_T \tilde{m},$$

$$\Pi_p = \frac{\varepsilon_T \tilde{m}}{\Delta t}.$$

При средней продолжительности горения $\Delta t = 1$ сут и удельной теплоте сгорания $\varepsilon_T = 4 \cdot 10^7$ Дж/кг получим $\Pi_T \approx 4 \cdot 10^9$ Дж/м², $\Pi_p = 4 \cdot 10^4$ Вт/м². Таких значений Π_p достаточно для возникновения интенсивной конвекции продуктов сгорания и огненных смерчей, которые развиваются

при $\Pi_p > \Pi_{p\min} \approx 10^4$ Вт/м² [24]. При пожарах в Ираке такие процессы, скорее всего, не наблюдались, так как горение внутренних частей построек происходило без достаточного подвода кислорода. Горение, судя по всему, было сравнительно медленным и часто сменялось тлением. Это способствовало выделению большого количества сажи С и угарного газа CO. Можно полагать, что масса CO составляла около 10 % массы горевшего вещества [24]. Масса сажи и углеводородов при этом была близка к 5 и 0.5 % от массы горючих материалов соответственно [24].

Результаты расчета параметров отдельных городских пожаров в зависимости от их площади S приведены в табл. 4. Указаны масса горючих материалов m_1 , масса дыма $m_2 = 0.1m_1$, выделившееся количество теплоты Q , мощность пожаров P (при $\Delta t = 10^5$ с), максимальная высота термика z_{tm} и мощность акустического излучения $P_a = \eta_a P$ (принималось, что $\eta_a = 0.3$ % [12, 13, 30]).

Оценим далее суммарный эффект от многих пожаров. Их общее число n точно неизвестно. Похоже, что оно составляло несколько сотен. Примем для оценок $n = 300$. Считаем, что средний пожар имел площадь около 300 м². Тогда масса горевшего вещества $m_{1\Sigma} \approx 10^4$ т, масса дыма $m_{2\Sigma} \approx 10^3$ т, $Q_\Sigma \approx 400$ ТДж, $P_\Sigma \approx 4$ ГВт, $P_{a\Sigma} \approx 10$ МВт. В дыме содержалось до 50 %, т. е. около 500 т углерода, который эффективно поглощает солнечное излучение. Кроме того, при горении полимеров массой около $5 \cdot 10^3$ т в атмосферу выброшено около 250 т аэрозолей, пиротоксинов и других вредных химических веществ.

Пожары сопровождаются генерацией АГВ в широком диапазоне частот f . Механизмы генерации изучены недостаточно [11—14, 30]). Ниже рассматриваются такие механизмы: генерация АГВ на собственных частотах атмосферы, срыв вихрей при

Таблица 4. Зависимость основных параметров городских пожаров от их площади. Средняя продолжительность пожара — 1 сут

$S, \text{м}^2$	$m_1, \text{т}$	$m_2, \text{т}$	$m_3, \text{т}$	$Q, \text{ТДж}$	$P, \text{МВт}$	$z_{tm}, \text{м}$	$P_a, \text{кВт}$	$F_r, \text{Гц}$	$f_p, \text{Гц}$
10	1	0.1	0.05	0.04	0.4	200	1.2	0.3	3.2
30	3	0.3	0.15	0.12	1.2	260	3.6	0.2	1.8
100	10	1	0.5	0.4	4	350	12	0.1	1
300	30	3	1.5	1.2	12	470	36	0.058	0.5
1000	100	10	5	4	40	630	120	0.032	0.3
3000	300	30	15	12	120	830	360	0.018	0.2
10000	1000	100	50	40	400	1100	1200	0.01	0.1

обтекании ветром пламени (или термика) и турбулентность. В целом спектр колебаний похож на спектр шумоподобного процесса. Но в нем есть также выделенные спектральные составляющие. Прежде всего к ним относятся собственные частоты атмосферы:

$$\omega_a = \sqrt{\frac{\gamma_a g}{4H_a} \left(1 - \frac{H_a}{H_T}\right)},$$

$$\omega_b = \sqrt{\frac{g}{H_a} \left(\frac{\gamma_a - 1}{\gamma_a} - \frac{H_a}{H_T}\right)},$$

где $H_a \approx 8$ км — приведенная высота атмосферы, $\gamma_a = 1.4$ — отношение удельных теплоемкостей (показатель адиабаты), $H_T = -T_a dz/dT_a$ — масштаб изменения температуры атмосферы T_a (при $dT_a/dz = -6$ К/км $H_T \approx 5$ км). Оценки дают $\omega_a \approx 1.9 \cdot 10^{-2}$ с, $\omega_b = 1.2 \cdot 10^{-2}$ с. При этом $f_a = \omega_a/2\pi \approx 3 \cdot 10^{-3}$ Гц, $f_b = \omega_b/2\pi \approx 1.9 \cdot 10^{-3}$ Гц. Им соответствуют периоды колебаний около 330 и 520 с.

Для низкочастотных АГВ, называемых внутренними гравитационными волнами (ВГВ), частота $f < f_b$, а для акустических — $f > f_b$.

Кроме периодов колебаний, связанных с собственными частотами, следует ожидать появления в спектре периодов колебаний, вызванных обтеканием ветра поверхности огненного факела или термика. Если боковую поверхность последних принять цилиндрической, условием срыва вихрей есть $St \approx 4.76$. Отсюда [13]:

$$f_r = \frac{w}{d} St^{-1} \approx 0.21 \frac{w}{d}, \quad (5)$$

где w — скорость ветра, $d \approx \sqrt{S}$ — диаметр пламени или термика, S — их площадь поперечного сечения. Например, при средней скорости ветра $w = 5$ м/с, $d = 1...10^3$ м, $f_r \approx 1...10^{-3}$ Гц (см. табл. 4).

При излучении акустических колебаний турбулентными образованиями с внешним (основным) масштабом L_0 в спектре преобладают частоты $f_t \approx v/L_0$, где v — средняя скорость движения турбулентного потока, $L_0 \approx d \approx \sqrt{S}$. При этом

$$f_t \approx \frac{v}{\sqrt{S}} \approx \frac{v}{d}. \quad (6)$$

Величина v зависит от масштаба и интенсивности пожара и изменяется в пределах 1—80 м/с. Например, при $v = 10$ м/с и $d = 1...10^3$ м $f_t \approx 10...10^{-2}$ Гц (см. табл. 4).

Горение нефтяных скважин. На территории Ирака имеется 1500 нефтяных скважин, 50 из них были подожжены в ходе военных действий. Возникли внушительные пожары, параметры которых зависят от избыточного давления Δp нефти в скважине и ее плотности $\tilde{\rho}$. Максимальная высота нефтяной струи при отсутствии воздуха равнялась бы

$$h_m = \frac{v_0^2}{2g} = \frac{\Delta p}{\tilde{\rho}g},$$

где v_0 — начальная скорость струи. Наличие воздуха, уширение и распыление струи приводят к уменьшению высоты нефтяного фонтана до значения h_1 . Для оценок примем, что $h_1 = 3h_m/4$. Расход нефти dm/dt зависит от плотности нефти, начальной скорости струи и сечения изливающей трубы S_0 , которая принималась равной 0.03 м². После поджога нефтяной скважины высота пламени достигла величины $h = h_1 + h_2$, где h_2 — максимальная высота пламени при горении наземного источника. Высоту h_2 можно оценить по формуле [14]

$$h_2 = \tilde{\kappa} \dot{V}^{3/5} \Pi^{-1/5},$$

где $\dot{V} = dV/dt = vS/(2\pi)$, $v = 0.56$ м/с — скорость оттока продуктов из зоны горения, S — площадь пожара, $\Pi = gV\Delta\rho/\rho_0$, $\tilde{\kappa} \approx 8.3$ (для нефти), $\Delta\rho/\rho_0 \approx 0.81$, $\Delta\rho = \rho - \rho_0$, ρ и ρ_0 — плотности нагретого и невозмущенного воздуха.

Площадь пожара $S = \pi d^2/4$ оценивалась по его диаметру d . Считалось, что $d = 0.4h = 0.3h_m$. Площадь пламени S_f состоит из площади верхнего купола $2S$ и площади боковой поверхности огненного факела S_1 :

$$S_f = 2S + S_1 = \frac{\pi}{2} d^2 + \frac{\pi}{2} dh \approx 0.9h^2.$$

Максимальная высота подъема нагретого воздуха (термика) зависит от мощности источника [10]:

$$z_{tm} \approx 0.25P^{1/4}, \quad (7)$$

где z_{tm} — в километрах, P — в мегаваттах. Мощность $P = \varepsilon_T dm/dt$, где $\varepsilon_T = 4 \cdot 10^7$ Дж/кг — удельная теплота сгорания нефти, $dm/dt = \tilde{\rho}S_0v_0$, $\tilde{\rho} \approx 830$ кг/м³ — плотность нефти.

Величина P составляет около 8...80 ГВт при $dm/dt \approx 0.2...2$ т/с. Поток тепла от факела $\Pi_T = P/S \approx 0.01...10$ ГВт/м². Такие значительные потоки обеспечивают подъем термика до высоты 2...4 км. При оценках считалось, что максимальный

Таблица 5. Основные параметры горящей нефтяной скважины. Продолжительность горения 20 сут

Δp , МН/м ²	v_0 , м/с	h_m , м	h_1 , м	h_2 , м	h , м	d , м	z_{tm} , км	dm/dt , кг/с	m_1 , Мт	m_2 , кт	m_3 , кт	E , ПДж
0.02	6.9	2.5	1.9	1.5	3.4	0.75	2.3	166	0.3	34	17	13.2
0.05	11	6.2	4.7	3.4	8.1	1.9	2.6	264	0.5	52	26	22
0.1	15.5	12.3	9.3	5.5	14.8	3.7	2.8	372	0.7	74	37	30
0.2	21.9	24.6	18.5	9.6	28.1	7.4	3	526	1.1	106	53	42
0.5	34.7	61.5	46	20.1	66.2	18.5	3.4	823	1.6	164	82	66
1	49	123	92	35.7	128	36.9	3.7	1176	2.4	236	118	94
2	69	246	185	62.2	246.7	73.8	4	1656	3.3	332	166	132

Δp , МН/м ²	S , м ²	S_f , м ²	S_t , км ²	Π_T , ГВт/м ²	Π_t , кВт/м ²	Π_a , кВт/м ²	P , ГВт	P_r , МВт	P_{rt} , ГВт	P_a , МВт	f_r , Гц	f_t , Гц
0.02	0.44	10.4	5.3	15	1.2	2000	6.6	4	6.5	20	1.3	13
0.05	2.8	59	6.8	3.9	1.5	600	11	23	11	33	0.5	5
0.1	10	197	7.8	1.5	1.9	200	15	81	14.5	45	0.3	3
0.2	43	710	9	0.5	2.3	89	21	310	20	63	0.14	1.4
0.5	267	3900	11.2	0.12	2.6	26	33	1800	29	100	0.054	0.54
1	1070	15000	13.2	0.04	2.6	9.3	47	7100	35	140	0.027	0.27
2	4275	55000	16	0.015	2.6	3.6	66	28000	40	200	0.014	0.14

радиус термика $R_{tm} = z_{tm}/3$, а площадь поверхности $S_t \approx z_{tm}^2$. Указанные оценки справедливы, если можно пренебречь влиянием ветра. Его учет приводит к сносу термика в горизонтальном направлении, увеличению объема и площади поверхности термика, к снижению температуры газа в нем и к уменьшению z_{tm} .

Большая часть энергии горения факела переходит во внутреннюю энергию термика и энергию его теплового излучения. Температура газа у основания факела примерно равняется температуре горения нефти, которая близка к $T_p \approx 1650$ К, на верхней границе термика она близка к температуре невозмущенного газа (около 250 К). Средняя по высоте температура термика $T_t \approx 400...500$ К (потому что $z_{tm} \gg h$). Поток тепла от термика $\Pi_t \approx 1...3$ кВт/м². Площадь поверхности термика составляла около $5 \cdot 10^5 ... 1.6 \cdot 10^6$ м², при этом мощность P_{rt} его теплового излучения достигала значений 10...40 ГВт. Поток мощности теплового излучения факела равен $\Pi_f = \sigma T_p^4$. Здесь σ — постоянная Стефана — Больцмана. Вычисления дают $\Pi_f \approx 4.2 \cdot 10^5$ Вт/м². При площади поверхности факела $S_f \approx 10...6 \cdot 10^4$ м² мощность теплового излучения P находилась в пределах 4 МВт...25 ГВт, что обычно составляло лишь малую долю от мощности источника $P \approx 7...70$ ГВт. Только для сильнейшей нефтяной струи с $v_0 \approx 70$ м/с и $h_m \approx 250$ м мощности P и P_f становятся одного порядка.

Нефтяной факел является мощным источником АГВ. В энергию последних переходит в среднем 0.3 % тепловой энергии факела, т.е. мощность АГВ $P_a \approx 3 \cdot 10^{-3} P$. Поток акустической энергии $\Pi_a = P_a/S_f$.

При горении нефтяных скважин следует ожидать усиления излучения АГВ на частотах f_b , f_r , f_t . Оценки f_r и f_t по формулам (5) и (6), как и результаты расчета других параметров горящей нефтяной скважины, приведены в табл. 5. Считалось, что $w = 5$ м/с, $v = 10$ м/с. Видно, что $f_r \approx 1...10^{-2}$ Гц, $f_t \approx 10...0.1$ Гц для $d \approx 1...70$ м соответственно.

Оценим далее общие последствия горения 50 нефтяных скважин. Параметры средней скважины примем следующими: $\Delta p = 1$ атм, $v_0 = 15.5$ м/с, $h = 15$ м, $d = 3.7$ м, $z_{tm} = 2.8$ км, $dm/dt \approx 370$ кг/с. За двадцать суток ($2 \cdot 10^6$ с) сгорело около $3.7 \cdot 10^{10}$ кг нефти. При этом выделилось около $1.5 \cdot 10^{18}$ Дж тепла, средняя мощность теплового источника составила $7.4 \cdot 10^{11}$ Вт, в атмосферу выброшено $3.7 \cdot 10^9$ кг дыма и около $1.9 \cdot 10^9$ кг углерода. Мощность и энергия АГВ составили около 2.3 ГВт и 4.5 ПДж.

Горение нефтехранилищ. В ходе боевых действий в Ираке часть нефтехранилищ была разрушена и подожжена. Так, г. Багдад был окружен горящими нефтяными озерами. По замыслу иракцев интенсивное дымовыделение должно было затруднить

Таблица 6. Зависимость основных параметров пожаров на нефтехранилищах (горение нефтяных озер) от объема сгоревшей нефти

$V_1, 10^3 \text{ м}^3$	$m_1, \text{кт}$	$E_1, \text{ТДж}$	$E_a, \text{ТДж}$	$\Delta t, 10^5 \text{ с}$	$\Delta h, \text{м}$	$m_2, \text{кт}$	$m_3, \text{кт}$
1	0.85	34	0.1	0.1	0.1	0.085	0.0425
3	2.6	102	0.3	0.3	0.3	0.26	0.13
5	4.3	170	0.5	5	0.5	0.43	0.22
10	8.5	340	1	1	1	0.85	0.43
30	26	1020	3.1	3	3	2.6	1.3
50	43	1700	5.1	5	5	4.3	2.2
100	85	3400	10	10	10	8.5	4.3

противнику прицельное бомбометание и наведение высокоточного оружия. Сильные пожары также наблюдались на юге Ирака.

Типичное нефтехранилище содержит до 30...50 тыс. м^3 сырья, его масса и энергосодержание составляет $m_1 = \rho V_1$ и $E_1 = \varepsilon_T m_1$. Примем, что площадь нефтяного озера S , а его глубина $\Delta h = V/S$. При средней площади озера $S = 10^4 \text{ м}^2$ и скорости выгорания нефти $\tilde{v} = 10^{-5} \text{ м/с}$ поток тепла в атмосферу $\Pi_T = \varepsilon_T \rho \tilde{v}$ составил $3.4 \cdot 10^5 \text{ Вт/м}^2$. Мощность источника тепла $P_T = \Pi_T S$ равнялась 3.4 ГВт. Время выгорания нефти $\Delta t = \Delta h/\tilde{v} = E_1/P_T$ изменялось в пределах $10^4 \dots 10^6 \text{ с}$, т. е. от 0.1 до 10 сут. Массы дыма и углерода $m_2 = 0.1 m_1$ и $m_3 = 0.5 m_2$ соответственно. Высота термика оценивалась по формуле (7) и составила около 1.9 км.

В мощность акустических волн перешло 0.3 % мощности P_T .

Так же, как при городских пожарах и горениях нефтекважин, в спектре излучения АГВ следовало ожидать усиления составляющих на частотах f_b , f_r , f_t . При тех же значениях w , v и $S \approx 1 \dots 10^4 \text{ м}^2$ величины $f_r \approx 1 \dots 10^{-2} \text{ Гц}$, $f_t \approx 10 \dots 0.1 \text{ Гц}$ соответственно.

Результаты расчета основных параметров пожаров, сопровождавших горение нефтяных озер, приведены в табл. 6.

Оценим далее общий эффект от горения n нефтяных озер. Точное число пожаров не известно. Примем для оценок, что $n = 30$ и $V_1 = 30 \text{ тыс. м}^3$. При этом $m_{1\Sigma} = m_1 n = 7.8 \cdot 10^5 \text{ т}$, $E_\Sigma = E_1 n = 3 \cdot 10^{16} \text{ Дж}$, $\Delta t = 3 \cdot 10^5 \text{ с}$, $P_\Sigma \approx 100 \text{ ГВт}$, $S_\Sigma = 3 \cdot 10^5 \text{ м}^2$, $m_{2\Sigma} = 7.8 \cdot 10^4 \text{ т}$, $m_{3\Sigma} = 3.9 \cdot 10^4 \text{ т}$, $P_{a\Sigma} = 0.3 \text{ ГВт}$.

Электрические процессы. Сильные пожары сопровождались не только выбросами дыма, сажи и

других химических веществ. Как уже отмечалось, они были источниками АГВ. Кроме того, пульсирующий огненный факел являлся источником шумового электромагнитного излучения. Спектр излучения — широк (от единиц герц до сотен мегагерц) и неравномерный. В частности, следовало ожидать усиления излучения в низкочастотной части радиодиапазона за счет преобразования энергии атмосферного электрического поля в энергию низкочастотного электромагнитного излучения [38].

Сильные пожары существенно изменяли электрические свойства приземной атмосферы, влияя тем самым на параметры глобальной электрической цепи. В частности, проводимость огненного факела и горячего воздуха над ним значительно выше, чем проводимость окружающего воздуха. Значительная высотная протяженность факела и термика могли обеспечить заметное увеличение тока проводимости в возмущенных областях атмосферы. Усиление атмосферной конвекции обуславливало также увеличение конвекционного тока.

ЭКОЛОГИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ

Под экологическими эффектами понимаются заметные и тем более сильные отклонения параметров околоземной среды от их невозмущенных, естественных значений, имеющие, как правило, негативные для жизнедеятельности человека последствия.

Экологические последствия военных действий в Ираке связаны, прежде всего, с выбросами аэрозолей (пыли) при взрывах, дыма и чистого углерода при городских пожарах, а также горениях нефтяных скважин и нефтехранилищ. Рассмотрим эти и другие факторы подробнее (табл. 7).

Выбросы пыли. Многочисленные ракетно-бомбовые удары привели к образованию пыли массой

Таблица 7. Результирующие параметры воздействия на атмосферу во время военных действий

Источник	Масса прореаги-ровавше-го вещества, кг	Масса дыма, кг	Масса CO ₂ , Мг	Масса С, кг	Масса пыли, кг	Энерговы-деление, 10 ¹⁵ Дж	Средняя продол-жительность, 10 ⁶ с	Средняя мощ-ность, ГВт	Акусти-ческая энергия, 10 ¹² Дж	Акусти-ческая мощ-ность, МВт	Энергия вторичных процессов, 10 ¹⁸ Дж	Мощность вторичных процессов, 10 ¹² Вт	Коэффи-циент усиле-ния энер-гии
Взрывы	15	—	0.05	—	300 (75)	0.06	1	0.06	6	6	20	20	3·10 ⁵
Городские пожары	10	1	0.03	0.5	—	0.4	0.1	4	1	10	0.17	1.7	400
Горение нефтяных сважин	37000	3700	100	1900	—	1500	2	740	4500	2300	13000	6500	8700
Горение нефтехра-нилищ	780	78	3	39	—	30	0.3	100	100	300	40	130	1300
Полеты летатель-ных аппаратов	40	4	0.15	0.1	—	1.6	0.1	16	0.04	0.4	Незна-читель-на	Незна-читель-на	—

около $3 \cdot 10^8$ кг. При этом масса аэрозолей m_a , заброшенных на достаточно большие высоты (не менее 1...2 км), приблизилась к 10^8 кг. Солнечное излучение, рассеиваясь на аэрозолях, ослабляется после прохождения запыленного слоя атмосферы. В результате этого поверхность Земли экранируется и недополучает энергию солнечного излучения. Рассеяние приводит к уменьшению потока солнечной радиации на поверхности Земли на величину [24]

$$\Delta\Pi_s = \Pi_{s0}(1 - e^{-\gamma}), \quad (8)$$

$$\gamma = 1.7(\gamma_{ab} + 0.15\gamma_s), \quad (9)$$

где Π_{s0} — поток солнечного излучения в отсутствие аэрозолей, γ_{ab} и γ_s — оптические толщины поглощения и рассеяния.

При прохождении слоя пыли поглощение малосущественно и ослабление обусловлено рассеянием света. При этом $\gamma \approx 0.25\gamma_s$, где $\gamma_s = \alpha_s \rho_a s$, α_s — коэффициент экстинкции (для пыли $\alpha_s = 3 \cdot 10^3 \text{ м}^2/\text{кг}$ [24]), $\rho_a = m_a/V_a$, V_a — объем занимаемый аэрозолями общей массой m_a , s — длина участка траектории луча света в слое с аэрозолями толщиной Δz_a .

Как следует из соотношения (8), при $\gamma \gg 1$ $\Delta\Pi_s \approx \Pi_{s0}$. В этом случае атмосфера настолько запылена, что солнечное излучение почти полностью экранируется. Такой случай в ходе военных действий, если и имел место, то в течение достаточно небольших интервалов времени. Обычно реализовывался случай $\gamma \ll 1$. При этом $\Delta\Pi_s =$

$= \Pi_{s0}\gamma$, величина недополучаемой земной поверхностью мощности равна

$$\Delta P_s = \Delta\Pi_s S = \Pi_{s0}S\gamma, \quad (10)$$

где S — площадь участка подстилающей поверхности. При $\gamma_{ab} \approx 0$ значение $\Delta P_s \approx 0.25\Pi_{s0}S\alpha_s\rho_a s$. Поскольку $\rho_a = m_a/S\Delta z_a$, величина $\Delta P_s = 0.25\Pi_{s0}\alpha_s m_a \frac{s}{\Delta z_a}$. В течение дня поток мощности солнечного излучения изменяется по закону $\Pi_{s0}(\chi) = \Pi_{s0}(0)\cos\chi$, где χ — зенитный угол. Это соотношение справедливо при $\chi < 80^\circ$. Величина $s = \Delta z_a/\cos\chi$ (при $\chi < 80^\circ$). Тогда

$$\Delta P_s = 0.25\Pi_{s0}(0)\alpha_s m_a,$$

т. е. в течение почти всего светлого времени суток не зависит от χ . В случае не запыленной атмосферы земная поверхность поглощает в среднем около 45 % потока солнечного излучения [24], т. е. $\Pi_{s0}(0) = 0.45\Pi_0$, где $\Pi_0 \approx 1.4 \text{ кВт}/\text{м}^2$ — солнечная постоянная. Полагая $\Pi_{s0}(0) = 630 \text{ Вт}/\text{м}^2$, $\alpha_s = 3 \cdot 10^3 \text{ м}^2/\text{кг}$, $m_a = 10^8 \text{ кг}$, получим $\Delta P_s \approx 4 \cdot 10^{13} \text{ Вт}$. В среднем за сутки эта величина составляет около $2 \cdot 10^{13} \text{ Вт}$. Эквивалентная площадь земной поверхности, которая недополучает мощность солнечного излучения ΔP_s , равна $S_{ef} = 0.25\alpha_s m_a \approx 6 \cdot 10^{10} \text{ м}^2$. Заметим, что площадь Ирака составляет $4.4 \cdot 10^{11} \text{ м}^2$. При умеренном ветре (скорость ветра $w = 10 \text{ м}/\text{с}$) выброшенная пыль перемещалась по Ираку примерно в течение суток.

При этом земная поверхность недополучила около $2 \cdot 10^{18}$ Дж солнечной энергии. Примерно такая же энергия выделилась в атмосфере. Для сравнения укажем, что тепловая энергия тропосферы и стратосферы над Ираком близка к 10^{21} и 10^{20} Дж соответственно. Мощность динамических процессов (ветров) в тропосфере и стратосфере порядка $10^{14} \dots 10^{15}$ Вт [35]. В течение суток ей соответствует энергия $10^{19} \dots 10^{20}$ Дж. Оцененное выше значение $\Delta P_s \approx 4 \cdot 10^{13}$ Вт сопоставимо с мощностью динамических процессов в атмосфере. Следовательно, запыление атмосферы при взрывах должно было заметно повлиять на циркуляцию ветров в ней.

Выбросы дыма и углерода. Пожары сопровождаются выбросами дыма и сажи (углерода). Аэрозоли дыма и сажи приводят соответственно к рассеянию и поглощению солнечного излучения. При этом коэффициенты экстинкции для видимого солнечного излучения $\alpha_s \approx 3.5 \cdot 10^3 \text{ м}^2/\text{кг}$, $\alpha_{ab} \approx 5 \cdot 10^3 \text{ м}^2/\text{кг}$ [24]. Из соотношений (9) и (10) следует, что $\Delta P_s = 1.7 \Pi_{s0}(0)(\alpha_{ab} m_{ab} + 0.15 \alpha_s m_a)$. При массе дыма $m_a = 4 \cdot 10^9$ кг, массе углерода $m_{ab} \approx 2 \cdot 10^9$ кг и $\Pi_{s0}(0) = 630 \text{ Вт}/\text{м}^2$ имеем $\Delta P_s \approx 1.3 \cdot 10^{16}$ Вт. При этом подстилающая поверхность недополучит примерно $\Delta P_s = 1.3 \cdot 10^{16}$ Вт солнечного излучения. В среднем за сутки это значение в два раза меньше и составляет $\Delta P_s = 6.5 \cdot 10^{15}$ Вт. Реально это значение на порядок меньше, так как дым имеет свойство оседать на подстилающую поверхность и только аэрозоли, заброшенные в стратосферу, выпадают в течение многих суток и недель. Примем, что с учетом оседания дыма $\Delta P_s \approx 5 \cdot 10^{14}$ Вт. При $\Delta t \approx 20$ сут $\Delta E_s \approx 10^{21}$ Дж. Примерно такую добавочную энергию приобрела атмосфера за счет выброса дыма и сажи, в том числе часть атмосферы над Ираком дополнительно получила около 10^{20} Дж солнечной энергии (при скорости ветра около 10 м/с). При этом имели место значительные изменения термического и динамического режимов атмосферы и характера взаимодействия атмосферы с земной поверхностью.

Добавим, что наибольший вклад в экранировку солнечного излучения дымом дали пожары, обусловленные горением нефтяных скважин. Горение хранилищ нефтепродуктов дало эффект, меньший примерно в 50 раз. Выбросы дыма при полете летательных аппаратов и городских пожарах привели к еще меньшему (на 1.5...2 порядка) эффекту, чем выбросы при горении нефтехранилищ (см. табл. 7).

Таблица 8. Массы аэрозолей и химических веществ, инжектируемых в атмосферу в ходе военных действий

Вещество	Инжектированная масса, Mt	Фоновое значение во всей атмосфере, Mt	Фоновое значение в атмосфере над Ираком, кт
Пыль	0.075	50...250	40...200
Дым	4	5.5	4
Двуокись углерода	100	$3 \cdot 10^6$	$2 \cdot 10^6$
Оксис углерода	4	500	400
Углерод	2	0.5	0.4
Углеводороды:			
CH ₄	0.2	5000	4000
C ₂ H ₆	0.2	5	4
другие	0.2	0.2	0.2
Окислы серы	0.09	0.9	0.7
Окислы азота	0.07	0.7	0.5
Кислоты:			
HCl	0.3	3	2
H ₂ SO ₄	0.15	1.5	1
HNO ₃	0.1	1	0.8

Выбросы химических веществ. Горение нефти и органических веществ при городских пожарах сопровождается инжекцией в атмосферу не только дыма, двуокиси и окиси углерода, сажи (углерода), но и таких химических веществ как углеводороды (CH₄, C₂H₆ и т. д.), оксиды серы и азота, а также кислоты (HCl, H₂SO₄, HNO₃) и др. Их масса в основном зависит от вида и массы прореагировавшего горючего материала. В ходе военных действий таким материалом преимущественно была нефть. Это позволило оценить массы выброшенных химических веществ. Результаты их оценок приведены в табл. 8. Видно, что военные действия привели лишь к незначительному (около 1 %) дополнительному запылению атмосферы. В то же время масса выброшенного дыма за 10...20 дней приблизилась к фоновому значению массы дыма во всей атмосфере (около $5 \cdot 10^9$ кг). Это повлекло за собой значительные выбросы двуокиси и окиси углерода. Так средняя скорость дополнительного поступления CO₂ составила 50 т/с (в мирных условиях эта величина составляет около 500 т/с). Окиси углерода в атмосферу поступило около $4 \cdot 10^9$ кг, т. е. около 1 % всей массы этого газа в атмосфере. Еще более впечатляющие поступления сажи, которые приблизились к $2 \cdot 10^9$ кг (фоновое значение $5 \cdot 10^8$ кг).

Дополнительные выбросы углеродов были существенными лишь для достаточно тяжелых углеводородов (C₃H₈ и т. п.). Они составили величины, примерно равные фоновым во всей атмосфере.

Массы дополнительно выброшенных окислов серы и азота, а также кислот составили около 10 % масс этих веществ, поступающих в земную атмосферу в результате хозяйственной деятельности человека.

Инжекция акустической энергии. В естественных условиях поток акустической мощности $\Pi_{a0} \approx 0.3...1 \text{ мВт}/\text{м}^2$ [26]. Для площади Ирака, равной $4.4 \cdot 10^{11} \text{ м}^2$, акустическая мощность фона P_{a0} составляет около $0.1...0.4 \text{ ГВт}$. Примерно 0.1 ГВт приходится на долю низкочастотных АГВ, т. е. ВГВ, которые, распространяясь вверх и диссирируя на высотах 200...300 км, играют важную роль во взаимодействии нижней и верхней атмосфер Земли.

Рассмотрим теперь энергетику акустических процессов, вызванных военными действиями в Ираке. Как видно из табл. 7, наименьший вклад в энергетику этих процессов дают полеты летательных аппаратов (мощность P_a до 1 МВт). Взрывы обеспечивали инжекцию акустической энергии с P_a менее 10 МВт. Почти такое же значение P_a связано с городскими пожарами. И только горение нефтехранилищ и нефтескважин способствовало инжекции акустической энергии со значением P_a , приближающимся к 3 ГВт. Важно, что $P_a \approx 10P_{a0}$. Это означает, что военные действия в Ираке существенно повлияли на режим взаимодействий нижней и верхней атмосфер над Ираком.

Другие экологические эффекты. К определенным экологическим последствиям привела инжекция тепловой энергии в результате сгорания больших масс горючих веществ, сейсмической энергии при взрывах мощных боевых частей и электромагнитной энергии при взрыве СВЧ-бомбы. Эти последствия относятся к сравнительно слабым. Более существенным является возмущение параметров глобальной электрической цепи в результате выброса наэлектризованной пыли при взрывах, значительных масс дыма при пожарах и радиоактивных веществ при взрывах боевых частей, снабженных насадками из слабо обогащенного урана. Мощные пожары, как и выброс радиоактивного вещества, способствовали увеличению проводимости приземного слоя атмосферы на значительных площадях, который, как известно, имеет наибольшее сопротивление в глобальной электрической цепи. Изменение электрических параметров этой цепи могло повлечь за собой проявление ряда вторичных процессов как в атмосфере, так и в ионосфере и магнитосфере [5, 16, 25, 28, 33, 38, 39].

ОБСУЖДЕНИЕ

В работе выполнена оценка ряда физических и экологических эффектов, которые были вызваны военными действиями в Ираке. Большинство входных параметров не были известны точно. Из-за этого возникла некоторая неопределенность в величине изучаемых эффектов. Для уменьшения неопределенности почти всегда расчеты производились для различных значений входных параметров (числа самолетовылетов, числа сброшенных авиабомб, их мощности и энерговыделения, площадей и интенсивностей пожаров и т. п.). Несмотря на приближенный характер расчетов, полученные оценки физических и экологических эффектов позволяет сделать ряд важных выводов. К ним, в первую очередь, относится триггерный характер вторичных процессов, энергия которых на 3...5 порядков превышает энерговыделение при взрывах и пожарах (см. табл. 7). Наибольшее значение коэффициента усиления энергии (около $3 \cdot 10^5$) имеет место при выбросах мелкой пыли взрывами, наименьшее значение — при городских пожарах (около 400).

Триггерный характер воздействия. Для количественного описания триггерного эффекта удобно ввести коэффициент триггерности $K_{tr} = E_2/E_1$, где E_2 и E_1 — энергии вторичных и первичных процессов. Считая, что вторичные процессы вызваны экранированием солнечного излучения с потоком мощности Π_{s0} на площади земной поверхности S , при $\gamma \ll 1$ получим

$$\Delta P_s = \Pi_{s0} S \gamma,$$

где согласно данным [24] $\gamma = 1.7(\gamma_{ab} + 0.15\gamma_s)$, $\gamma_{ab} = \alpha_{ab}\rho_{ab}s = \alpha_{ab}m_{ab}/Scos\chi$, $\gamma_s = \alpha_s\rho_s s = \alpha_s m_s/Scos\chi$, m_{ab} и m_s — массы поглощающей пыли и рассеивающих аэрозолей, ρ_{ab} и ρ_s — их объемные плотности. В среднем за сутки ΔP_s уменьшится примерно вдвое. Тогда энергия вторичных процессов $E_2 = 0.5\Delta P_s \Delta t_s$, или

$$E_2 = 0.85\Pi_{s0}S(\gamma_{ab} + 0.15\gamma_s)\Delta t_s = \\ = 0.85\Pi_{s0}(0)(\alpha_{ab}m_{ab} + 0.15\alpha_s m_s)\Delta t_s.$$

При взрывах $m_{ab} \approx 0$, $m_s = k_a m_d$, где $k_a = k_1 k_2 k_3$, $k_1 = m_1/m_d = 40...800$ — коэффициент разрушения, $k_2 = m_2/m_1$ — коэффициент пылеобразования, $k_3 = m_3/m_2$ — доля пыли, забрасываемой на достаточно большие высоты. Полагая $k_2 = 0.1$, $k_3 = 1/4$, получим $k_a = 1...20$. Поскольку $m_s = k_a m_d$, $E_1 = E_d = \varepsilon_d m_d$,

$$K_{tr} \approx 0.13 \frac{\Pi_{so}(0)\alpha_s k_a}{\varepsilon_d} \Delta t_s. \quad (11)$$

При $\Pi_{so}(0) = 630 \text{ Вт}/\text{м}^2$, $\alpha_s = 3 \cdot 10^3 \text{ м}^2/\text{кг}$, $k_a = 1 \dots 20$, $\Delta t_s = 10^6 \text{ с}$ имеем $K_{tr} \approx 6 \cdot 10^4 \dots 10^6$.

При пожарах $\alpha_{ab} \approx 2.86\alpha_s s_c$, где s_c — массовая доля углерода [24]. При $s_c \approx 0.5$ величина $\alpha_{ab} \approx 5 \cdot 10^3 \text{ м}^2/\text{кг}$. Поскольку $m_{ab} = k_{ab}m_1$, $m_a = k_a m_1$, $E_1 = \varepsilon_T m_1$,

$$K_{tr} = 0.85 \frac{\Pi_{so}(0)(\alpha_{ab}k_{ab} + 0.15\alpha_s k_a)}{\varepsilon_T} \Delta t_s. \quad (12)$$

Здесь $k_{ab} = (m_a/m_1)(m_{ab}/m_a)$, $k_a = m_a/m_1$, m_a/m_1 — коэффициент образования аэрозолей, m_{ab}/m_a — доля углерода в массе аэрозолей. При $k_{ab} = 0.05$, $k_a = 0.1$, $\varepsilon_T = 4 \cdot 10^7 \text{ Дж}/\text{кг}$, $\Delta t_s = 10^6 \text{ с}$ получаем $K_{tr} \approx 4 \cdot 10^3$.

Из формул (11) и (12) видно, что K_{tr} пропорционален Δt_s и не зависит от S (при $\gamma \ll 1$).

При взрывах и пожарах (в основном при горении нефтекважин) суммарное энерговыделение достигло примерно $2 \cdot 10^{18} \text{ Дж}$, а средняя мощность — почти 10^{12} Вт . Для сравнения укажем, что человечество в год потребляет около $4 \cdot 10^{20} \text{ Дж}$ при мощности 10^{13} Вт . При взрывах выброшены аэрозоли массой около $8 \cdot 10^7 \text{ кг}$, что составило почти 0.1 % от массы аэрозолей во всей атмосфере. Их масса над Ираком примерно удвоилась по сравнению с фоновым значением.

Выбросы дыма составили около 4 Мт, фоновое значение массы дыма над Ираком в среднем близко к 4 кт. На несколько порядков превысили фоновое значение также выбросы углерода, углеводородов, оксидов серы и азота и кислот (см. табл. 8). Естественно, что эти выбросы усугубили экологическую обстановку как в Ираке, так и в прилегающих к нему государствах. Добавим, что в ходе военных действий ветер над Ираком был направлен преимущественно с юга на север.

Энергия и мощность вторичных процессов приблизились к 10^{22} Дж и $7 \cdot 10^{15} \text{ Вт}$. В то же время мощность динамических процессов (ветров) в атмосфере над Ираком при средней скорости ветра составляет около 10^{13} Вт , а их энергия за время ведения военных действий (20 сут) — около $2 \cdot 10^{19} \text{ Дж}$. Экранирование слоем пыли, дыма и сажи солнечного излучения привело к тому, что земная поверхность недополучила солнечной энергии около 10^{22} Дж при средней мощности около $7 \cdot 10^{15} \text{ Вт}$. Все это означает, что военные действия

привели к существенному нарушению теплового и динамического режимов в системе подстилающая поверхность — атмосфера над Ираком. Наибольший вклад в этот эффект дало горение нефтяных скважин; вклад взрывов и пожаров на нефте хранилищах был в 100...1000 раз меньше. Еще к меньшему (в 100 раз) эффекту привели городские пожары.

Механизмы забрасывания аэрозолей. В изучении энергетики вторичных процессов ключевым есть решение вопроса, каким образом аэрозоли (пыль и дым) забрасываются на высоты не менее 1...2 км, где время их жизни составляет 1...10 сут. Есть ряд механизмов, обеспечивающих подъем частиц на достаточные большие высоты. Рассмотрим их подробнее.

1) Интенсивные взрывы и пожары сопровождались подъемом нагретого воздуха (термика) до высот $z_{tm} \approx 0.2 \dots 4 \text{ км}$ (см. табл. 1, 4 и 5).

2) Дополнительный нагрев атмосферного слоя с аэрозолями солнечным излучением, приводит к его всплынию. Вертикальные потоки воздуха способствовали подъему новых порций пыли, образованной взрывами, или дыма при пожарах. За 10 сут верхняя граница z_{max} слоя с аэрозолями могла подняться от 2 до 10 км. Покажем это. Воспользуемся соотношением из работы [10]

$$\Delta z_{max}(t) = \sqrt{\frac{2\Delta\bar{\Pi}_s}{\Delta\gamma_a\bar{\rho}_0 C_p}} \Delta t,$$

где $\Delta\gamma_a$ — отклонение вертикального градиента температуры атмосферы от адиабатического, $\bar{\rho}_0$ — средняя по высоте плотность воздуха, C_p — его удельная теплоемкость при постоянном давлении, $\Delta\bar{\Pi}_s$ — средний за сутки радиационный поток излучения на верхней границе слоя с аэрозолями. Полагая $\Delta\bar{\Pi}_s = 120 \text{ Вт}/\text{м}^2$, $\Delta\gamma_a = 3.5 \text{ К}/\text{км}$, $\bar{\rho}_0 = 1 \text{ кг}/\text{м}^3$, $C_p = 10^3 \text{ Дж}/(\text{кг}\cdot\text{К})$ и $\Delta t = 10^6 \text{ с}$, получим $\Delta z_{max} \approx 8 \text{ км}$. За световой день ($\Delta\Pi_s = 240 \text{ Вт}/\text{м}^2$, $\Delta t = 5 \cdot 10^4 \text{ с}$) Δz_m увеличивается на 2.6 км.

3) Концентрация водяных паров сопровождается выделением латентного тепла и всплыvанием нагретого воздуха. Оказывается, что за счет этого механизма высота термика увеличивается в 2...3 раза и достигает 0.4...9 км.

4) Аэрозоли во взвешенном состоянии могут поддерживаться за счет энергии атмосферной турбулентности. Можно показать, что среднее перемещение аэрозолей по высоте за время Δt оценивается из следующего соотношения:

$$\Delta z \approx 3^{-1/2} \varepsilon_t^{1/6} L_0^{2/3} \Delta t^{1/2},$$

где ε_t — удельная мощность турбулентности, L_0 — внешний масштаб турбулентности. Полагая $\varepsilon_t = 0.1 \text{ м}^2/\text{с}^3$, $L_0 = 10 \text{ м}$, $\Delta t = 10 \text{ сут}$, получим $\Delta z \approx 1.7 \text{ км}$. В пределах термика величина ε_t увеличивается на порядок, это приведет к увеличению высоты аэрозолей до 2.5 км. Добавим, что средняя скорость подъема частиц около $2 \cdot 10^{-3} \text{ м/с}$. Она должна превышать скорость оседания частиц v_d (см. табл. 2). Это условие выполняется для аэрозолей с радиусом $r \leq 10^{-6} \text{ м}$.

Таким образом, продолжительные пожары и повторяющиеся ракетно-бомбовые удары привели к накоплению аэрозолей в атмосфере, некоторые затем вызвали энергичные вторичные процессы.

Воздействие АГВ. Движущиеся летательные аппараты, взрывы и особенно пожары были мощными источниками акустических и гравитационных волн. Последние в основном генерировались при колебаниях объемов нагретого воздуха (термика), их частота, по-видимому, была близка к собственной частоте атмосферы $f_b \approx 0.002 \text{ Гц}$ (период около 500 с). Спектр акустических колебаний занимал весь акустический диапазон от инфразвука до ультразвука. В зависимости от размеров генерирующего объема воздуха (пламени) или тела (самолета, крылатой ракеты) и скорости движения газа, очевидно, были участки спектра, в которых интенсивности излучения увеличивались. По оценкам, приведенным выше, такими участками могли быть $0.01\ldots 1$, $0.1\ldots 10$ и $400\ldots 700 \text{ Гц}$.

Суммарная энергия АГВ, сгенерированных в ходе операции «Страх и трепет», приблизилась к 5 ПДж , т.е. $5 \cdot 10^{15} \text{ Дж}$, при средней мощности около 2 ГВт . Для сравнения укажем, что над территорией Ирака фоновое значение мощности АГВ примерно равно $0.1\ldots 0.3 \text{ ГВт}$. Видно, что военные действия привели к увеличению мощности АГВ на порядок, что в свою очередь вызвало значительную перестройку режима взаимодействия между нижней и верхней атмосферами.

Передача возмущений из нижней атмосферы в ионосферу и магнитосферу могла осуществиться и по другим, пока мало изученным, каналам. К ним можно отнести конвекцию и атмосферную турбулентность, которая имеет место и на достаточно больших высотах [25], а также возмущение параметров глобальной электрической цепи [5, 16, 28, 33, 38, 39]. Последнее возникало в результате выброса больших масс наэлектризованной пыли и продуктов взрыва, применения в боеголовках слан-

бообогащенного урана и возникновения крупномасштабных пожаров. Упомянутые механизмы переноса возмущений требуют дальнейшего изучения. Сейчас можно только утверждать, что конвекция и турбулентность относятся к инерционным механизмам. Характерное время переноса — порядка 10 сут, что и наблюдалось в экспериментах [1, 27]. Возмущение параметров глобальной электрической цепи следует отнести к малоинерционным. Характерное время, по-видимому, может составлять $10^3\ldots 10^4 \text{ с}$.

Сейсмическое воздействие. Взрывы способствовали генерации сейсмических волн, суммарная энергия которых оценена выше в $6 \cdot 10^{11} \text{ Дж}$. В средствах массовой информации широко обсуждались возможные сейсмические последствия ракетно-бомбовых ударов в Ираке. Специалистами (как и неспециалистами) предсказывались инициирование сильных землетрясений в Ираке и в соседних с ним государствах. Указанная выше величина энергии в силу своей незначительности вряд ли способна привести к срабатыванию триггерных механизмов высвобождения энергии в тектоносфере. Кроме того, передача энергии носила импульсный характер (длительность цугов сейсмических волн $1\ldots 10 \text{ с}$). Добавим, что энергии среднего и сильнейшего землетрясений составляют $10^{15}\ldots 10^{16}$ и $10^{18}\ldots 10^{19} \text{ Дж}$ соответственно [35].

Воздействие электромагнитного излучения Е-бомбы. Перейдем к обсуждению последствий подрыва электромагнитной бомбы. Как уже отмечалось, это было ее первое боевое применение. Мощность излучения была весьма высокой (10 ГВт), спектр излучения относится к сверхширокополосным (несколько ГГц). Излучение СВЧ-бомбы привело к выходу из строя (разрушению входных цепей) радиоэлектронного оборудования на удалениях от 0.2 до 20 км. Важно, что блокирующее действие бомбы должно проявляться при существенно меньших, чем $E_{rmin} = 10^{-8}\ldots 10^{-6} \text{ Дж}$, уровнях энергии электромагнитного излучения, а значит, на расстояниях 10...100 км и более. При этом, например, наступают нарушения различий степени сложности в производимых радиоэлектронной аппаратурой (компьютером, в частности) операциях [www.laboratory.ru/article/rad/arozor.htm].

Значительное влияние мощных электромагнитных полей на медицинские электронные приборы (стимуляторы сердца и т. п.) ожидается уже при $E_0 \approx 1 \text{ В/м}$ [37]. Радиоприемные устройства радаров рассчитаны на прием сигналов с напряженностью $E_{0min} = 10^{-7}\ldots 10^{-5} \text{ В/м}$.

Для сравнения приведем ориентировочные параметры наземной станции помех радарам и бомбоприцелам: мощность — 1 кВт, коэффициент усиления антенны — 400, диапазон длин волн $\lambda = 2\ldots2.5$ см, ширина полосы частот излучаемого сигнала с шумовой модуляцией $\Delta f \approx 10\ldots100$ МГц. Результаты расчета потока мощности Π_{p1} в окрестности подавляемой цели приведены в табл. 3. Из нее видно, что СВЧ-бомба на тех же расстояниях создает поток мощности Π_p , на 3-4 порядка больший, чем поток Π_{p1} . Поэтому по эффективности воздействия излучение электромагнитной бомбы приближается к электромагнитному излучению ядерной бомбы [36]. Излучение разряда молнии, имеющее мощность 0.1...1 МВт, существенно влияет лишь в диапазоне частот 1 кГц...10 МГц. При этом в окрестности источника $N_r \approx 0.01\ldots1$ Вт/Гц.

Таким образом, результаты выполненных исследований сводятся к следующему. Воздействие на атмосферу в ходе современных региональных неядерных войн может быть значительным. Наиболее существенные экологические последствия связаны в выбросами мелкой пыли, дыма и сажи, которые экранируют солнечное излучение. Энергия вторичных процессов на 3...5 порядков превосходит энергию первичного источника. Как показали эксперименты [1, 27], возникшие возмущения распространяются на большие (~ 1000 км) расстояния и охватывают, по-видимому, не только нижнюю атмосферу, но и ионосферу с магнитосферой.

выводы

1. Военные действия в Ираке характеризовались быстротечностью, нанесением интенсивных ракетно-бомбовых ударов на ограниченных территориях в ограниченные интервалы времени. Суммарная масса использованных взрывчатых веществ за первые две недели войны достигла 11 кт, а за время боевых действий (около трех недель) она приблизилась к 15 кт.

2. Полеты самолетов (около 1800 вылетов) и крылатых ракет (1100 штук) привели к инъекции 100...200 и 1 кт продуктов горения топлива соответственно.

Суммарная энергия акустических колебаний, вызванных полетами самолетов и крылатых ракет, составила 20...75 и 0.4 ГДж соответственно. Частотный спектр акустического излучения был достаточно широк. Движение летательных аппаратов и

струй реактивных двигателей обусловили значительное усиление излучения в частотных диапазонах 3...30 и 400...700 Гц.

3. При взрывах всех боеприпасов разрушено примерно 3 Мт вещества. Масса аэрозолей при этом составила около 0.3 Мт, четвертая часть которых (75 кт), по-видимому, заброшена взрывами и конвекционными процессами на достаточно большие высоты (1...2 км), где время жизни аэрозолей составляет 1...10 сут.

Взрывы сопровождались электризацией пыли и продуктов взрыва, генерацией возмущений в электрическом поле атмосферы. Величина суммарного электрического заряда достигала 100 Кл. Возмущения электрического поля в окрестности взрыва ($R \approx 10$ м) были порядка сотен киловольт на метр, продолжительность отдельного возмущения изменялась в пределах нескольких сотен секунд.

Взрывам сопутствовала генерация акустических колебаний в диапазоне частот 1...10 Гц. Их суммарная энергия составила около 3 ТДж, а средняя мощность — 6 МВт.

Энергия сейсмических волн, сгенерированных взрывами, не превышала 0.6 ТДж.

4. Поражение радиоэлектронного оборудования электромагнитным излучением СВЧ-бомбы было возможным на расстояниях от долей до нескольких десятков километров. Повреждение и «зависание» компьютеров было вероятным на несколько больших (1...100 км) удалениях от места подрыва бомбы. Вывод из строя медицинского оборудования типа сердечных стимуляторов был возможен в пределах прямой видимости на удалениях в несколько сотен километров.

5. Мощность и энерговыделение отдельного городского пожара достигали 10 МВт и 1 ТДж. Суммарное энерговыделение было около 400 ТДж при средней мощности близкой к 4 ГВт. При этом в атмосферу было выброшено около 1 кт дыма и 0.5 кт сажи.

Энергия и мощность вторичных процессов, обусловленных экранированием солнечного излучения, составили около 170 ПДж и 1.7 ТВт.

Величина акустической энергии, сгенерированной городскими пожарами, достигала 1 ТДж при средней мощности 10 МВт.

6. Горение нефтяных скважин — самый интенсивный источник возмущения параметров околоземной среды и процессов в ней. Мощность, выделяемая при горении скважины, составляла десятки ГВт, энерговыделение — десятки ПДж, а высота термика — 3 км. Суммарное количество сгоревшей

нефти приблизилось к 40 Мт, энерговыделение — к 1000 ПДж при средней мощности около 1 ТВт. В результате горения нефтяных скважин (около 50 штук) в атмосферу было выброшено почти 4 Мт дыма и 2 Мт сажи. Это привело к эффекту экранирования солнечного излучения, из-за которого земная поверхность недополучила около 10^{22} Дж энергии солнечного излучения. Мощность этого вторичного процесса составила около 7 ПВт. Горение нефтяных скважин сопровождалось генерацией АГВ с энергией около 4.5 ПДж и средней мощностью около 2 ГВт.

7. При пожарах на нефтехранилищах сгорело почти 1 Мт нефти, в атмосферу выброшено около 80 кт дыма и 40 кт сажи. Суммарное энерговыделение составило 30 ПДж при средней мощности 100 ГВт. Энергия и мощность вторичных процессов, связанных с экранированием солнечного излучения, составили $4 \cdot 10^{19}$ Дж и 0.1 ПВт.

Горение нефтехранилищ сопровождалось генерацией АГВ с энергией около 100 ТДж и мощностью 0.3 ГВт.

8. При пожарах в частотном спектре АГВ должно было иметь место усиление составляющих на частотах 0.002, 0.1 и 1 Гц при среднем диаметре пламени около 10 м.

9. Взрывы, городские пожары, горение нефтяных скважин и нефтехранилищ привели к эффекту экранирования солнечного излучения. Энергия сопутствующих вторичных процессов превышала энергию первичного процесса (взрыва, горения) примерно на 3...5 порядков.

10. Кроме нарушения теплового и динамического режимов в системе подстилающая поверхность — атмосфера, к негативным экологическим последствиям привели выбросы углеводородов (10...100 % от фонового значения во всей атмосфере) и кислот HCl, H₂SO₄ и HNO₃ (~ 10 % от фонового значения во всей атмосфере).

11. Интенсивные пожары, выбросы наэлектризованной пыли и аэрозолей, инжекция радиоактивного вещества в результате использования слабо обогащенного урана должны были привести к существенному возмущению электрических параметров атмосферы на Ираком и глобальной электрической цепи в целом.

12. Значительная энергетика АГВ обусловила нарушение режима взаимодействия нижней и верхней атмосфер. По-видимому, имели место и другие каналы воздействия процессов в приземной атмосфере на ионосферу и магнитосферу.

13. Энергия сейсмических волн, сгенерированных взрывами, была недостаточной для активизации

естественных сейсмических процессов в литосфере и инициирования землетрясений.

Автор благодарен К. П. Гармашу за полезное обсуждение результатов работы.

1. Адушкин В. В., Горелый К. И. Доплеровское зондирование ионосферы над Югославией во время военных действий в Косово // ДАН.—2000.—373, № 1.—С. 87—89.
2. Адушкин В. В., Соловьев С. П. Возмущения электрического поля атмосферы в ближней зоне подземного взрыва // Изв. АН СССР. Физика Земли.—1989.—№ 3.—С. 51—59.
3. Адушкин В. В., Соловьев С. П., Сурков В. В. Электрическое поле, возникающее при взрыве на выброс // Физика горения и взрыва. 1990.—26, № 4.—С. 117—121.
4. Альперович Л. С., Пономарев Е. А., Федорович Г. В. Моделируемые взрывом геофизические явления (Обзор) // Изв. АН СССР. Физика Земли.—1985.—№ 11.—С. 9—20.
5. Анисимов С. В., Мареев Е. А. Спектры пульсаций электрического поля приземной атмосферы // ДАН.—2001.—381, № 1.—С. 107—112.
6. Антипин В. В., Годовицын В. А., Громов Д. В. и др. Влияние мощных импульсных микроволновых помех на полупроводниковые приборы и интегральные микросхемы // Зарубежная радиоэлектроника.—1995.—№ 1.—С. 37—53.
7. Баум Ф. А., Орленко Л. П., Станюкович К. П. и др. Физика взрыва. — М.: Наука, 1975.—704 с.
8. Боронин А. П., Капинос В. Н., Кренев С. А., Минеев В. Н. О физическом механизме генерации электромагнитного поля при взрыве зарядов конденсированного ВВ. Обзор литературы // Физика горения и взрыва.—1990.—26, № 5.—С. 110—116.
9. Боронин А. П., Капинос В. Н., Кренев С. А., Минеев В. Н. О физическом механизме генерации электромагнитного поля при взрыве зарядов конденсированного ВВ. Результаты экспериментальных исследований // Физика горения и взрыва.—1990.—26, № 5.—С. 117—123.
10. Будыко М. И., Голицын Г. С., Израэль Ю. А. Глобальные климатические катастрофы. — М.: Гидрометеоиздат, 1986.—160 с.
11. Гостищев Ю. А., Иванов Е. А., Анисимов С. В. и др. О механизме генерации инфразвуковых волн в атмосфере большими пожарами // ДАН.—1985.—283, № 3.—С. 573—576.
12. Гостищев Ю. А., Иванов Е. А., Копылов Н. П., Шацких Ю. В. Волновые возмущения атмосферы при больших пожарах // Физика горения и взрыва.—1983.—19, № 4.—С. 62—64.
13. Гостищев Ю. А., Иванов Е. А., Шацких Ю. В. Инфразвуковые волны в атмосфере при больших пожарах // ДАН.—1983.—271, № 2.—С. 327—330.
14. Гостищев Ю. А., Копылов Н. П., Суханов Л. А. и др. Горение нефти на водной поверхности (крупномасштабный эксперимент) // Физика горения и взрыва.—1983.—19, № 4.—С. 36—39.
15. Губкин К. Е. Распространение взрывных волн // Механика в СССР за 50 лет. Т. 2. Механика жидкости и газа. — М.: Наука, 1970.—С. 269—311.
16. Дмитриев Э. М., Анисимов С. В. Отклик атмосферного электрического поля на изменение проводимости в приземной атмосфере // Геомагнетизм и аэрономия.—1994.—34, № 3.—С. 97—103.

17. Зарембо Л. К., Красильников В. А. Введение в нелинейную акустику. — М.: Наука, 1966.—520 с.
18. Климатические и биологические последствия ядерной войны / Отв. ред. Е. П. Велихов. — М.: Наука, 1987.—288 с.
19. Кук М. А. Наука о промышленных взрывчатых веществах. — М.: Недра, 1980.—453 с.
20. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика. — М.: Наука, 1986.—736 с.
21. Мырова Т. О., Чепиженко А. З. Обеспечение стойкости аппаратуры связи к ионизирующему и электромагнитному излучениям. — М.: Радио и связь. 1988.—296 с.
22. Онуфриев А. Т. Теория движения вихревого кольца под действием силы тяжести // Подъем облака атомного взрыва. ПМТФ.—1967.—№ 2.—С. 3—15.
23. Панов В. В., Саркисян А. П. Некоторые аспекты проблемы создания СВЧ-средств функционального поражения // За рубежная радиоэлектроника.—1993.—№ 10—12.—С. 3—11.
24. Питток Б., Акермен Т., Крутчен П. и др. Последствия ядерной войны. Физические и атмосферные эффекты. Пер. с англ. — М.: Мир, 1988.—392 с.
25. Поляков С. В., Рапопорт В. О., Трахтенберг В. Ю. О генерации электрических волн в верхней атмосфере // Геомагнетизм и аэрономия.—1990.—30, № 5.—С. 869—871.
26. Пономарев Е. А., Ерущенков А. И. Инфразвуковые волны в атмосфере Земли. (Обзор) // Изв. вузов. Радиофизика.—1977.—20, № 12.—С. 1773—1789.
27. Похотелов О. А., Липеровский В. А., Фомичев Ю. П. и др. Модификация ионосферы во время военных действий в зоне Персидского залива // ДАН.—1991.—321, № 6.—С. 1168—1172.
28. Пулинец С. А., Хегай В. В., Боярчук К. А., Ломоносов А. М. Атмосферное электрическое поле как источник изменчивости ионосферы // Успехи физ. наук.—1998.—168, № 5.—С. 582—589.
29. Риккетс Л. У., Бриджес Дж., Майлетта Дж. Электромагнитный импульс и методы защиты: Пер. с англ. / Под ред. Н. Ухина. — М.: Атомиздат, 1979.—328 с.
30. Соловьев А. В., Тельпуховский Е. Д. Исследования инфразвуковых колебаний давления при маломасштабных пожарах // Изв. вузов. Физика.—2001.—№ 1.—С. 91—93.
31. Соловьев С. П., Сурков В. В. Электрические возмущения в приземном слое атмосферы, обусловленные воздушной ударной волной // Физика горения и взрыва.—1994.—30, № 1.—С. 117—121.
32. Соловьев С. П., Сурков В. В. Электростатическое поле и молнии, возникающие в газопылевом облаке продуктов взрыва // Геомагнетизм и аэрономия.—2000.—40, № 1.—С. 68—76.
33. Сорокин В. М., Чмырев В. М. Электродинамическая модель ионосферных предвестников землетрясений и некоторых видов катастроф // Геомагнетизм и аэрономия.—2002.—42, № 6.—С. 821—830.
34. Харуэлл М., Хатчинсон Т., Кроппер У. и др. Последствия ядерной войны. Воздействие на экологию и сельское хозяйство. Пер. с англ. — М.: Мир, 1988.—551 с.
35. Черногор Л. Ф. Энергетика процессов на Земле, в атмосфере и околоземном космосе в свете проекта «Попередження» // Космічна наука і технологія.—1999.—5, № 1.—С. 38—47.
36. Ядерный взрыв в космосе, на земле и под землей. (Электромагнитный импульс ядерного взрыва). Сборник статей. Пер. с англ. / Под ред. С. Давыдова. — М.: Воениздат, 1974.—220 с.
37. Lin J. C. A Real and Present Wireless Danger // IEEE Antennas and Propagation Magazine.—April. 2000.—42, N 2.—P. 126—132.
38. Nickolaenko A. P. The rocket flare as a fair weather field converter into low frequency emission // J. Atmos. Electr.—1995.—15.—P. 5—10.
39. Rycroft M. J., Israelsson S., Price C. The global atmospheric electric circuit, solar activity and climate change // J. Atmos. Solar-Terr. Phys.—2000.—62.—P. 1563—1576.

PHYSICAL PROCESSES IN THE NEAR-EARTH ENVIRONMENT ASSOCIATED WITH MARCH—APRIL 2003 IRAQ WAR

L.F.Chernogor

Atmospheric effects associated with rocket bombing attacks and ensuing fires are estimated. Energetics of physical processes involved and the mass of the dust, smoke, and chemicals which were ejected into the atmosphere are calculated. Disturbances in atmospheric electric fields as well as fluxes of acoustic gravity and electromagnetic waves are estimated. Ecological impacts on the atmosphere are discussed. The energetics of the secondary processes caused by solar radiation screening is established to exceed the energetics of the primary processes by three to five orders of magnitude. Oil well fires are noted to have the major ecological impact. The results demonstrate that effects of modern regional non-nuclear wars on the atmosphere may be significant.

УДК 536.2.083

В. И. Тимошенко¹, Г. А. Фролов²

¹Інститут технічної механіки Національної академії наук України та Національного космічного агентства України, Дніпропетровськ

²Інститут проблем матеріалознавства ім. І. М. Францевича Національної академії наук України, Київ

Проблемы научно-методического обеспечения разработки и эксплуатации теплозащитных покрытий для теплонапряженных элементов объектов ракетно-космической техники.

I. Математическое моделирование процессов деструкции теплозащитных материалов и покрытий

Надійшла до редакції 25.06.02

Дається загальна характеристика проблеми моделювання обтікання високоентальпійним потоком газу поверхонь з теплозахисних матеріалів, які вступають в термохімічну взаємодію з газовим потоком. окрему увагу приділено питанням математичного, чисельного моделювання взаємодії високотемпературного газового потоку з теплозахистними покриттями при над- та гіперзвукових швидкостях та ілюстрації основних особливостей обтікання тіл в умовах термохімічного руйнування теплозахистного покриття.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ПРОБЛЕМЫ

Экспериментальная отработка средств тепловой защиты связана с большими материальными затратами не только на создание испытательных стендов и лабораторных установок, но и на проведение исследований. Например, для моделирования плотностей и скорости полета, соответствующих точке максимального нагрева возвращаемого спутника Земли, в аэродинамической трубе с сечением рабочей части в 1 м^2 требуемая мощность в свое время превышала 1 % всей энергетики США [10]. Определенные проблемы возникают при диагностике параметров таких стендов и интерпретации результатов измерений. В связи с этим экспериментальные исследования, как правило, проводятся на небольших моделях и обязательно должны дополняться разработ-

кой методов и программного обеспечения для численного моделирования натурных процессов, сопровождающих работу средств тепловой защиты изделий ракетно-космической техники. Такие методы в сочетании с исследованиями экспериментальных образцов позволяют прогнозировать тепловой режим на поверхности аппарата с учетом работы средств тепловой защиты в условиях реального набегающего потока, более обоснованно подбирать параметры тепловой защиты и проводить оценки влияния воздействия уноса массы теплозащитного покрытия (ТЗП) на условия обтекания. Эти же методы необходимы и на этапах постановки лабораторных, стендовых и натурных экспериментов, а также обработки, интерпретации и обобщения результатов измерений.

Задача математического и численного моделиро-

вания термохимической деструкции материалов в высокоэнталпийном потоке газа является довольно сложной комплексной задачей. Кроме уравнений динамики вязкого газа, необходимо решать уравнения диффузии различных компонентов смеси, а также уравнения химической кинетики, определяющие состав газа в возмущенной области потока и скорости гетерогенных химических реакций на поверхности. Помимо вопросов постановочного характера, существенные трудности возникают при решении задачи. Сложность комплексной постановки приводит к тому, что в практических расчетах обычно используют довольно приближенные подходы. В пограничном слое принимают приближение эффективной длины, а скорость термохимического разрушения ТЗП определяют с помощью экспериментальных значений эффективной энталпии теплозащитного материала (ТЗМ). При этом получают достаточно точные для практического использования значения определяемых параметров ТЗП, если условия проведения экспериментов по определению эффективной энталпии ТЗМ близки к условиям его эксплуатации. Для получения значений эффективной энталпии ТЗМ и других эмпирических данных необходимо проведение целенаправленных лабораторных исследований и обработки результатов большого количества натурных экспериментов. В связи с этим становится необходимой разработка методов теоретического, численного решения задач, наиболее приближенных к точной постановке. Такие методы основываются на более полном решении системы уравнений динамики вязкого газа и уравнений, определяющих процессы тепломассопереноса в материале. Другая часть вопросов связана с изучением кинетики термохимического разложения ТЗП. Неопределенность в некоторых кинетических и теплофизических параметрах может быть снята только на основе сравнительного анализа результатов численного и экспериментального исследований условий эксплуатации ТЗП.

В Институте технической механики разработана и реализована методология численного моделирования тепломассобменных процессов, сопровождающих деструкцию ТЗМ в высокоэнталпийном газовом потоке. В Институте проблем материаловедения им. И. Н. Францевича НАН Украины в результате более чем 30-летних экспериментальных исследований ТЗМ на различных стендах и установках разработаны методы определения параметров теплозащитных покрытий при минимальном наборе эмпирических данных. Анализ результатов экспериментов, накопленных при испытаниях различных типов ТЗП в широком диапазоне термогазодинамических параметров набегающего газового по-

тока и различных видах нагрева, показал, что метод тепловой защиты в основном определяется величиной и длительностью воздействия тепловых потоков на теплонапряженные элементы гиперзвукового летательного аппарата (ГЛА). Кромки крыльев или носовых частей с малыми радиусами затупления, рабочая температура которых может превышать 3500—3700 °С, должны защищаться путем принудительного охлаждения, выпаривания либо использования абсорбирующих материалов. В диапазоне температур 1260—1650 °С надежно работают ТЗП типа «углерод—углерод», использующие принцип «радиационного охлаждения». В диапазоне 800—1260 °С может использоваться высокотемпературная плиточная теплозащита, которая успешно применялась для защиты многоразового космического корабля (МКС) «Буран» от солнечного излучения и аэродинамического нагрева. При температурах 370—800 °С следует применять гибкую тепловую защиту, которая также была использована для защиты МКС «Буран».

Анализ возможностей Украины в создании ТЗП для ГЛА [23, 26] позволил сделать вывод, что практически для всех теплонапряженных зон ГЛА необходимые теплозащитные материалы могут быть сделаны в Украине. Сформулированы проблемные вопросы разработки системы управления ГЛА с позиций требований, которые предъявляются к их аэротермодинамике. Разработан алгоритм, в соответствии с которым выполняется коррекция конфигурации ГЛА как объекта управления.

МЕТОДОЛОГИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Методология численного моделирования тепломассобменных процессов, сопровождающих деструкцию ТЗМ в высокоэнталпийном газовом потоке, объединяет формулировку комплексных математических моделей, вполне определенную технологию создания комплексов программ и разработку технологичных для машинной реализации алгоритмов. Это дает возможность повышения эффективности численного моделирования (сокращения сроков разработки программ, уменьшения времени ЭВМ, расширения ассортимента задач, которые могут быть решены). Комплексное решение задачи в постановке, наиболее приближенной к точной, позволяющей учитывать различные особенности кинетики термохимического разрушения, возможно только с использованием проблемно-ориентированного комплекса программ. Комплекс программ должен быть достаточно гибким и допускать его есте-

ственную модификацию. Создание такого комплекса программ основывается на принципах структурного модульного программирования [24, 25]. В соответствии с этими принципами сложная комплексная задача разбивается на ряд более простых задач, для которых предполагаются известными все внешние входные для нее данные. Процесс детализации заканчивается на уровне выделения относительно простых физических задач.

Таким образом, структурный анализ постановки задачи предусматривает построение иерархической системы отдельных подзадач. Затем создаются проект программы и программа решения на ЭВМ всей комплексной задачи, для отдельных частей которой используются простейшие приближенные методики. Более точные методы решения отдельных задач разрабатываются автономно. Затем автономные программы включаются в комплексную программу в диапазоне применимости вместо приближенных методов. Таким образом, осуществляется комбинированная технология программирования, сочетающая способы как «сверху вниз», так и «снизу вверх». Принципиальным при этом является разработка алгоритмов повышенной оперативности. Эффективным оказывается алгоритмы решения уравнений газовой динамики и пограничного слоя основанные на компиляции конечноразностной аппроксимации и аппроксимации окружных производных тригонометрическими полиномами. Это позволяет в пять и более раз уменьшить затраты машинного времени на решение комплексной задачи [21, 22].

Общей особенностью рассматриваемых задач является необходимость сопряженного решения задачи о течении газа в пограничном слое и термохимического разложения материала поверхности тела. Взаимосвязь этих задач осуществляется при постановке граничных условий на поверхности тела. Для поверхности материала, омываемой высокоянтальпийным потоком газа, формулируются условия теплового баланса и используются соотношения, определяющие скорости деструкции материала [9, 11, 22–24].

СОСТАВНЫЕ ЧАСТИ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ И АЛГОРИТМОВ ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ

Температура поверхности тела при наличии вдува через его поверхность и отвода тепла излучением определяется из условия баланса тепла

$$q_w + G_w(I_w - I_0) - \varepsilon\sigma T_w^4 = q_\lambda, \quad (1)$$

где G_w — масса газа, вдуваемого в поток с единицы поверхности в единицу времени (при принудитель-

ном вдуве G_w задано; в общем случае G_w определяется в результате решения задачи сопряженного тепломассообмена), q_λ — тепловой поток, отводимый внутрь материала (в общем случае q_λ определяется из решения задачи о распространении тепла в материале, во многих задачах полагают $q_\lambda = 0$ — квазистационарный режим разрушения), ε — степень черноты поверхности, σ — постоянная Стефана — Больцмана, T_w — температура поверхности материала, q_w — тепловой поток, подводимый к телу от газа вследствие теплопроводности газа и диффузии:

$$q_w = \frac{\mu}{Pr} \frac{\partial I}{\partial n} + \frac{\lambda}{C_p} \sum_k (Le_k - 1) I_k(T_e) \frac{\partial c_k}{\partial n}. \quad (2)$$

Здесь Le_k — число Льюиса, I_0 — удельная энталпия непрогретого материала поверхности или принудительно вдуваемого газа, $I_w = \sum c_k^0 I_k(T_w)$ — удельная энталпия продуктов разложения поверхности или принудительного вдуваемого газа при температуре поверхности, которая является функцией температуры и состава вдуваемого газа c_k^0 или газа, образованного вследствие разрушения поверхности. Таким образом, слагаемое $G_w(I_w - I_0)$ определяет тепловой эффект термохимического разрушения материала, т. е. количество тепла, которое поглотилось или выделилось на поверхности при физико-химической деструкции материала ТЗП.

Пользуясь понятиями коэффициента теплопередачи и энталпии восстановления [1], соотношение для определения теплового потока, подводимого к поверхности можно записать в виде

$$q_w = \frac{\alpha}{C_p} (i_e - i_w),$$

где α — коэффициент теплоотдачи, $\overline{C_p} = \sum C_{pk} c_k$ — удельная теплоемкость смеси. Именно это соотношение используется в большинстве проектных расчетов. Для определения коэффициента теплоотдачи используются различные аппроксимационные соотношения. Для определения распределения тепловых потоков на поверхности ГЛА применяют метод эффективной длины, в котором используются различные аппроксимационные соотношения для числа Нуссельта $Nu = \alpha L / \lambda$ [1]. Величины тепловых потоков определяются распределением давления на поверхности ГЛА, на характер которого существенное влияние оказывает притупление носовой части. Притупление носка приводит к появлению на поверхности ГЛА слоя газа с высокой энтропией, который, поглощаясь вязким пограничным слоем, оказывает существенное влияние на величину теп-

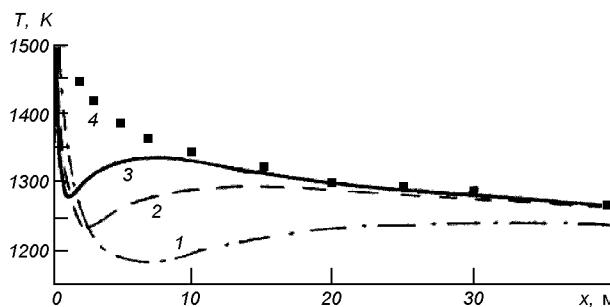


Рис. 1. Температура поверхности затупленного конуса: 1—3 — радиусы затупления 0,5, 0,2 и 0,1 м; 4 — острый конус

лового потока. Для расчета параметров внешнего обтекания ГЛА используются конечноразностные методы численного решения уравнений газовой динамики [4, 20, 22]. При определении параметров в энтропийном слое имеются свои особенности, связанные с наличием больших градиентов параметров газа в этом слое, и с тем, что толщина энтропийного слоя мала по сравнению с размерами области возмущенного течения. Для расчета течения в энтропийном слое разработан достаточно эффективный алгоритм, учитывающий эти особенности [16]. Примеры влияния притупления носовой части ГЛА и параметров в энтропийном слое на тепловые потоки приведены в работе [2]. В качестве примера на рис. 1 показано распределение равновесной температуры на поверхности конуса со сферическим притуплением при радиусах притупления 0,1, 0,2 и 0,5 м, а также распределение температуры на островом конусе. Равновесная температура определяется как температура поверхности ГЛА, при которой подводимый к поверхности конвективный тепловой поток равен тепловому потоку, отводимому от поверхности излучением. Результаты получены при значении числа Маха невозмущенного потока равном 10 для условий на высоте 30 км.

При рассчитанных значениях давления и тепловых потоков интенсивность уноса массы материала поверхности G_w определяется в общем случае температурой поверхности и составом газа на ней.

Для полимерных материалов интенсивность уноса массы является функцией температуры и параметров, определяющих свойства материала [9]:

$$G_w = \int_0^{\infty} \rho_0 B \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) dy, \quad (3)$$

где ρ_0 , B , E , R — константы, характеризующие материал. Интегрирование ведется по области внутри тела. Уравнение (3) должно быть дополнено

законом распределения температуры в теле, который в общем случае вытекает из решения уравнения теплопроводности. Примеры расчетов обтекания тел из тефлона приведены в работах [5, 6, 12].

Более сложной является кинетика разложения композиционных материалов. Из таких материалов наиболее изучен и широко применяется стеклотекстолит, представляющий композицию стекловолокна и формальдегидных смол различного состава [9, 11]. При термохимическом разложении стеклотекстолита имеется два фронта физико-химических превращений: поверхность материала, непосредственно омываемая высокотемпературным потоком газа, и фронт пиролиза (разложения) смолы, расположенный внутри материала в точке, имеющей температуру газификации смолы. Поверхность материала, граничащая с набегающим потоком, является смесью кремнезема SiO_2 и графита С (стеклографит). Скорость разрушения для такого материала определяется процессами плавления и испарения стекла. Причем при достаточно высоких температурах преобладает испарение.

Таким образом, $G_w = G_{w\text{SiO}_2}/N_{\text{SiO}_2}$, где N_{SiO_2} — массовая доля кремнезема в составе материала, $G_{w\text{SiO}_2}$ — массовая скорость испарения стекла, которая для неравновесного испарения может быть определена уравнением Кнудсена — Ленгмюра [11]:

$$G_{w\text{SiO}_2} = b \frac{p^*(T) - n_{\text{SiO}_2} P_b}{\sqrt{2\pi R T_w / M_{\text{SiO}_2}}}. \quad (4)$$

Здесь $p^*(T)$ — парциальное давление насыщенных паров SiO_2 , P_b — давление газа на поверхности, M_{SiO_2} , n_{SiO_2} — молекулярная масса и молярная концентрация паров SiO_2 на поверхности тела. При обтекании поверхности многокомпонентной смесью газов для концентрации компонентов ставятся граничные условия для решения уравнения диффузии, которые выражают баланс массы k -го компонента, подводимого к поверхности путем диффузии и вдува через поверхность:

$$G_w(c_k^0 - c_k) = D_k \frac{\partial c_k}{\partial n} + \tilde{W}_{kw},$$

где c_k^0 — концентрация k -го компонента во вдуваемом газе, D_k — эффективный коэффициент диффузии, \tilde{W}_{kw} — масса k -го компонента, исчезающего или появляющегося вследствие химических реакций на поверхности тела.

Основные особенности этих задач рассмотрим на примере обтекания тела из стеклотекстолита смесью кислорода и азота (приближенная модель воздуха). При деструкции стеклотекстолита в по-

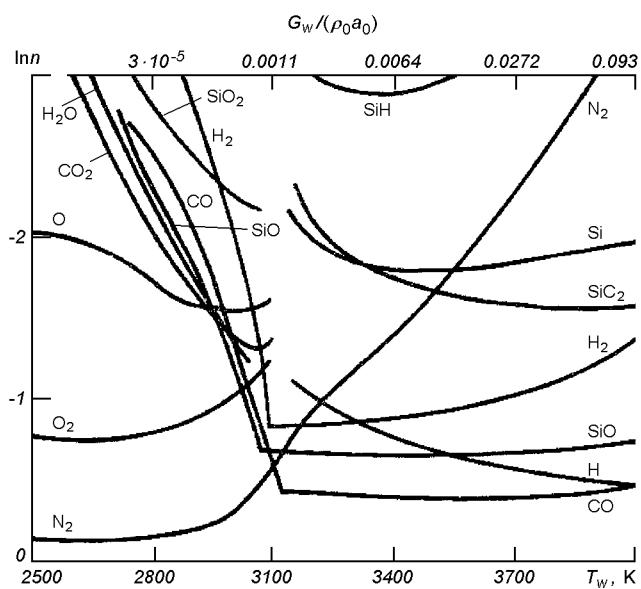


Рис. 2. Концентрации компонентов газа на поверхности пластины из стеклотекстолита

ток попадают пары кремнезема (внешний фронт), а также газы, образующиеся при пиролизе смолы на внутреннем фронте разложения и проникающие на поверхность тела через поры материала [9, 11]. Поток газа, обтекающий поверхность данного материала, содержит различные химические соединения пяти элементов C, O, Si, N, H. В широком диапазоне температур число компонентов в газе может достигать 50. При равновесном состоянии газа на поверхности состав вдуваемого газа определяется относительным содержанием перечисленных элементов в составе стеклотекстолита, т. е. массой химического элемента в единице объема стеклотекстолита. На рис. 2 показаны зависимости от температуры поверхности мольных концентраций компонентов смеси при обтекании пластины из стеклотекстолита сверхзвуковым потоком воздуха при $M_\infty = 10$ и давлении $P = 0.121 \cdot 10^5$ Па. Принято, что в материале поверхности имеются 70 % Si, 23 % C, 2 % H, 5 % O. На верхней шкале показана массовая скорость G_w разрушения поверхности, отнесенная к $\rho_0 a_0$, где ρ_0 и a_0 — плотность и скорость звука изоэнтропически заторможенного газа.

Интенсивность уноса материала зависит от мольной концентрации паров SiO_2 в газе и давления на поверхности тела. Для определения этих параметров необходимо решать уравнения невязкого обтекания, уравнения многокомпонентного погранично-

го слоя и уравнения, описывающие тепло- и массоперенос в материале. При описании равновесного состояния газа в систему уравнений пограничного слоя включают уравнения диффузии элементов. Эти уравнения следуют из уравнений диффузии компонентов (для их получения необходимо каждое из уравнений диффузии компонентов умножить на относительную долю соответствующего элемента в компоненте, и все уравнения сложить). Для турбулентных течений турбулентные числа Шмидта можно принять одинаковыми для всех компонентов, поэтому уравнения диффузии элементов имеют достаточно простой вид, совпадая по форме с уравнением теплопроводности. Для ламинарных течений в общем случае система уравнений для определения концентраций элементов имеет довольно сложный вид. Концентрации элементов, найденные из этих уравнений, используются для определения концентрации компонентов смеси из системы трансцендентных уравнений, выражающих закон сохранения массы элементов и закон действующих масс [9, 11, 13]. Концентрации компонентов смеси необходимы для расчета коэффициентов переноса в ламинарных течениях и для определения интенсивности испарения кремнезема.

Уравнения, выражающие закон сохранения массы элементов, имеют вид

$$\sum_{k=1}^K (A_{ik} - C_i) M_k n_k = 0, \quad i = 1, 2, \dots, k_e, \quad (5)$$

где A_{ik} — массовая доля i -го элемента в k -м компоненте, C_i — массовая доля i -го элемента в единице объема смеси, n_k и M_k — мольная доля и молекулярный вес k -го компонента, K , k_e — количества компонентов смеси и элементов, входящих в компоненты.

К уравнению (5) добавляется соотношение

$$\sum_{k=1}^K n_k = 1.$$

Набор уравнений, выражающих законы действующих масс, зависит от компонентного состава газа и протекающих реакций. В зависимости от количества кислорода в потоке может быть реализовано два предельных режима [9, 11]:

- при избытке кислорода в пограничном слое есть такие компоненты: O₂, SiO₂, CO₂, CO, SiO, H₂O, O, N₂. В этом случае уравнения закона действующих масс имеют вид

$$\frac{n_{\text{CO}_2}}{n_{\text{O}_2}^{1/2} n_{\text{CO}}} = K_{P_1}(T) P_b^{1/2},$$

$$\frac{n_{\text{H}_2\text{O}}}{n_{\text{O}_2}^{1/2} n_{\text{H}_2}} = K_{P_2}(T) P_b^{1/2}; \quad (6)$$

- при недостатке кислорода в пограничном слое есть O, SiO₂, SiO, H₂, H, N₂. В этом случае уравнения закона действующих масс можно записать в виде

$$\begin{aligned} \frac{n_{\text{Si}}}{n_{\text{SiO}_2}} &= K_{P_5}(T), \\ \frac{n_{\text{H}}^2}{n_{\text{H}_2}} &= K_{P_6}(T)/P_b, \\ \frac{n_{\text{Si}} \cdot n_{\text{H}_2}^{1/2}}{n_{\text{SiH}}} &= K_{P_7}(T)/P_b^{1/2}. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь $K_{P_i}(T)$ — константы равновесия соответствующих реакций. Их зависимость от температуры удобно определять из справочных данных. Система уравнений (5) и (6) или (7) решается методом последовательных приближений.

Таким образом, комплекс программ для решения рассматриваемых задач должен содержать модули, реализующие алгоритмы решения следующих задач [13, 18, 19, 24, 25].

1. Расчет обтекания тела сверхзвуковым потоком газа в режиме вязкого взаимодействия при заданных температурах поверхности, интенсивности вдува продуктов разложения поверхности тела, составе газа в пограничном слое и коэффициентах переноса. При этом используются уравнения Эйлера для невязкого газа и уравнения пограничного слоя либо уравнения вязкого ударного слоя. Эффективные алгоритмы расчета сверхзвукового обтекания тел в режиме вязкого взаимодействия описаны в [3, 7].

2. Определение элементного состава газа в узлах разностной сетки при заданных газодинамических параметрах, интенсивности вдува продуктов разложения и элементарного состава материала тела. Решаются уравнения диффузии.

3. Нахождение покомпонентного состава газа при заданных концентрации элементов, температуре и давлении. Решение уравнений типа (5)–(7).

4. Расчет очередного приближения интенсивности вдува продуктов разложения материала при заданных концентрации паров SiO₂, давлении и температуре. Используется соотношение (4).

5. Определение новых значений коэффициентов переноса. Используются приближенные формулы.

6. Проверка сходимости процесса определения интенсивности вдува.

7. Определение очередного приближения для температуры поверхности по уравнениям теплового баланса (1), (2) при заданных градиентах температуры в газе и внутри материала на поверхности тела.

8. Проверка сходимости процесса определения температуры поверхности.

9. Обработка результатов и переход на новый шаг по продольной координате.

Если задача о вязком взаимодействии решается методом глобальных итераций (определяется распределение давления на поверхности тела, из решения уравнений Эйлера, затем распределение толщины вытеснения из решения уравнений пограничного слоя по поверхности тела, уточнение давления на поверхности эффективного тела и т. д.), то перечисленные задачи решаются внутри цикла решения задачи вязкого взаимодействия.

При решении данных задач с учетом изменения формы тела к перечисленным операциям добавляется процедура определения формы тела в момент времени $\tau + \Delta t$ при заданных форме тела в момент времени τ и распределении массового уноса на его поверхности.

При изменении размерности задачи необходимо заменить только модули, выполняющие действия 1 и 2. При необходимости расчета обтекания тела из другого химически активного материала нужно сменить связку модулей 2 → 6, что при соответствующей организации программы можно сделать, не нарушив ее структуры и разработав заново или внеся изменения только в те модули, которые зависят от состава материала поверхности тела.

Комплексное решение задачи в постановке, основанной на рассмотренных выше подходах к решению задач обтекания и позволяющей учитывать различные особенности кинетики термохимического разрушения, возможно только в рамках комплекса программ, созданного на базе модульной технологии.

Общие методологические аспекты решения таких задач рассмотрены в работах [18, 19, 24, 25]. Примеры решения конкретных задач, в которых изучается взаимное влияние различных газодинамических и термохимических процессов представлены в работах [5, 6, 13, 15].

В качестве примеров, на которых изучается взаимное влияние различных газодинамических и термохимических процессов, рассмотрены задачи обтекания затупленного конуса из стеклографитового материала [13], модельные задачи о взаимном влиянии вязкого взаимодействия и термохимического разрушения поверхности и о влиянии указанных процессов на аэродинамическое сопротивление

[5, 6]. Существенно трехмерные эффекты рассмотрены на примере течения на линии растекания затупленного конуса из стеклографитового материала [15]. Хотя при этом отдельные вопросы рассмотрены схематично и в упрощенной постановке, эти задачи иллюстрируют основные особенности сверхзвукового обтекания тел с химически активной поверхностью.

ТЕРМОХИМИЧЕСКОЕ РАЗРУШЕНИЕ СТЕКЛОГРАФИТОВОЙ ПОВЕРХНОСТИ ЗАТУПЛЕННОГО КОНУСА

Выбор в качестве ТЗП стеклографитового материала представляет интерес в связи с тем, что этот материал в большом количестве входит в состав применяемых ТЗП и достаточно подробно и полно описаны особенности его взаимодействия с высокотемпературным потоком газа [9, 11]. Для этой задачи характерно наличие основных особенностей явления и ее решение основано на реализации типичных для таких задач алгоритмов.

Рассчитывалось обтекание гиперзвуковым потоком газа кругового конуса со сферическим затуплением. Предполагалось, что в невозмущенном потоке $P_0 = 1200$ Па и $T_0 = 250$ К.

Кривые изменения температуры T_w теплоизолированной поверхности и скорости массового уноса $G_w / (\rho_0 a_0)$ вдоль образующей приведены на рис. 3 (x_c — координата точки сопряжения сферы и конуса, a_0 — скорость звука при температуре торможения). Рисунок иллюстрирует влияние растекания газа на наветренной стороне затупленного конуса, помещенного в сверхзвуковой поток под ненулевым углом атаки, на температуру теплоизолированной поверхности тела и интенсивность уноса материала ТЗП.

Чтобы исключить влияние изменения давления, которое, как следует из соотношения (4) и результатов многочисленных расчетов, существенно влияет на интенсивность уноса массы ТЗП, при проведении исследований влияния растекания газа на интенсивность уноса материала представляет интерес рассмотреть случаи обтекания с постоянным увеличением пространственных эффектов при неизменном уровне давления. В связи с этим выбраны следующие расчетные варианты: 1 — $\theta_k = 15^\circ$, $\alpha = 0^\circ$, 2 — $\theta_k = 10^\circ$, $\alpha = 5^\circ$, 3 — $\theta_k = 5^\circ$, $\alpha = 10^\circ$, 4 — $\theta_k = 0^\circ$, $\alpha = 15^\circ$, (θ_k — угол полурасвора конуса, α — угол атаки). Эти варианты характеризуются тем, что угол между вектором скорости в наветренной плоскости и касательными к образующей тела

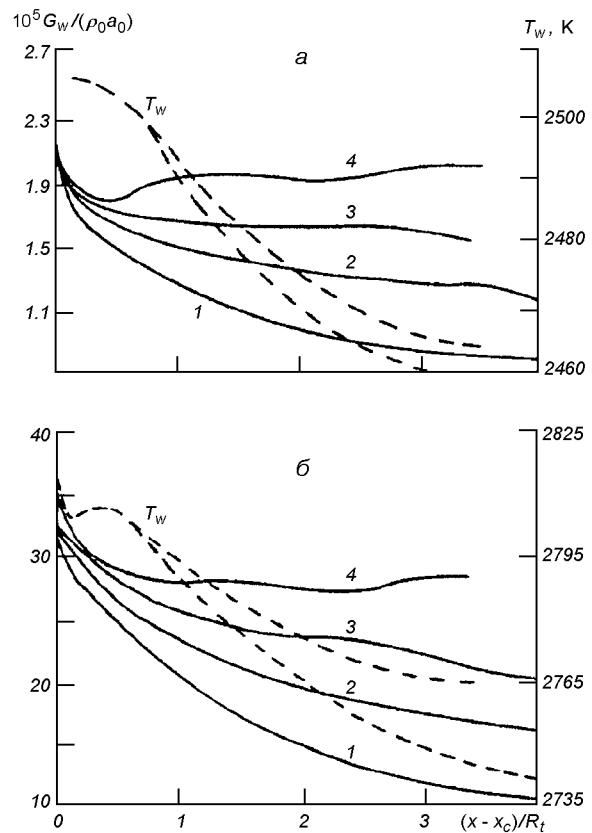


Рис. 3. Изменение температуры T_w (штриховые линии) стеклографитовой поверхности конуса и скорости уноса массы $G_w / (\rho_0 a_0)$ (сплошные линии 1—4) на линии растекания при $M_e = 10$ (а) и $M_e = 23$ (б). Детали см. в тексте

вращения сохраняется во всех четырех вариантах. При этом в соответствии с правилом местных затупленных конусов [15] распределение давления на линии растекания во всех случаях будет одинаковым и таким же, как на пятнадцатиградусном затупленном конусе при осесимметричном обтекании. В этих условиях отличие в распределении интенсивности уноса материала стеклографитовой поверхности и ее температуры для рассматриваемых четырех вариантов определяются в основном эффектами растекания. Результаты проведенных расчетов для случаев обтекания газа с числами $M_e = 10$ и 23 представлены на рис. 3.

Из приведенных результатов видно, что увеличение интенсивности растекания, связанное с увеличением угла атаки, приводит к незначительным изменениям в распределении температуры поверхности. Различие значений T_w в соответствующих

точках поверхности тела для случаев $\alpha = 0^\circ$ (кривая 1) и $\alpha = 15^\circ$ (кривая 4) достигает 4–5 К при $M_e = 10$ и 10–30 К при $M_e = 23$ при общем уровне температуры поверхности 2500–3000 К. Эта величина определяется уровнем температуры фазового перехода материала поверхности для локальных условий в окружающей среде. Отличия температуры поверхности, возникающие при увеличении угла атаки для заданного M_e , характеризуют разную степень отклонения процесса испарения двуокиси кремния от положения фазового равновесия. Увеличение растекания газа от плоскости симметрии, вызванное увеличением угла атаки, приводит к увеличению конвективного и диффузационного переноса продуктов разложения материала и к существенному увеличению скорости термохимического разложения поверхности. В точке сопряжения, расположенной для всех случаев на одинаковом расстоянии от точки торможения потока на сфере, скорость уноса массы изменяется при изменении угла атаки на 1–2 %. Этот результат характеризует точность вычислений. При удалении от точки сопряжения отличие в скорости уноса массы, вызванное увеличением угла атаки увеличивается, достигая для $\alpha = 15^\circ$ и $\alpha = 0^\circ$ значений 200–250 % на расстоянии порядка 3–4 радиусов сферы. Увеличение числа Маха набегающего потока от 10 до 23, сохраняя отмеченные особенности, на порядок повышает скорость термохимического разрушения материала и на 200–300 К — температуру поверхности.

ВЗАЙМОДЕЙСТВИЕ ТЕРМОХИМИЧЕСКОГО РАЗРУШЕНИЯ ПОВЕРХНОСТИ И ВЯЗКОГО ВЗАЙМОДЕЙСТВИЯ

Традиционно расчеты термохимического разрушения поверхности при обтекании тел гиперзвуковым потоком проводятся в целях прогноза теплового состояния поверхности ГЛА. Однако при корректном расчете обтекания перспективных гиперзвуковых ЛА, для которых характерна достаточно большая относительная длина, в силу чего сопротивление трения становится соизмеримым с волновым сопротивлением, представляется необходимым оценить влияние термохимического взаимодействия набегающего потока с материалом поверхности не только на тепловые, но и на силовые характеристики аппарата. В работах [5, 6, 13, 15] показано, что вдув в пограничный слой газообразных продуктов разложения поверхности может привести как к увеличению суммарного сопротивления, так и к его уменьшению, т. е. нельзя заранее указать не толь-

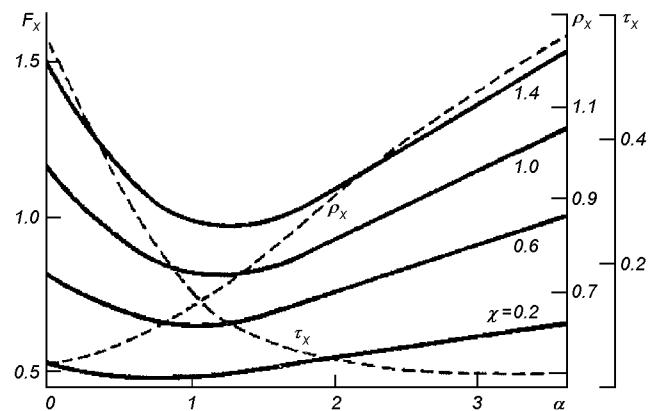


Рис. 4. Влияние интенсивности вдува α в пограничный слой на составляющие аэродинамического сопротивления: поверхностную $\tau_x/(a^3 x^{-3/4})$, волновую $\rho_x/(a^3 x^{-3/4})$ (штриховые) и полное сопротивление $F_x/(a^3 x^{-3/4})$ (сплошные линии) для разных значений параметра вязкого взаимодействия χ

ко величину, но и тенденцию изменения под влиянием разрушения ТЗП полного аэродинамического сопротивления тела. Общие особенности влияния вдува как одного из эффектов термохимического разрушения материала ТЗП на сопротивление тела при обтекании его гиперзвуковым потоком в режиме вязкого взаимодействия проиллюстрированы на рис. 4. Видно, что при вдуве в пограничный слой газообразных продуктов разложения ТЗП трение на поверхности тела уменьшается, а волновое сопротивление увеличивается (линии τ_x и ρ_x соответственно). Такое поведение сил трения и волнового сопротивления приводится к немонотонной зависимости от интенсивности вдува полного сопротивления тела. С увеличением параметра вязкого взаимодействия $\chi = M_e^2/\sqrt{Re_e}$ немонотонность зависимости аэродинамического сопротивления от интенсивности вдува проявляется сильней.

В свою очередь, учет вязкого взаимодействия приводит к изменению давления и тепловых потоков на поверхности. Особенности термохимического разложения поверхности тела в условиях вязкого взаимодействия и его влияния на силовое и тепло-воздействие гиперзвукового потока на осесимметричные тела проиллюстрируем на примере обтекания острого конуса из тефлона. Выбор тефлона определен сравнительно простой кинетикой его химического разложения в высокоэнталпийном потоке газа, что позволяет сосредоточить внимание на основных особенностях взаимного влияния вязкого взаимодействия и термохимического разложения обтекаемой поверхности и их совместного влияния

на сопротивление тела.

Область течения между ударной волной и поверхностью тела разбивается обычным образом на невязкую часть и пограничный слой, и методом последовательных приближений решается задача о сильном вязком взаимодействии. Параметры в невязком потоке на поверхности эффективного тела определяются по методу местных конусов. Уравнение пограничного слоя, записанные с учетом поперечной кривизны решаются в автомодельном приближении. Течение в пограничном слое рассчитывается с учетом вдува продуктов разрушения поверхности. Предполагается, что реализуются условия, при которых пиролиз тефлона происходит с образованием мономера C_2F_4 , который не взаимодействует с газом в набегающем потоке. Эти допущения будут справедливы при достаточно низких давлениях и дефиците кислорода в набегающем потоке. Принятый упрощенный подход, сохраняя основные черты рассматриваемого явления, дает возможность решить задачу достаточно просто. Решение задачи о течении в пограничном слое бинарной смеси газов при допущениях автомодельного приближения сводится к решению системы обыкновенных дифференциальных уравнений. Для определения G_w — удельного массового уноса вещества с поверхности тела, отнесенного к $\rho_e V_e$, воспользуемся соотношением

$$\bar{G}_w = \sqrt{\frac{\rho_1 \lambda_1 b R / E}{c_1(T_w - T_0) + \Delta / 2}} \frac{T_w \exp[-E/(2RT_0)]}{\rho_e V_e},$$

где T_0 — температура внутри тела, ρ_1 — плотность, λ_1 — коэффициент теплопроводности, c_1 — удельная теплоемкость тефлона, Δ — теплота пиролиза, b и E — константы реакции пиролиза, R — универсальная газовая постоянная. Принятые в расчетах численные значения этих величин взяты из работы [26]. Количество тепла, затраченное на прогрев материала поверхности и пиролиз тефлона, определено равенством

$$q_w = G_w [\Delta + c_1(T_w - T_0)].$$

Температура поверхности тела подбирается в процессе решения задачи так, чтобы тепловой поток к телу из пограничного слоя был равен q_w .

Было проведено численное исследование взаимного влияния вязкого взаимодействия и термохимического разрушения поверхности. Рассматривалось обтекание острых конусов с углами полурасщепления $\theta_k = 10^\circ \dots 40^\circ$ при $M_e = 10$ и 20 . Параметры в набегающем потоке определялись из условий на высотах от 10 до 70 км. Характер влияния разру-

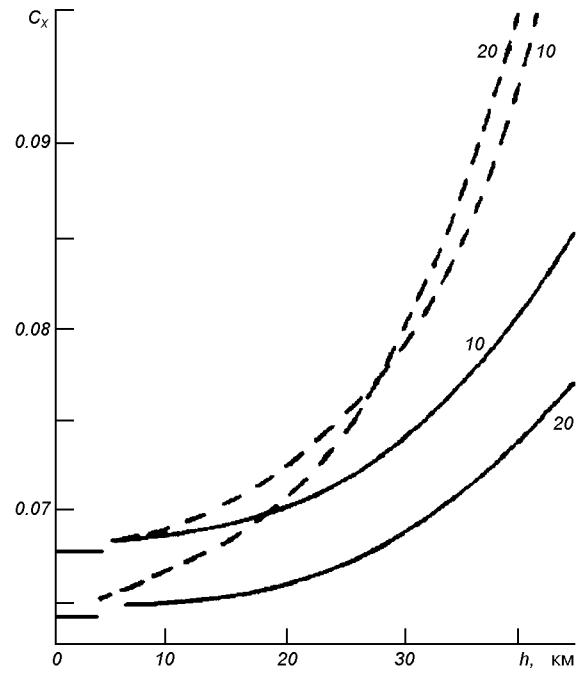


Рис. 5. Влияние термохимического разрушения поверхности из тефлона на аэродинамическое сопротивление конуса при $M_e = 10$ и 20 . Штриховые и сплошные линии — без учета и с учетом разрушения соответственно

шения поверхности тела на его аэродинамическое сопротивление показан на рис. 5. Штриховой и сплошной линиями представлены результаты расчетов соответственно без учета и с учетом разрушения поверхности тела. Вдув продуктов разрушения поверхности в пограничный слой приводит к увеличению волнового сопротивления и к уменьшению сопротивления трения, при этом для рассмотренных условий обтекания уменьшение сопротивления трения имеет основное значение, и полное сопротивление тела уменьшается.

Учет вязкого взаимодействия при расчете температуры поверхности тела и интенсивности уноса массы приводит к увеличению определяемых значений. Распределение температуры вдоль поверхности десятиградусного конуса при $M_e = 10$ с учетом вязкого взаимодействия представлено на рис. 6 (сплошные кривые). Кривые 1 и 2 построены для условий на высотах соответственно 50 и 60 км. Что касается интенсивности уноса материала, то при анализе обтекания конусов из тефлона выясняется, что для тонких конусов учет влияния вязкого взаимодействия может приводить к увеличению интенсивности уноса массы покрытия на 10—15 %.

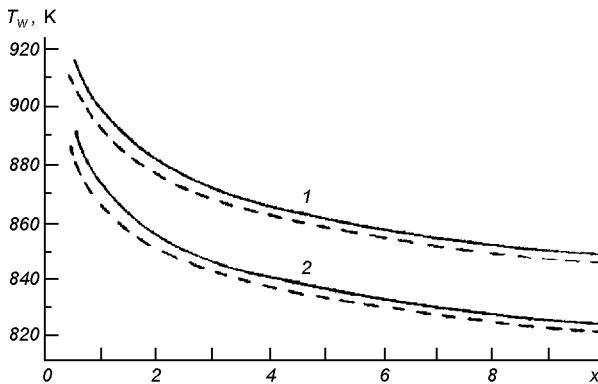


Рис. 6. Влияние вязкого взаимодействия на температуру поверхности конуса из тefлона. Штриховые и сплошные линии — без учета и с учетом вязкого взаимодействия соответственно

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, имеющееся программно-методическое обеспечение позволяет проводить исследования взаимодействие высокоятальпийного потока газа с поверхностями из термохимически разрушающихся материалов и может быть использовано как для оценок силовых и тепловых характеристик ГЛА, поверхность которых покрыта теплозащитными материалами, вступающих во взаимодействие с набегающим потоком, так и при обработке и интерпретации лабораторных и натурных экспериментальных данных, а также при численно-экспериментальном определении теплофизических и термодинамических характеристик ТЗМ.

1. Авдуевский В. С., Галицкий Б. М., Глебов Г. А. и др. Основы теплопередачи в авиационной и ракетно-космической технике / Под ред. В. К. Кошкина. — М.: Машиностроение, 1975.—624 с.
2. Белоцерковец И. С., Галинский В. П., Тимошенко В. И. Влияние диссоциации воздуха и притупления носка летательного аппарата на тепловое состояние поверхности // Техн. механика.—1998.—Вып. 7.—С. 3—7.
3. Воронова Г. Г., Лиманский А. В., Тимошенко В. И. Параметрическое исследование аэродинамического качества затупленных конусов // Ученые записки ЦАГИ.—1991.—22, № 1.—С. 77—81.
4. Галинский В. П. Тимошенко В. И. Проблемы создания научно-методического обеспечения по аэрогазодинамике ракет-носителей // Космічна наука і технологія.—1998.—4, № 2/3.—С. 64—72.
5. Лиманский А. В., Тимошенко В. И. О взаимном влиянии термохимического разрушения поверхности и вязкого взаимодействия при гиперзвуковом обтекании острого конуса // Космич. исслед. на Украине.—1977.—Вып. 12.—С. 54—69.
6. Лиманский А. В., Тимошенко В. И. Изменение формы

конуса из тefлона и его аэродинамического сопротивления в гиперзвуковом потоке // Космич. исслед. на Украине.—1979.—Вып. 13.—С. 23—25.

7. Лиманский А. В., Тимошенко В. И. Расчет ламинарного обтекания осесимметричных тел в режиме вязкого взаимодействия при малых углах атаки // Гидроаэрогазодинамика и тепломассообмен летательных аппаратов. — Киев: Наук. думка, 1988.—С. 58—62.
8. Лунев В. В., Магомедов К. М., Павлов В. Г. Гиперзвуковое обтекание притупленных конусов с учетом равновесных физико-химических превращений. — М.: ВЦ АН СССР, 1968.—203 с.
9. Панкратов Б. М., Полежаев Ю. В., Рудько А. К. Взаимодействие материалов с газовыми потоками. — М.: Машиностроение, 1976.—222 с.
10. Полежаев Ю. В. Методы и средства газодинамических испытаний летательных аппаратов: Учебное пособие. — М.: МАИ, 1983.—90 с.
11. Полежаев Ю. В., Юрьевич Ф. Б. Тепловая защита. — М.: Энергия, 1976.—392 с.
12. Прозорова Э. В., Резников В. И. Разрушение теплозащитного покрытия из тefлона при гиперзвуковых скоростях // Журн. прикл. механ. и техн. физики.—1974.—№ 4.—С. 96—100.
13. Тимошенко В. И. Особенности термохимического разрушения стеклографитовой поверхности затупленного конуса в гиперзвуковом потоке газа // Прикладная аэродинамика космических аппаратов. — Киев: Наук. думка, 1977.—С. 45—49.
14. Тимошенко В. И. Влияние вдува в пограничный слой на сопротивление осесимметричного тела в гиперзвуковом потоке вязкого газа // Инж.-физ. журн.—1982.—12, № 5.—С. 746—750.
15. Тимошенко В. И. Термохимическое разрушение стеклографитовой поверхности затупленного конуса на линии растекания в трехмерном пограничном слое // Космич. исслед. на Украине.—1982.—№ 16.—С. 45—49.
16. Тимошенко В. И. Численное определение параметров в высокоятальпийном слое на телах с малым затуплением в сверхзвуковом потоке // Журн. вычисл. мат. и мат. физ.—1983.—№ 4.—С. 947—953.
17. Тимошенко В. И. Сверхзвуковые течения вязкого газа. — Киев: Наук. думка, 1987.—187 с.
18. Тимошенко В. И. Численное решение задач сверхзвукового обтекания тел в условиях термохимического разрушения поверхности // Методы исследований гиперзвуковых летательных аппаратов. Сб. докл. школы-семинара ЦАГИ «Механика жидкости и газа». — М.: ЦАГИ, 1994.—Ч. 3.—С. 31—39.
19. Тимошенко В. И. Проблемы математического моделирования процессов деструкции теплозащитных материалов и покрытий в высокоятальпийном потоке газа // Передовые термические технологии и материалы: Тр. междунар. симп. (22—26 сент. 1997 г., пос. Кацивели, Крым) / Отв. ред. С. В. Резник. — М.: Изд-во МГТУ им. Н. Э. Баумана 1999.—Ч. 2.—С. 116—118.
20. Тимошенко В. И., Белоцерковец И. С. Численное моделирование сверхзвукового пространственного обтекания тупых тел // Гидрогазодинамика и тепломассообмен летательных аппаратов. — Киев: Наук. думка, 1988.—С. 53—58.
21. Тимошенко В. И., Галинский В. П. Оперативный расчет пространственного сверхзвукового обтекания тел, близких к осесимметричным // Изв. ВУЗов. Авиационная техника.—1991.—№ 4.—С. 22—26.
22. Тимошенко В. И., Галинский В. П., Белоцерковец И. С. Комплексная программа оперативного расчета аэродинамических и тепловых характеристик гиперзвуковых летатель-

- ных аппаратов // Методы исследований гиперзвуковых летательных аппаратов: Тез. докл. школы-семинара ЦАГИ. — М.: ЦАГИ, 1992—С. 175—176.
23. Тимошенко В. И., Гусынин В. П. Использование гиперзвуковых технологий при создании перспективных транспортных космических систем // Космічна наука і технологія.—1999.—5, № 1.—С. 97—107.
24. Тимошенко В. И., Лиманский А. В. Технология численного решения на ЭВМ задач газовой динамики. — Киев: Наук. думка, 1985.—231 с.
25. Timoshenko V. I. Computer technology of solving problems in gasdynamics. — New York: Begell house inc. Publ., 1998.—247 p.
26. Timoshenko V. I., Gusynin V. P. The scientific and design investigation on ramjet engines and hypersonic technologies in Ukraine // Proc. of 13 Int. Symp. on air breathing engines. — Chattanooga, Tennessee, USA, 1997.—Vol. 2.—P. 1473—1482.

PROBLEMS ON SCIENTIFIC AND METHODICAL MAINTENANCE OF DEVELOPMENT AND OPERATION OF HEAT-PROTECTIVE COATINGS FOR HEAT-STRESSED ELEMENTS OF OBJECTS OF SPACE-ROCKET ENGINEERING. I. MATHEMATICAL SIMULATION OF PROCESSES OF THE DESTRUCTION OF HEAT-PROTECTIVE MATERIALS AND COATINGS

V. I. Timoshenko, G. A. Frolov

We give the general characteristic of the problem on modelling of flow of surfaces from heat-protective materials which enter into thermochemical interaction with a gas flow by a high-enthalpy gas flow. Particular attention is given to the mathematical simulation of the interaction of a high-temperature gas flow with heat-protective coatings at hypersonic speeds and to the illustration of main features of flow of bodies under conditions of thermochemical destruction of a heat-protective coating.

УДК 536.2.083

Г. А. Фролов¹, В. В. Пасичний¹, В. И. Тимошенко²

¹Інститут проблем матеріалознавства ім. І. М. Францевича Національної академії наук України, Київ

²Інститут технічної механіки Національної академії наук України та Національного космічного агентства України, Дніпропетровськ

Проблемы научно-методического обеспечения разработки и эксплуатации теплозащитных покрытий для теплонапряженных элементов объектов ракетно-космической техники.

II. Экспериментальное моделирование аэродинамического нагрева теплозащитных покрытий

Надійшла до редакції 25.06.02

Досліджено залежність ефективної енталпії теплозахисних матеріалів від умов нагрівання. Отримано параметри і рівняння, що дозволяють визначати ефективну енталпію теплозахисного покриття з урахуванням нестационарного режиму виносу маси. Розроблено метод розрахунку нестационарного режиму руйнування матеріалу без використання високотемпературних значень коефіцієнта теплопровідності. Показано створений у ІПМ НАН України комплекс стендів і установок для вивчення високотемпературного руйнування матеріалів при конвективному, радіаційному і спільному радіаційно-конвективному видах нагрівання.

Расчетные методы определения термохимического разрушения поверхности теплозащитного покрытия (ТЗП) позволяют учитывать форму тела, высоту полета, угол входа в атмосферу, состав набегающего газового потока и продуктов разрушения материала и многое другое. Однако для использования этих методов необходима информация о механизмах термохимического разрушения и параметрах материала. В случае неопределенности в механизмах разрушения или при отсутствии таких важнейших характеристик теплозащитного материала (ТЗМ), как тепловые эффекты физико-химических превращений, коэффициент газификации и т. д. необходимы экспериментальные исследования. В тех случаях, когда экспериментальное выяснение

механизмов термохимического разрушения и определение соответствующих параметров материала вызывает затруднения, проводятся экспериментальные исследования с целью определения эффективной энталпии. Использование эффективной энталпии позволяет вычислить скорость термохимического разрушения без детального анализа механизмов разрушения. При этом используются упрощенные методики расчета внешнего обтекания тел. В частности, для расчета тепловых потоков используются методы эффективной длины.

Для моделирования различных условий нагрева теплонапряженных элементов ракетно-космической техники в ИПМ НАН Украины создан комплекс стендов и установок, позволяющий проводить испы-

Таблица 1. Комплекс стендов и установок для исследования характеристик теплозащитных материалов

Наименование	Обозначение	Рабочий газ (среда)	Размер модели, мм	Максимальные параметры			Основные цели испытаний
				Тепловой поток, кВт/м ²	Давление торможения, бар	Энталпия (температура) торможения, кДж/кг	
Радиационно-плазменная установка с плазмотроном мощностью 100 кВт	РПУ-1	воздух CO ₂ , азот	10	* q_k до 30000+ q_l до 12000	0.3—1.3	15000	Определение скорости разрушения, прогрева, эффективной энталпии, излучательной способности, параметра d_0 , теплового эффекта поверхностных процессов, коэффициента газификации
	РПУ-1М		30	* q_k до 500 + q_l до 500		8000	
Плазмодинамическая установка для исследования тепломассообмена и трения	ПУ-200	воздух	Пластина 50×100	100	0.07—0.2	1500 К	Экспериментальное исследование тепломассообмена и трения в канале
Воздушно-плазменный стенд на основе линейного электродугового подогревателя ПЛ-9 мощностью 500 кВт	ВПС-1000 Л/В	воздух	20—50	до 20000	0.05—1.3	20000	Определение скорости разрушения, прогрева, эффективной энталпии, параметра d_0 , теплового эффекта поверхностных процессов, коэффициента газификации, температурных полей и теплопроводности
Воздушно-плазменный стенд на основе двух линейных подогревателей газа	ВПС-1000 Т/В	воздух	Пластина 200×200	до 200	0.05—1.0	2500 К	Экспериментальные исследования тепломассообмена и трения в канале при повышенных температурах
Высокоэнталпийная установка на основе плазмотрона с межэлектродными вставками	ПД-4М	воздух	10—14	50000	1.5	45000	Определение скорости разрушения, прогрева, эффективной энталпии, параметра d_0 при повышенной энталпии торможения
Воздушно-плазменный стенд на основе коаксиального плазмотрона ПВД-2	ВПС-1000К	воздух + частицы	14	20000	до 15	5000	Определение влияния воздействия 2-фазного потока на эрозионный унос ТЗМ
Плазменно-дуговая установка мощностью 50 кВт	ПУ-50Д	азот	10	$3 \cdot 10^5$	1.0	—	Исследование термостойкости псевдосплавов и уноса массы графитовых материалов
Газодинамический стенд на основе газогенератора	ЖРД-2М	продукты горения топлива керосин—кислород	20—100	45000	14	3000 К	Определение скорости разрушения, прогрева, эффективной энталпии, параметра d_0 , коэффициента газификации, температурных полей и теплопроводности
Установка радиационного нагрева на основе трех ксеноновых излучателей	Кристалл «М»	воздух	10—20	16000	1.0	—	Определение прогрева и эффективной энталпии теплозащитных покрытий
Гелиоустановки с диаметром зеркального концентратора от 1 до 5 м	СГУ	воздух, вакуум	10—200	до 15000	от 10^{-4} мм.рт.ст до 1 бар	—	Определение излучательной способности, эффективной энталпии, теплофизических характеристик, прогрева и ресурса работы теплозащитных плиток
Лазерный испытательный стенд с длиной волны излучения 1.06 мкм	ЛС-1	воздух, различные газы	10	до 10^6	1 бар	—	Определение скорости разрушения и эффективной энталпии при тепловых потоках до 10^6 кВт/м ²

* q_k — конвективный тепловой поток к холодной поверхности

тания образцов ТЗМ в том числе, с целью определения эффективной энталпии (табл. 1).

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОЙ ЭНТАЛЬПИИ ТЗМ С УЧЕТОМ ПЕРЕХОДНОГО ПЕРИОДА РАЗРУШЕНИЯ ПОВЕРХНОСТИ

Наиболее просто задача сравнения многочисленных теплозащитных материалов решается при квазистационарном режиме разрушения, когда скорости перемещения всех изотерм или фронтов разрушения внутри материала совпадают со скоростью перемещения внешней поверхности. Скорость уноса массы с поверхности в квазистационарном режиме разрушения стеклообразного материала можно найти из уравнения баланса тепла, которое при линейной аппроксимации эффекта вдува принимает вид

$$\bar{V}_\infty = \frac{q_0 - \varepsilon\sigma T_w^4}{\rho\Gamma[\Delta Q_w + \gamma(I_e - I_w)] + \rho c(T_w - T_0)}. \quad (1)$$

Здесь q_0 — тепловой поток к горячей поверхности, ε — степень черноты поверхности, σ — постоянная Стефана-Больцмана, ρ — плотность материала, γ — коэффициент вдува, I_e — энталпия торможения, I_w — энталпия газа при температуре горячей поверхности, c — удельная теплоемкость, T_0 — температура холодной поверхности материала, ΔQ_w — тепловой эффект физико-химических превращений на поверхности материала, Γ — коэффициент газификации. Он обозначает долю газообразных продуктов в общей унесенной массе материала, а следовательно, количество тепла, поглощенное за счет физико-химических превращений на поверхности и эффекта вдува.

Однако расчет скорости уноса по уравнению (1) крайне затруднен, так как для новых материалов практически никогда не известны значения параметров, входящих в его знаменатель. Поэтому знаменатель уравнения (1) называют эффективной энталпийей материала, т. е.

$$I_{\text{эфф}} = \rho\Gamma[\Delta Q_w + \gamma(I_e - I_w)] + \rho c(T_w - T_0), \quad (2)$$

которую при наличии лучистой составляющей теплового потока $q_\text{л}$ рассчитывают по формуле

$$I_{\text{эфф}} = \frac{q_0 + \varepsilon(q_\text{л} - \sigma T_w^4)}{\rho_0 \bar{V}_\infty}, \quad (3)$$

с помощью экспериментальных данных. Полученные результаты обычно представляют в виде, например, линейной зависимости $I_{\text{эфф}}$ от энталпии

торможения набегающего газового потока $I_{\text{эфф}} = a + bI_e$.

При определении эффективной энталпии и дальнейшем ее использовании в расчетах ТЗП необходимо всегда обращать внимание на следующие моменты:

1. Если известны параметры внешнего воздействия и эффективная энталпия, то толщину унесенного слоя обычно определяют по формуле

$$S(\tau) = \int_{\tau_1}^{\tau_2} \frac{q_0 - \varepsilon\sigma T_w^4}{\rho I_{\text{эфф}}} d\tau, \quad (4)$$

не учитывая период времени τ_v , необходимый для установления квазистационарной скорости уноса \bar{V}_∞ , по значению которой рассчитывается $I_{\text{эфф}}$. Таким образом, вносится ошибка, величина которой в зависимости от условий нагрева может достигать десятки процентов.

2. Из уравнения (3) видно, что в случае экзотермических реакций горения на поверхности и небольших подводимых тепловых потоках, излучение с поверхности $\varepsilon\sigma T_w^4$ может превысить подводимый тепловой поток и эффективная энталпия примет отрицательное значение. Такое явление нередко наблюдается при испытаниях углеродных материалов.

Иногда эффективную энталпию ТЗМ, особенно при лучистом нагреве, определяют по формуле

$$I_{\text{эфф}} = \frac{(q_0 - \varepsilon\sigma T_w^4)F\tau}{\Delta G}, \quad (5)$$

где F — площадь поверхности образца, а ΔG — потеря массы за время τ , т. е. фактически $I_{\text{эфф}}$ определяют взвешиванием, не учитывая нестационарного периода уноса массы.

Предлагаемый метод определения $I_{\text{эфф}}$ также позволяет находить ее значение взвешиванием образцов, однако уже с учетом нестационарного периода уноса. Метод основывается на формуле (3) и предварительной оценке толщины слоя материала, который должен быть унесен с поверхности за весь период нагрева. Эта оценка проводится с помощью параметра нестационарного уноса d_0 [13], входящего в уравнение (6), которое справедливо при воздействии постоянного теплового потока

$$S(\tau) = \bar{V}_\infty \tau - d_0. \quad (6)$$

Здесь параметр d_0 задает смещение прямой линейного уноса относительно начала координат.

Экспериментальные и расчетные исследования, выполненные в работах [13, 14], позволили пол-

учить зависимости параметра d_0 для различных классов материалов, условий нагрева, теплофизических и физико-химических характеристик материала. В результате было установлено, что параметр d_0 в основном зависит только от теплопроводности материала.

При этом толщина уносимого слоя и время установления квазистационарной скорости уноса определяются по формулам [13]:

$$\tau_v = \frac{K_{T_p}}{1 - K_{T_p}} \frac{d_0}{\bar{V}_\infty} = 2.83 \frac{d_0}{\bar{V}_\infty}, \quad (7)$$

$$S(\tau_v) = \frac{2K_{T_p} - 1}{1 - K_{T_p}} d_0 = \frac{d_0}{K_{T_p}^2} = 1.83 d_0, \quad (8)$$

$$\frac{S(\tau_v)}{\tau_v} = V_{cp} = \frac{2K_{T_p} - 1}{K_{T_p}} \bar{V}_\infty \approx 0.65 \bar{V}_\infty, \quad (9)$$

где $S(\tau_v)$ — линейный унос с поверхности материала в момент времени τ_v , K_{T_p} — константа теплового разрушения материала, которая была впервые получена в работе [12] при анализе температурных полей в асбокстолите и равна 0.74. В дальнейшем была установлена связь константы разрушения K_{T_p} с тепловыми эффектами физико-химических превращений на поверхности ТЗМ и теплотой испарения чистых веществ [24, 26, 27].

Из условия (9) видно, что средняя скорость уноса на нестационарном участке может отличаться от скорости квазистационарного разрушения не более чем в два раза. Поэтому при времени нагрева $\tau \approx \tau_v$ ошибка в определении скорости квазистационарного разрушения по взвешиванию образцов за счет переходного периода составит 50 %. На практике достаточно эту ошибку уменьшить до 10 %, что

может быть достигнуто увеличением времени нагрева. Поскольку линейный унос в момент времени τ_v определяется соотношением (8), то потеря веса за весь период нагрева должна удовлетворять условию

$$\Delta G > 10\rho F d_0. \quad (10)$$

Значение параметра d_0 для основных классов ТЗМ приведено в работе [13].

Известно, что тепловой поток к поверхности обтекаемого тела можно представить выражением

$$q_0 = (\alpha/c_p)_0 (I_e - I_w),$$

где $(\alpha/c_p)_0$ — коэффициент теплообмена, а I_e , I_w — энталпия газа на внешней границе пограничного слоя и при температуре поверхности материала соответственно. В зависимости от класса ТЗМ его эффективная энталпия может в первую очередь зависеть либо от коэффициента теплообмена, либо от энталпии торможения. Поэтому при экспериментальном определении эффективной энталпии особое внимание надо обращать на условия проведения испытаний и класс исследуемых материалов. В табл. 2 приведены параметры разрушения стеклопластика на эпоксидном связующем и асбокстолита, испытанных практически при одинаковых тепловых потоках $q_k \approx 15\ 000 \text{ кВт/м}^2$ в различных условиях нагрева. При этом динамическое давление изменялось примерно от 0 (при лучистом нагреве) до $2.5 \cdot 10^5 \text{ Па}$ — при испытаниях в струе продуктов сгорания газогенератора.

Как для стеклопластика, так и для асбокстолита эффективная энталпия в условиях сверхзвукового потока продуктов сгорания, когда динамическое давление достигало $2.5 \cdot 10^5 \text{ Па}$, значительно ниже. Поскольку увеличение динамического давления приводит к увеличению коэффициент теплообмена, от которого в значительной степени зависит

Таблица 2. Параметры разрушения стеклопластика на эпоксидном связующем и асбокстолита при $q_k \approx 15\ 000 \text{ кВт/м}^2$ в различных условиях нагрева

Характеристика нагрева	$I_e, \text{ кДж/м}^2$	$P_d, \text{ кПа}$	Стеклопластик на эпоксидном связующем			Асбокстолит		
			$T_w, \text{ К}$	$\bar{V}_\infty, \text{ мм/с}$	$I_{\text{эфф}}, \text{ кДж/кг}$	$T_w, \text{ К}$	$\bar{V}_\infty, \text{ мм/с}$	$I_{\text{эфф}}, \text{ кДж/кг}$
Лучистый	—	0	2860	0.45	11 000	3060	0.17	30 500
Дозвуковой поток воздуха	12 300	5.4	2690	0.5	10 000	3060	0.33	11 200
Сверхзвуковой поток воздуха	13 000	34	2550	0.56	10 500	2850	0.45	11 500
Сверхзвуковой поток продуктов сгорания (избыток кислорода 20 %)	4700	250	2380	0.45	4800	2380	0.6	3900

окислительное и термомеханическое воздействие набегающего газового потока, скорость разрушения асбестокстолита увеличивается в несколько раз и является причиной снижения $I_{\text{эф}}$. Составляющие эффективной энталпии коксующихся ТЗМ рассмотрены в [8, 9]. Скорость уноса массы стеклопластика изменяется незначительно, и определить сразу причину снижения его эффективной энталпии затруднительно. Поэтому представляет интерес рассмотреть составляющие эффективной энталпии, входящие в уравнение (2), стеклообразных материалов, для которых в работах [19, 21] предложен метод определения коэффициента газификации $\Gamma = G_w/G_{\Sigma}$, где G_w — скорость испарения материала, G_{Σ} — скорость массового уноса. Этот метод основывается на возможности удаления и взвешивания пленки расплава материалов на основе кварцевого стекла. При нагревании пленки расплава, стекая с торцевой поверхности, застывала на краях образца. Взвешивание образцов с пленкой расплава и без нее дало возможность определить скорость испарения и коэффициент газификации, который рассчитывался по формуле

$$\Gamma = \frac{G_h - G_{hp}}{G_h - G_p},$$

где G_h — начальный вес образца, G_p — вес образца с пленкой расплава, G_{hp} — вес образца без пленки расплава. В этом методе точность определения коэффициента газификации в значительной степени зависит от количества материала, унесенного потоком газа жидким или твердом состояниях. Однако результаты нагрева образцов в струе газогенератора показывают, что даже если предположить в этих условиях $\Gamma = 0$, унос массы потоком газа не превышает 10 %.

Так как скорость разрушения стеклопластика на эпоксидном связующем слабо зависит от окислительного и термомеханического воздействия набегающего газового потока, то основной причиной уменьшения его эффективной энталпии также является снижение доли испарения при уменьшении величины энталпии торможения.

ПРИМЕНЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОЙ ЭНТАЛЬПИИ ДЛЯ РАСЧЕТА УНОСА МАССЫ ТЗМ В НЕСТАЦИОНАРНЫХ УСЛОВИЯХ НАГРЕВА И РАЗРУШЕНИЯ ПОВЕРХНОСТИ

Если тепловой поток, как и другие внешние параметры, непрерывно изменяется во времени, то возможна замена реальной кривой $q_0(\tau)$ аппроксими-

рующей ступенчатой зависимостью [15], для каждой ступени которой, используя эффективную энталпию и установленное значение температуры поверхности, можно рассчитать квазистационарную скорость уноса. Поэтому, как правило, исследования нестационарных процессов прогрева и разрушения ТЗМ сводились к моделированию переменных внешних условий и оценке возможностей использования закономерностей квазистационарного режима разрушения для расчета прогретого и унесенного слоев материала.

При сравнительно невысокой или кратковременной тепловой нагрузке период нагрева может оказаться недостаточным для достижения V_{∞} , или нестационарный режим уноса составит значительную его часть. В таких условиях применение эффективной энталпии для расчета линейного уноса (4) может привести к большим ошибкам.

Формулы (7), (8) дают возможность рассчитать время установления квазистационарной скорости уноса τ_v и линейный унос в этот момент времени $S(\tau_v)$ с помощью константы разрушения K_{T_p} и параметра нестационарного уноса массы d_0 .

В то же время в работе [25] на основании обобщения результатов численных расчетов и экспериментальных данных было предложено уравнение, позволяющее рассчитать линейный унос в нестационарном режиме разрушения поверхности материала

$$\frac{S(\tau)}{S(\tau_v)} = \left[\frac{\sqrt{\tau} - \sqrt{\tau_v}}{\sqrt{\tau_v} - \sqrt{\tau_y}} \right]^2. \quad (11)$$

В этом уравнении $S(\tau_v)$ и τ_v должны находиться по формулам (7) и (8). Для определения времени начала уноса τ_y можно использовать результаты [15], из которых следует, что диапазон изменения тепловой эффективности материала (число $m = c(T_p - T_0)/\Delta Q$, где T_p — температура начала разрушения (плавления) поверхности материала) на практике можно ограничить пределами $0.5 < m < 3$. В этом диапазоне отношение τ_v/τ_y изменяется всего в два раза, и его среднее значение равно восьми.

На рис. 1 показаны результаты численных расчетов по модели оплавления кварцевого стекла [15], которые практически полностью совпадают с расчетом по формуле (11), если для определения времени $S(\tau_v)$ и τ_v использовать уравнения (7) и (8). Несмотря на сложный характер изменения эффективного коэффициента теплопроводности кварцевого стекла при высоких температурах, экспериментальные зависимости линейного уноса для этого

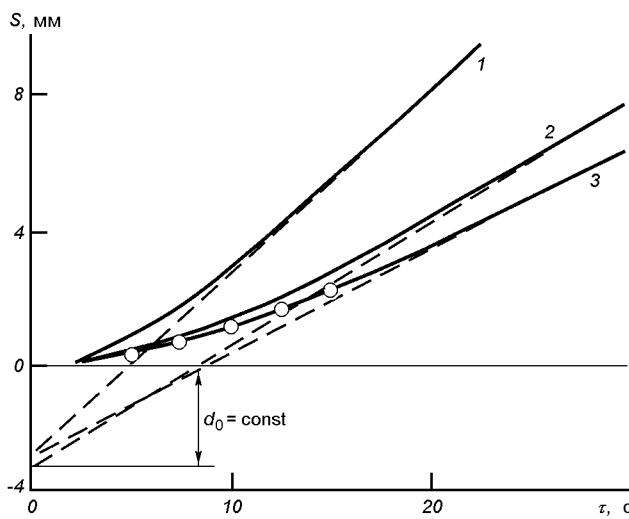


Рис. 1. Зависимость линейного уноса кварцевого стекла ($\lambda = 10.4 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$) от времени нагрева ($P_e = 0.13 \cdot 10^5 \text{ Па}$, $I_e = 20000 \text{ кДж}/\text{кг}$): кривые 1—3 — расчет по модели оплавления кварцевого стекла [15] при различных законах изменения его вязкости (рис. 2 [14]) и формуле (11), кружки — эксперимент [28], пунктирные линии — квазистационарный режим уноса массы

материала также хорошо согласуются с расчетом по предложенными уравнениям и соответствующему параметру d_0 [14] поскольку он интегрирует все нестационарные процессы, происходящие в поверхностном слое разрушающегося материала.

Уравнения (7), (8), (11) и параметр d_0 установлены при воздействии постоянной тепловой нагрузки. Однако это не исключает их применения и в случае переменного теплового потока, если, как и при использовании формулы (4), реальную кривую $q_0(\tau)$ заменить аппроксимирующей ступенчатой зависимостью. Тогда для каждой ступени, используя эффективную энтальпию и установившееся значение температуры поверхности, можно рассчитать квазистационарную скорость уноса и по уравнениям (7), (8) для каждой ступени определить значения $S(\tau_v)$ и τ_v , необходимые для расчета по формуле (11).

Путем несложных преобразований с использованием уравнения (11) получено расчетное выражение для определения унесенного слоя за период времени $0 < \tau \leq \tau_n$ при переменном тепловом воздействии, когда тепловая нагрузка характерна приведенной на рис. 2, а квазистационарная скорость уноса не устанавливается не только на временном интервале ступени, но и за весь период нагрева [20]

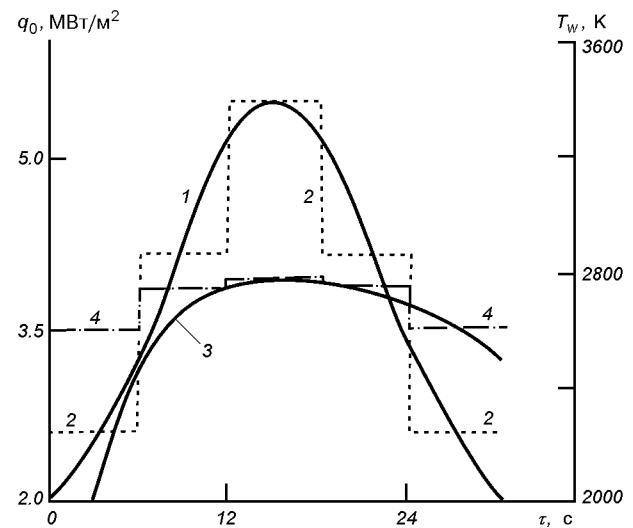


Рис. 2. Зависимость теплового потока и температуры поверхности от времени нагрева: 1 — тепловой поток $q_0(\tau)$, 2 — его ступенчатая аппроксимация, 3 — расчет T_w при непрерывном изменении $q_0(\tau)$, 4 — установившиеся значения T_w для каждой ступени аппроксимации 2

$$S(\tau) = S(\tau_v) \left[\frac{\sqrt{\tau - \Delta\tau_k} - \sqrt{\tau_{y_k}}}{\sqrt{\tau_{v_k}} - \sqrt{\tau_{y_k}}} \right]^2 + \\ + \left[\sum_{i=1}^j V_{\infty i}(\Delta\tau_i) \right] \quad . \quad (12)$$

Здесь

$$\Delta\tau_k = \tau_{k-1} - \left[\sqrt{\frac{S(\tau)_{k-1}}{S(\tau_v)}} (\sqrt{\tau_{v_k}} - \sqrt{\tau_{y_k}}) + \sqrt{\tau_{y_k}} \right]^2$$

— поправка на текущее время нагрева τ на k -м участке ($k = 1, 2, \dots, n$), n — число нестационарных участков нагрева, учитывающая унесенный слой за период времени $\tau_{k-1} - \tau_{y_k}$ (для первого участка нагрева $\Delta\tau = 0$), τ_{k-1} и $S(\tau)_{k-1}$ — время окончания $k-1$ -го участка нагрева и линейный унос в этот момент времени, τ_{y_k} и τ_{v_k} — время начала уноса массы и время установления стационарной скорости уноса для k -го участка нагрева, $V_{\infty i}$ и $\Delta\tau_i$ — стационарная скорость уноса массы на i -м участке и продолжительность i -го участка нагрева ($i = 1, 2, \dots, j$), j — число квазистационарных участков нагрева.

В формуле (12) допускается, что нестационарный режим уноса заканчивается в момент времени τ_v , когда с поверхности материала будет унесен слой

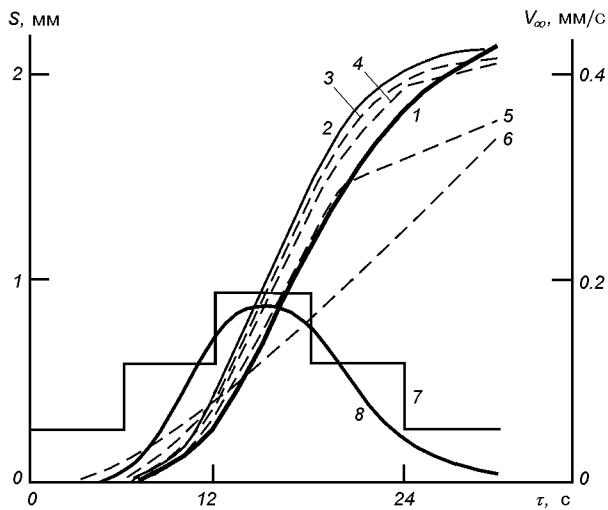


Рис. 3. Зависимость линейного уноса $S(\tau)$ и скорости V_∞ от времени нагрева: 1 — расчет $S(\tau)$ по (12) с помощью параметра d_0 при пятиступенчатом делении на временные интервалы, 2—6 — расчет $S(\tau)$ по (13) при непрерывном изменении $q_0(\tau)$, а также девяти-, пяти-, трех- и одноступенчатой аппроксимации $q_0(\tau)$ соответственно, 7 — стационарная скорость уноса, расчет по (1), 8 — расчет V_∞ по (13)

толщиной $S(\tau_v)$. В дальнейшем, если уровень теплового потока достаточен для поддержания линейного уноса, разрушение идет в квазистационарном режиме, и схема расчета аналогична применению уравнения (4).

На рис. 3 результаты расчета линейного уноса кварцевой стеклокерамики по формуле (12) сравниваются с численным расчетом по уравнению теплопроводности:

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial \tau} = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \rho c V_\infty \frac{\partial T}{\partial y}, \quad (13)$$

$$V_\infty = \frac{q_0 - \varepsilon \sigma T_w^4 - \lambda \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_{y=0}}{\rho \Gamma [\Delta Q_w + \gamma (I_e - I_w)]},$$

при $\tau = 0$ $T(y) = T_0 = \text{const}$, $V_\infty = 0$,
при $\tau > 0$ и $y = 0$

$$\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_w + G_w \Delta Q_w + \varepsilon \sigma T_w^4 = (\alpha / c_p)_w (I_e - I_w),$$

$$G_w = (\alpha / c_p)_w f(T_w, P_e),$$

при $\tau > 0$ и $y \rightarrow \infty$ $T \rightarrow T_0$. Здесь $(\alpha / c_p)_w$ — коэффициент теплообмена с учетом вдува.

При расчетах принималось, что на покрытие из кварцевой стеклокерамики ($\lambda = 2.1 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$, $c_p = 1.26 \text{ кДж}/(\text{кг}\cdot\text{К})$, $\rho = 2000 \text{ кг}/\text{м}^3$, $\Delta Q_w = 11000 \text{ кДж}/\text{кг}$, коэффициент газификации $\Gamma = 0.6$) в течение 30 с воздействует тепловой поток, который изменяется по закону, приведенному на рис. 2, при постоянном значении энталпии торможения 10 000 кДж/кг. Параметр нестационарного уноса d_0 при $\lambda = 2.1 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$, согласно [13], принят равным 1 мм. Зависимость скорости испарения G_w от температуры поверхности и давления торможения взята из работы [15].

Если не учитывать нестационарный характер уноса и определить его по среднему значению V_∞ за весь период нагрева, равному 0.1 мм/с, то он на 50 % будет выше действительного значения.

Расчет по (13) с учетом ступенчатого и непрерывного изменения $q_0(\tau)$ (рис. 3, кривые 2—6) показал, что для практики допустимо достаточно грубое деление на временные интервалы. Даже при делении зависимости $q_0(\tau)$ всего лишь на пять постоянных интервалов максимальное отличие линейного уноса от расчета при непрерывном изменении $q_0(\tau)$ не превышает 10 %.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МОДЕЛЕЙ ТЗП С ЗАМЕРОМ НАПРЯЖЕНИЯ ТРЕНИЯ НА ПОВЕРХНОСТИ

Из численных расчетов [16—18] следует, что вдув продуктов разрушения поверхности в пограничный слой приводит к уменьшению сопротивления трения. В то же время сопротивление трения при обтекании поверхности ТЗП высокотемпературным газовым потоком на экспериментальных моделях исследовалось мало. Установки, предназначенные для испытания образцов ТЗМ при лобовом обтекании, которые получили наибольшее распространение [22], непригодны для таких экспериментов. В этом случае необходимо проводить эксперименты либо на натурных объектах, либо на моделях в форме пластин при тангенциальном обтекании их газовым потоком. При этом требуется значительно увеличивать размеры газовой струи, а следовательно, и потребляемую электродуговым подогревателем мощность. В связи с этим большое внимание было уделено экспериментально-теоретическому обоснованию возможности создания установок с низкой энергоемкостью для испытаний крупномасштабных моделей ТЗМ. В результате проведенных исследований были разработаны установки, позволяющие решить сразу несколько задач: обеспечить

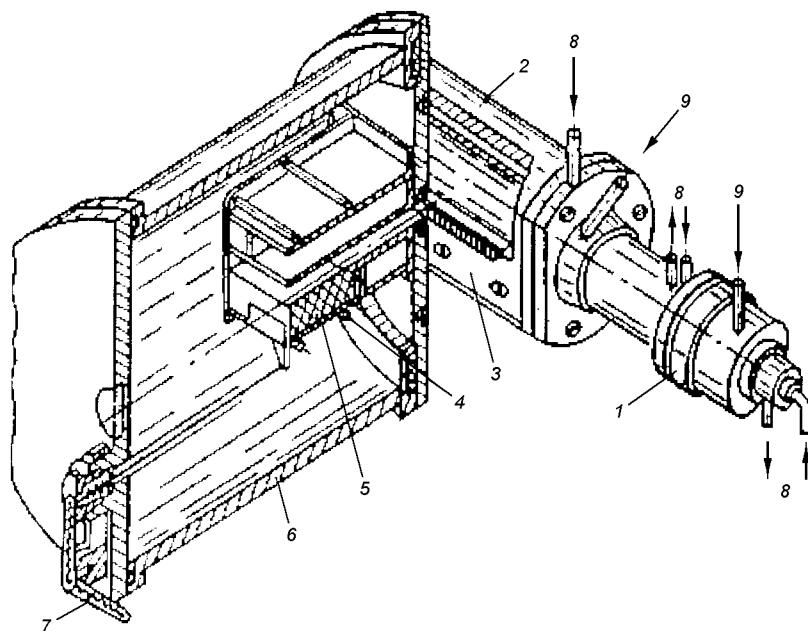


Рис. 4. Схема установки для изучения образцов в виде пластин: 1 — электродуговой подогреватель, 2 — форкамера, 3 — микросопловая решетка, 4 — державка, 5 — образец, 6 — вакуумная камера, 7 — тензометрический датчик, 8 — водяное охлаждение, 9 — подвод рабочего газа (воздуха)

равномерное распределение параметров по сечению газовой струи, значительно увеличить размеры исследуемых моделей и получить неравновесный газовый поток с необходимой концентрацией атомарных компонент кислорода и азота. Эти исследования показали, что условия внешнего обтекания моделей можно моделировать в коротких прямоугольных каналах. Результатом исследований явилось создание экономичных установок, позволивших выполнить большую программу испытаний ТЗП носителя «Энергия» с замером напряжения трения на поверхности моделей [2, 3, 23].

На рис. 4 показана установка, позволяющая проводить изучение тепломассообмена и трения на поверхности образцов теплозащитных материалов, выполненных в форме пластин, характеризующаяся сравнительно низкой удельной мощностью. Применение двух подогревателей воздуха со встречно направленными потоками и полых охлаждаемых водой микросопловых решеток дает возможность повысить температуру газа в форкамере вплоть до 6000 К и существенно расширить диапазон исследуемых параметров. В этом варианте размер исследуемых моделей достигал 200×200 мм. Схема устройства, применяемая на такой установке и позволяющая одновременно сравнивать напряжение трения на поверхности двух моделей, представлена на рис. 5.

Отличительной особенностью установки, представленной на рис. 4, является применение микросопловой решетки 3 и подвижного элемента в державке 4 с тензометрическим датчиком 7, которые помещены в вакуумную камеру 6. В качестве рабочего газа используется воздух 9, который после нагрева электродуговым подогревателем 1 поступает в форкамеру 2, а затем с поворотом на 90° входит в прямоугольный канал сечением 100×100 мм и относительной длиной 11 калибров. За калибр принят высота канала h . Нижняя стенка канала состоит из двух частей: неподвижной и подвижной державки 4. В державке устанавливается исследуемый образец 5. Равномерное распределение потока по сечению перед входом в канал обеспечивается сопловой решеткой из никромовой проволоки диаметром 2 мм, закрепленной с шагом 2.5 мм. Это позволило получить газовый поток в канале с температурой торможения до 1500 К.

Устройство, представленное на рис. 5, содержит два расположенных симметрично оси сопла 1 генератора высокотемпературного газового потока подвижных уравновешенных элементов 6, 7, на которых устанавливаются модели исследуемых материалов 2 и 3. В этом устройстве применены датчики перемещения индуктивного типа 4 и 5, соединенные с противовесами 8, 9. Устройство позволяет

значительно повысить точность и производительность измерений, так как учитываются погрешности, вызванные перепадом давлений на переднем и заднем по отношению к набегающему потоку торцах моделей, и исключаются погрешности, вызванные изменением термогазодинамических параметров газового потока при двух разных запусках генератора.

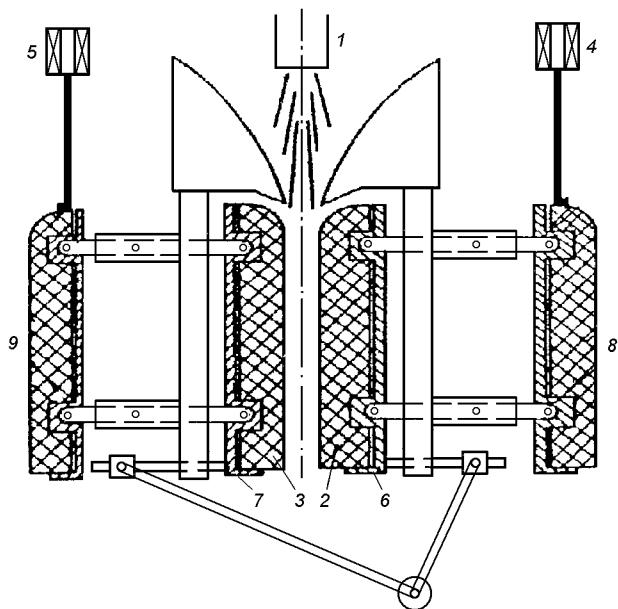


Рис. 5. Схема устройства для измерений напряжения трения на поверхности двух моделей: 1 — генератор высокотемпературного газового потока, 2, 3 — исследуемые образцы, 4, 5 — датчики индукционного типа, 6, 7 — подвижные уравновешенные элементы, 8, 9 — противовесы

Экспериментальные исследования параметров потока газа в коротком прямоугольном канале проводилось для семи режимов работы установки (рис. 4). Расход воздуха в электродуговом подогревателе изменялся в пределах 1.4—2.8 г/с, а в форкамере 4.4—17.7 г/с. Потребляемая подогревателем мощность составляла 28 кВт для режимов 1—3 и 45 кВт для режимов 4—7.

Исследование характера распределения статического и динамического давления по длине канала проводилось для 1, 2, 4, 6-го режимов.

Из рис. 6, *a* видно, что экспериментальная зависимость ΔP от x/h носит сложный характер, обусловленный наличием сопловой решетки перед входом в канал. Ввиду конструктивной сложности входной части канала измерить статическое давление на расстоянии меньшем, чем 1.5 калибра от входа, не представлялось возможным. Зона влияния сопловой решетки распространяется на длину, равную примерно пяти калибрам, начиная от входа. Такой характер изменения статического давления обусловлен перерасширением и турбулизацией потока при выходе его из решетки в канал. Начиная с расстояния, превышающего пять калибров, и вплоть до выхода из канала, статическое давление уменьшается. При этом характер падения давления подобен тому, который наблюдается при течении газа в начальном участке каналов.

Давление и температура торможения измерялись одновременно комбинированным зондом, включающим в себя хромель-алюмелевую термопару и трубку Пито. Зонд представлял собой трубку из нержавеющей стали с диаметром приемного отверстия 0.4 мм. По высоте канала зонд перемещался с помощью специального координатника с точностью ± 0.05 мм.

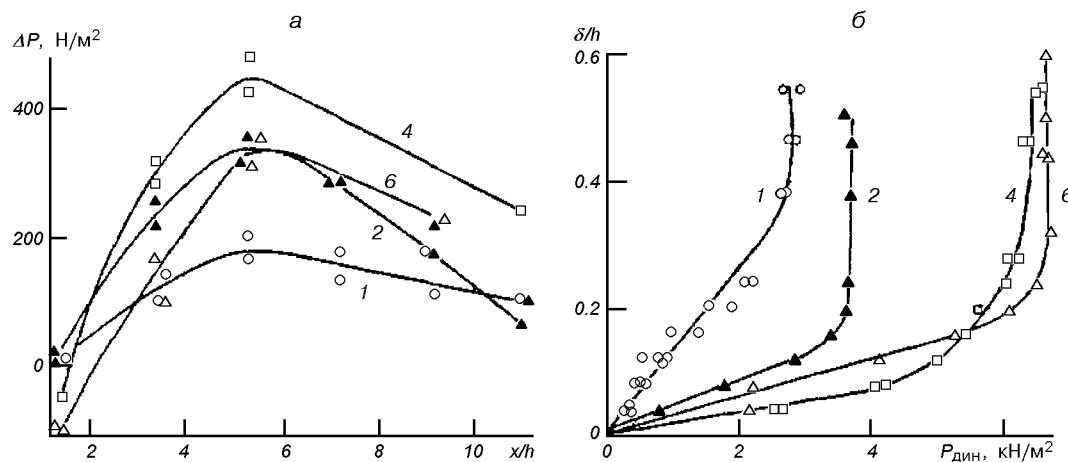


Рис. 6. Экспериментальное распределение статического и динамического давления в канале: *a* — изменение перепада статического давления по длине канала, *б* — профили динамического давления в сечении $x/h = 8.5$; 1, 2, 4, 6 — различные режимы работы установки

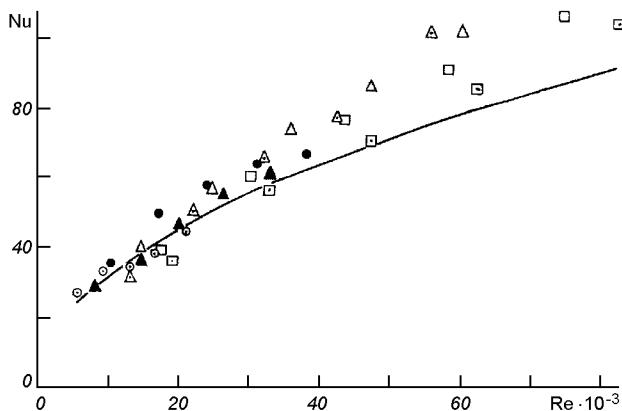


Рис. 7. Зависимость числа Nu_x от числа Re_x : точки — эксперимент при разных режимах работы установки, кривая — расчет по зависимости [1]

В зависимости от режима работы установки температура торможения на оси канала изменялась от 900 до 1500 К. Давление торможения находилось в пределах 7.8—20 КН/м². Проведенные измерения показали, что с увеличением расхода газа температура торможения на оси канала уменьшается. Однако при одном и том же режиме работы установки она остается практически постоянной по всей длине канала. Этот факт указывает на то, что смыкания тепловых пограничных слоев в исследуемом канале не происходило. Не наблюдалось также смыкания и динамических пограничных слоев. Об этом свидетельствуют профили динамического давления, измеренные в сечении, отстоящем от входа на расстоянии 8.5 калибра (рис. 6, б). Видно, что толщины динамического пограничного слоя для режимов 1, 2, 4, 6 составляют в среднем 0.25h. Это обстоятельство говорит о наличии потенциального ядра.

При исследовании теплообмена стенки канала изнутри облицовывались шлифованными керамическими плитками. В верхнюю стенку канала вмонтировалось заподлицо 10 датчиков теплового потока [5]. Экспериментальные данные по теплообмену были обработаны в критериальном виде (рис. 7):

$$Nu_x = \frac{q_w x}{\lambda(T_{\infty_0} - T_w)}, \quad Re_x = \frac{\rho_{\infty} u_{\infty} x}{\mu_{\infty}}. \quad (14)$$

Сравнение экспериментальных значений чисел Nu_x (точки) с расчетными (кривая 1), полученными при использовании зависимости для ламинарного режима течения [1], показывает, что некоторое совпадение данных наблюдается в диапазоне изменения числа Re_x от 5000 до 30 000. При дальней-

шем увеличении числа Re_x начинается, по-видимому, переходный режим течения. Число Re_{δ} , рассчитанное по формуле

$$Re_{\delta} = \frac{\rho_{\infty} u_{\infty} \delta}{\mu_{\infty}} \quad (15)$$

с использованием экспериментальных значений толщины пограничного слоя δ , находится в диапазоне 1000—3000. Это соответствует области перехода ламинарного течения в турбулентное на плоской пластине.

В качестве метода измерения поверхностного трения был выбран метод подвижного (плавающего) элемента, что позволило достаточно просто определить величину напряжения трения τ_w при различных режимах работы установки. Методика измерения поверхностного трения заключалась в следующем. Подвижный элемент, состоящий из державки 4 и образца 5 (рис. 4), устанавливался на опоры. Перемещение подвижного элемента с помощью штока передавалось на тензометрический датчик 7. Сигнал от тензометрического датчика, проходя тензостанцию, записывался на потенциометр. Во время экспериментов подвижный элемент перемещался под воздействием силы трения со стороны набегающего потока, перепада статического давления на поверхности образца и сил инерции. Этому перемещению препятствуют масса подвижного элемента, трение в опорах и сила, обусловленная разностью между атмосферным давлением и давлением в вакуумной камере и действующая на торец штока. Учесть воздействие этих сил в данной системе сложно, так как они переменны и зависят от перемещения подвижного элемента. Поэтому перед измерениями проводилась тарировка системы в вакууме с помощью разновесов, что давало возможность учесть суммарное воздействие всех сил (кроме силы инерции) и при известном перепаде статического давления на образце определить напряжение трения на стенке. Расчет величины напряжения трения с использованием экспериментальных данных проводился по формуле [10]

$$\tau_w = \frac{F_T - \Delta P S_{\text{топ}}}{S_{\text{пов}}}, \quad (16)$$

где F_T — сила трения, ΔP — перепад статического давления, $S_{\text{топ}}$ — площадь торцевой поверхности образца, $S_{\text{пов}}$ — площадь обтекаемой поверхности образца.

Среднее по длине образца значение τ_w , рассчитанное по формуле (16), составило, например, для 2-го режима 18.6 Н/м².

Величину τ_w можно также оценить на основании

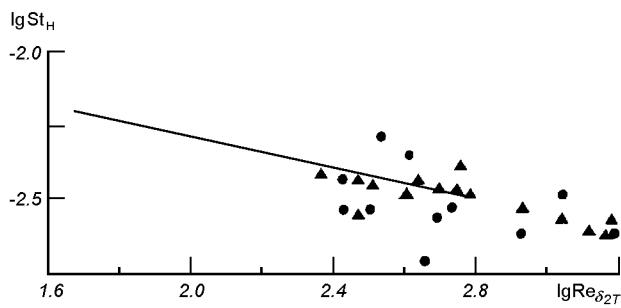


Рис. 8. Зависимость $\lg St_h$ от $\lg Re_{\delta_{2T}}$: треугольники и точки — экспериментальные данные [11] и [4], прямая — расчет по методике [6]

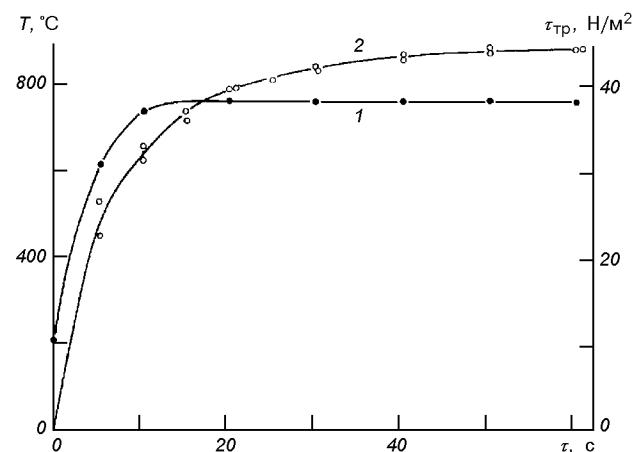


Рис. 9. Зависимость напряжения трения τ_{tp} на поверхности графитовой пластины (1) и температуры газа T на оси канала (2) от времени эксперимента

экспериментальных данных по теплообмену. Если положить $Pr = 1$ и считать, что на участке канала, где проводятся измерения τ_w , справедлива аналогия Рейнольдса, то

$$\tau_w = \frac{q_w u_\infty}{c_p(T_{\infty_0} - T_w)}, \quad (17)$$

где u_∞ и T_{∞_0} — скорость и температура невозмущенного потока. Величина τ_w , рассчитанная по (17), для режима 2 имела значение 21.5 H/m².

К числу принципиально важных результатов, обнаруженных при анализе экспериментальных данных, можно отнести следующие. Прежде всего измерения профилей скорости в пограничном слое, проведенные в сечении, отстоящем от входа на расстоянии $x/h = 8.5$, показали, что пограничные слои с противоположных стенок канала не смыкаются. Далее аппроксимацией этих профилей скорости степенной зависимостью $u/u^\infty = (y/h)^n$ обнаружено, что показатель n приближается к значению $1/7$ для исследованных в опытах режимов течения. И наконец, температуру торможения на оси потока в пределах точности эксперимента можно считать постоянной по всей длине канала. Все это дает возможность решить задачу о теплообмене при турбулентном течении газа в начальном участке канала. С этой целью был использован метод С. С. Кутателадзе и А. И. Леонтьева [7], предложенный для расчета трения и теплообмена при турбулентном течении газа в начальном участке цилиндрической трубы. Преимущество этого метода состоит в том, что он достаточно просто позволяет определить коэффициенты трения и теплообмена в широком диапазоне чисел Рейнольдса, Прандля и Маха. В нашем случае решалась задача в приближении пограничного слоя для плоскопараллельного канала при использовании в качестве

характерного размера гидравлического диаметра [10]. Полученное в расчетах изменение коэффициентов трения c_f и теплообмена St по длине канала показало, что основное соотношение аналогии Рейнольдса нарушается незначительно. Если ввести коэффициент пропорциональности $A = Pr^{-2/3}$, то аналогия Рейнольда практически выполняется $St = 0.5c_f A$.

На рис. 8 показана зависимость $\lg St_h$ от $\lg Re_{\delta_{2T}}$, где St_h — число Стантона в «стандартных» условиях, а $Re_{\delta_{2T}}$ — число Рейнольдса по толщине потери энергии. Для всех рассмотренных режимов работы (1, 2, 4, 6) значения St_h ложатся на одну прямую (все данные приведены к теплоизолированным условиям). Кроме того, эта прямая (точнее ее правая часть) проходит примерно посередине разброса экспериментальных данных [6, 11]. Такой результат свидетельствует об общности законов трения и теплообмена для течений в начальных участках каналов и обтекания плоской пластины.

Результаты расчетов теплообмена по [6] сравнивались с расчетами по [11]. Небольшое (порядка 8 %) отличие чисел St , рассчитанных по различным методам, является следствием того, что малые градиенты давления не оказывают существенного влияния на закон теплообмена для рассматриваемого течения.

Таким образом, предложенные установки позволяют воспроизводить течения, достаточно близкие к условиям внешнего обтекания плоской пластины.

Сравнительные исследования моделей ТЗП на установках (рис. 4, 5) показали, что напряжение

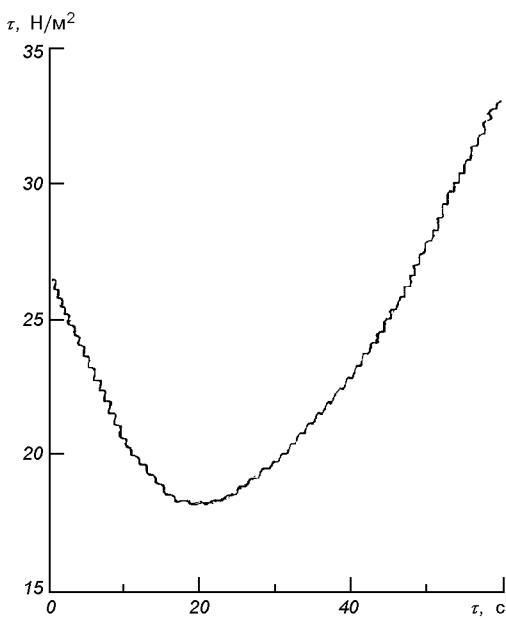


Рис. 10. Зависимость напряжения трения ТЗП на основе пенополиуретана с пропиткой поверхности летучим компонентом от времени нагрева

трения при обтекании высокотемпературным газовым потоком зависит в основном от характера разрушения модели в процессе нагрева, состояния ее поверхности, времени эксперимента и уровня теплового воздействия. Для повышения точности эксперимента лучше проводить сравнительные исследования с применением устройства типа показанного на рис. 5. В качестве эталонной модели в зависимости от уровня теплового воздействия может служить кварцевая или графитовая пластины.

Из рис. 9 видно, что напряжение трения при обтекании графитовой пластины остается практически постоянным в течение всего эксперимента. В то же время при испытаниях моделей на основе пенополиуретана, которые разрушаются в этих условиях нагрева, напряжение трения как уменьшается, так и увеличивается в зависимости от времени нагрева. Так, например, для материала, в котором в начале выделяется большое количество газообразных продуктов разложения, происходит значительное снижение напряжения трения до тех пор, пока поверхностный слой материала не потеряет летучие компоненты (рис. 10). Затем по мере снижения выделения газообразных продуктов напряжение трения увеличивается за счет увеличения шероховатости поверхности модели ТЗП.

Таким образом, экспериментальные данные подтверждают результаты численных расчетов [16—18], показывающие, что при высоких тепловых

потоках вследствие интенсивного вдува газообразных продуктов абляции ТЗП следует ожидать снижение сопротивления трения на поверхностях головных частей летательных аппаратов.

1. Авдуевский В. С. и др. Основы теплопередачи в авиационной и ракетно-космической технике. — М.: Машиностроение, 1975.—623 с.
2. Вишняк В. Ф., Панченко В. Н., Фролов Г. А. и др. Расчет трения и теплообмена при турбулентном течении сжимаемого газа в плоском канале // Инж.-физ. журн.—1985.—48, № 1.—С. 19—23.
3. Вишняк В. Ф., Панченко В. Н., Фролов Г. А. и др. Оптимизация геометрических размеров прямоугольного канала для получения низкоградиентного течения // Инж.-физ. журн.—1988.—54, № 6.—С. 930—934.
4. Герхард Т. Определение теплового потока в турбулентном пограничном слое с градиентом давления // Ракет. техника и космонавтика.—1973.—№ 11.—С. 161—163.
5. Голдаев И. П., Першин А. П., Сабодаж В. П. и др. Исследование теплообмена при натекании высокотемпературного газового потока на плоскую поверхность // Самолетостроение и техника воздушного флота. — Харьков: Изд-во Харьков. ун-та, 1973.—Вып. 32.—С. 23—25.
6. Дедякин Б. В., Лельчук В. Л. Теплоотдача от стенки к турбулентному потоку воздуха внутри трубы при больших температурных напорах и расчет температуры стенки // Теплоэнергетика.—1958.—№ 9.—С. 74—79.
7. Кутателадзе С. С., Леонтьев А. А. Тепломассообмен и трение в турбулентном пограничном слое. — М.: Энергия, 1972.—344 с.
8. Ланделл Дж. Х., Дикки Р. Р., Джонс Дж. В. Характеристики коксующихся аблирующих материалов в процессе горения на поверхности в диффузионном режиме // Ракет. техн. и космонавтика.—1968.—№ 6.—С. 155—166.
9. Ланделл Дж. Х., Уэйкфилд Р. М., Джонс Дж. В. Экспериментальное исследование коксующихся аблирующих материалов при совместном воздействии конвективного и радиационного нагрева // Ракет. техн. и космонавтика.—1965.—№ 11.—С. 136—148.
10. Назарчук М. Т., Ковецкая М. М., Панченко В. Н. Обратный переход турбулентного течения в ламинарное. — Киев: Наук. думка, 1974.—94 с.
11. Петухов Б. С., Кириллов В. Д. Теплообмен при турбулентном течении сжимаемого газа в области M до 4 // Теплоэнергетика.—1960.—№ 5.—С. 64—72.
12. Полежаев Ю. В., Фролов Г. А. Автомодельный режим прогрева при разрушении поверхности материала // Инж.-физ. журнал.—1986.—50, № 2.—С. 236—240.
13. Полежаев Ю. В., Фролов Г. А. Закономерность установления квазистационарного режима разрушения при одностороннем нагреве материала // Инж.-физ. журнал.—1989.—56, № 4.—С. 533—539.
14. Полежаев Ю. В., Фролов Г. А. Влияние теплопроводности материала на параметр нестационарного уноса // Инж.-физ. журнал.—1992.—62, № 4.—С. 546—551.
15. Полежаев Ю. В., Юревич Ф. Б. Тепловая защита. — М.: Энергия, 1976.—392 с.
16. Тимошенко В. И. Особенности термохимического разрушения стеклографитовой поверхности затупленного конуса в гиперзвуковом потоке газа // Прикладная аэродинамика космических аппаратов. — Киев: Наук. думка, 1977.—С. 45—49.
17. Тимошенко В. И. Влияние вдува в пограничный слой на сопротивление осесимметричного тела в гиперзвуковом по-

- токе вязкого газа // Инж.-физ. журн.—1982.—12, № 5.—С. 746—750.
18. Тимошенко В. И. Сверхзвуковые течения вязкого газа. — Киев: Наук. думка, 1987.—187 с.
 19. Фролов Г. А. Влияние вида нагрева на скорость разрушения материалов // Инж.-физ. журн.—1986.—50, № 4.—С. 629—635.
 20. Фролов Г. А. Основные закономерности нестационарного уноса массы при взаимодействии материала с высокотемпературной средой // Тепломассообмен ММФ-92. — Минск, 1992.—Т. 3.—С. 133—136.
 21. Фролов Г. А. Влияние различных факторов на испарение материала в высокотемпераурном газовом потоке // Тепломассообмен ММФ-96. — Минск, 1996.—Т. 3.—С. 55—59.
 22. Фролов Г. А., Дверняков В. С., Пасичный В. В и др. Экспериментальное исследование теплообмена дозвуковой и сверхзвуковой плазменной струи с плоской поверхностью // Инж.-физ. журн.—1981.—40, № 6.—С. 965—969.
 23. Фролов Г. А., Пасичный В. В., Захаров Ф. И. и др. Установка для исследования тепломассообмена и трения в прямоугольном канале при пониженном давлении // Инж.-физ. журн.—1984.—47, № 6.—С. 885—892.
 24. Фролов Г. А., Пасичный В. В., Полежаев Ю. В. и др. Оценка энергии разрушения материала по его теплосодержанию // Инж.-физ. журн.—1986.—50, № 5.—С. 709—718.
 25. Фролов Г. А., Пасичный В. В., Полежаев Ю. В. и др. Модель теплового разрушения материала при одностороннем нагреве // Инж.-физ. журн.—1987.—52, № 1.—С. 33—37.
 26. Фролов Г. А., Полежаев Ю. В., Пасичный В. В. Влияние внутренних и поверхностных процессов поглощения тепла на прогрев и разрушение материалов // Инж.-физ. журн.—1987.—53, № 4.—С. 533—540.
 27. Фролов Г. А., Полежаев Ю. В., Пасичный В. В. Скорость разрушения материалов при одностороннем нагреве // Инж.-физ. журн.—1987.—52, № 4.—С. 533—540.
 28. Adams M. C., Powers W. E., Georgiev S. J. An experimental and Theoretical Study of Quarts Ablation at the Stagnation Point // J. Aero/Space Sci.—1960.—27, N 7.—P. 535—547.
 29. Frolov G. Application of the High Temperature Heating Installation for Gradient Material Obtaining // FGM News.—1995.—N 28.—P. 16—20.
 30. Zakharov F. I., Frolov G. A. High temperature investigation of composite gradient materials in non-equilibrium air plasma // 3rd Inter. Symp. on FGM, 1995, Switzerland.

PROBLEMS ON SCIENTIFIC AND METHODICAL MAINTENANCE OF DEVELOPMENT AND OPERATION OF HEAT-PROTECTIVE COATINGS FOR HEAT-STRESSED ELEMENTS OF OBJECTS OF SPACE-ROCKET ENGINEERING. II. EXPERIMENTAL MODELLING OF AERODYNAMIC HEATING OF HEAT-PROTECTIVE COATINGS

G. A. Frolov, V. V. Pasichnyi, V. I. Timoshenko

The dependence of the effective enthalpy of heat-protective materials on heating conditions is investigated. We derived parameters and equations which allow one to determine the effective enthalpy of a material in view of the non-stationary mode of ablation of weight. A method for the calculation of the non-stationary mode of destruction of a material without resort to high-temperature values of heat conductivity is developed. We present a complex of stands and installations for the study of the high-temperature destruction of materials at convective, radiating and radiating-convective types of heating. The complex is created in IPMS NAS of Ukraine.

УДК 536.2.083

Г. А. Фролов

Інститут проблем матеріалознавства ім. І. М. Францевича Національної академії наук України, Київ

Энергоемкость основных процессов поглощения тепла при аэродинамическом нагреве теплозащитных покрытий ракетно-космической техники. I. Предельная энергоемкость внутренних процессов поглощения тепла при тепловом разрушении материала

Надійшла до редакції 25.06.02

Узагальнено результати досліджень теплозахисних покріттів (ТЗП) різних класів. Встановлено закономірність автомодельного режиму прогрівання під час виносу маси з поверхні ТЗП; константа теплового руйнування матеріалів; параметр нестационарного винесення маси, що дозволяє розраховувати нестационарне винесення без визначення теплопровідності матеріалу при високих температурах. Розрахунково-експериментальні дослідження показали, що гранична енергоємність внутрішніх процесів поглинання тепла досягається в момент рівності товщин прогрітого і віднесенного прошарків матеріалу.

ВВЕДЕНИЕ

Вопрос о предельном количестве тепла, которое может поглотить твердое тело при взаимодействии с высокотемпературной средой, особенно важен при разработке теплозащитных покрытий (ТЗП). При этом представляет интерес установить, при каких соотношениях теплофизических и физико-химических характеристик материала и в каких условиях можно ожидать максимального рассеивания тепла, подводимого к его поверхности при аэродинамическом нагреве.

Поглощение тепла теплопроводностью с использованием теплоемкости конденсированных систем (меди и графита) можно применять только при воздействии небольших тепловых потоков в течение непродолжительного времени. Предельное зна-

чение этого способа поглощения тепла ограничено температурой плавления материала. В последние годы в связи с исследованием и освоением космического пространства с помощью многоразовых космических систем возросла роль теплового излучения как основного процесса отвода тепла, который получил название «радиационное охлаждение». Особенно велика роль радиационного охлаждения при эксплуатации космических систем многократного использования. Нормальный температурный режим многих теплонапряженных элементов этих систем, подвергающихся высокотемпературному воздействию продуктов горения топлива ракетных двигателей или аэродинамическому нагреву, был обеспечен только благодаря эффективному использованию радиационного охлаждения. Тепловой поток, отводимый от поверхности излучением ($\varepsilon\sigma T_w^4$),

кроме температуры поверхности T_w определяется интегральной степенью черноты ε , которая, в свою очередь, зависит от свойства материала, структуры и температуры поверхности, направления, в котором распространяется излучение, и пр. В отличие от интегральной, спектральная степень черноты сравнительно слабо зависит от температуры излучающей поверхности, но сильно изменяется с длиной волны. На этом принципе основана защита от радиационных потоков. Так, для защиты многоразового космического корабля «Буран» от солнечного излучения и аэродинамического нагрева применялись в основном два типа покрытий, нанесенных на высокопористый волокнистый материал. Белое покрытие верхней части аппарата, обладая низкой степенью черноты в видимом диапазоне спектра и большой — в ИК-области, применяется для защиты от радиационных потоков излучения Солнца, а черное, с высокой интегральной излучательной способностью около 0,8, достаточно эффективно излучает тепло, полученное за счет аэродинамического нагрева нижней части космического аппарата [1, 3]. Так как излучательная способность материала не может превышать 1, а температура поверхности, как правило, не должна быть больше температуры разрушения покрытия, то в этом случае накладывается сильное ограничение на плотность подводимых тепловых потоков.

Тепловые потоки, которые воздействуют на спускаемые аппараты, например, входящие в атмосферы планет со второй космической скоростью и выше, на порядки превышают возможности таких способов поглощения тепла, как аккумулирование и радиационное охлаждение (см. таблицу [4]). Здесь возможно применение только либо пористого охлаждения, либо охлаждение поверхности с помощью жертвенного слоя (аблирующая тепловая защита).

Применение жертвенного слоя часто оказывается значительно надежнее и эффективнее в весовом

отношении, чем, например, пористого охлаждения. Высокая степень надежности, саморегулирование расхода потребной массы охладителя в зависимости от интенсивности теплообмена, отсутствие вспомогательных систем — все это приводит к тому, что разрушающиеся теплозащитные покрытия не имеют конкуренции особенно при высоких тепловых нагрузках. В настоящее время существующие ТЗП решают задачу тепловой защиты ракетно-космических аппаратов различных типов, в том числе и спускаемых аппаратов, входящих в атмосферы планет со второй космической скоростью и выше. Однако возможности создания теплозащитного материала (ТЗМ), способного при минимальной потере массы противостоять большим тепловым нагрузкам, еще далеко не исчерпаны.

НЕКОТОРЫЕ УСТАНОВКИ ИПМ НАН УКРАИНЫ ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ НАГРЕВА ТЕПЛОЗАЩИТНЫХ ПОКРЫТИЙ

Как видно из таблицы, при входе в атмосферу планет Солнечной системы на спускаемый аппарат воздействуют не только конвективные, но и большие значения лучистых тепловых потоков. Это приводит к тому, что наиболее энергоемкий процесс поглощения тепла за счет вдува продуктов разрушения в пограничный слой, оказывается мало эффективным. Для моделирования таких условий нагрева в ИПМ НАН Украины были разработаны установки, позволяющие моделировать не только конвективный нагрев ТЗП, но и совместное воздействие радиационно-конвективного нагрева. Большой объем экспериментальных исследований был выполнен на стенде ЖРД-2М, работающем на топливе керосин-кислород [12]. Для моделирования лучистой составляющей теплового потока была разработана установка РПУ-1, которая представляет собой комбинацию электродугового подогревателя

Условия входа в атмосферу автоматических спускаемых аппаратов (СА), предназначенных для исследований планет Солнечной системы

Назначение СА	Скорость входа, км/с	q_K , МВт/м ²	q_L , МВт/м ²	$P_e \cdot 10^{-5}$, Па	I_e , МДж/кг	Время воздействия нагрева, с	Состав атмосферы
Вход в атмосферу Земли СА, возвращающихся с поверхности Луны, Марса и после их облета	11—13	2.5—25	2—30	1—30	14.5—19	5—25	воздух
Вход в атмосферу Марса	5.5—6.5	0.8	0.2	0.1—0.8	4.5	60—300	CO ₂
Вход в атмосферу Венеры	10.7—11.3	10—25	10—30	5—30	1.6	5—20	CO ₂
Вход в атмосферу Юпитера	47—50	20—50	50—200	10—20	260	40—100	87 % H ₂ + 13 % He

газа и зеркальных концентраторов с шестью ксеноновыми лампами мощностью 10 кВт каждая [14, 15]. Лучистая составляющая теплового потока на установке ПД-4М, созданной на основе плазменного генератора, разработанного в Институте тепло- и массообмена АН Белоруссии, достигает 10 000 кВт/м².

Экспериментальные исследования образцов ТЗМ проводились на стенде ВПС-1000Л/В [23, 24], а также на стенде ВПС-1000К, который дает возможность моделировать воздействие двухфазного газового потока.

Таким образом, с учетом комплекса установок лучистого нагрева с зеркальными концентраторами диаметром от 1 до 5 м, экспериментальная база ИПМ НАН Украины дает возможность проводить исследования как внешней, так внутренней тепловой защиты изделий ракетно-космической техники, в том числе теплозащитных покрытий многоразовых космических аппаратов.

АВТОМОДЕЛЬНЫЙ РЕЖИМ ПРОГРЕВА ПРИ УНОСЕ МАССЫ С ПОВЕРХНОСТИ ТЗМ. КОНСТАНТА ТЕПЛОВОГО РАЗРУШЕНИЯ МАТЕРИАЛА

Для расчета теплового потока, идущего на прогрев внутренних слоев материала, обычно используют нестационарное уравнение теплопроводности в виде

$$(\rho c)_{\Sigma} \frac{\partial T}{\partial \tau} + (\rho c)_{\Sigma} V_{\infty} \frac{\partial T}{\partial y} + c_g G_g \frac{\partial T}{\partial y} + \Delta Q^* = \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) \quad (1)$$

с начальными и граничными условиями:
при $\tau = 0$

$$T(y) = T_0 = \text{const}, V_{\infty} = 0;$$

при $\tau > 0$ и $y = 0$

$$q_0 + q_n = \varepsilon \sigma T_w^4 + \Gamma G_{\Sigma} \Delta Q_w + q_{\text{вд}} - \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right)_w; \quad (2)$$

при $\tau > 0$ и $y \rightarrow \infty$

$$T \rightarrow T_0;$$

при $\tau \rightarrow \infty$

$$-\left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right)_w = \rho \bar{V}_{\infty} c_p (T_w - T_0) = \rho \bar{V}_{\infty} H(T_w). \quad (3)$$

Здесь ρ , c и λ — плотность, теплоемкость и

теплопроводность материала, c_g и G_g — теплоемкость и скорость выхода газообразных продуктов разложения связующего, τ — время нагрева, T_0 — температура непрогретого материала, V_{∞} и \bar{V}_{∞} — линейная скорость уноса массы и ее квазистационарное значение, q_0 — конвективный тепловой поток к поверхности с температурой T_w , q_n — лучистый тепловой поток, ε — степень черноты поверхности, σ — постоянная Стефана — Больцмана, Γ — коэффициент газификации, G_{Σ} — скорость уноса массы, ΔQ_w — тепловой эффект физико-химических превращений на поверхности, $q_{\text{вд}}$ — тепловой эффект вдува, $H(T_w)$ — теплосодержание материала при температуре T_w .

В общем случае уравнение (1) должно учитывать перенос тепла со скоростью, равной скорости разрушения поверхности $V_{\infty}(\partial T / \partial y)$, поглощение тепла фильтрующимися газообразными продуктами разложения связующего $G_g(\partial T / \partial y)$, а также объемный сток тепла, обусловленный тепловым эффектом физико-химических превращений ΔQ^* . (Индекс Σ означает, что теплофизические свойства в данном случае соответствуют совокупной системе: пористая среда плюс газообразные продукты физико-химических превращений).

Границным условием при расчете прогрева материала по уравнению (1) является уравнение баланса тепла (2), которое включает следующие факторы поглощения и рассеивания конвективного q_0 и лучистого q_n тепловых потоков, подводимых извне к поверхности материала: отвод тепла на прогрев внутренних слоев, излучение с поверхности $\varepsilon \sigma T_w^4$, тепловой эффект поверхностных превращений ΔQ_w и эффект вдува $q_{\text{вд}}$, который возрастает при увеличении скорости разрушения и энталпии заторможенного потока и считается самым энергоемким процессом [10]. Каждый из этих факторов в большей или в меньшей степени зависит как от свойств материала, так и параметров набегающего газового потока и может изменяться практически от нуля до своего максимального значения.

Задачами нестационарного прогрева композиционных теплозащитных материалов занималось большое число отечественных и зарубежных учёных. Однако все попытки найти теплофизические характеристики, которые являются характеристиками вещества и не зависят от истории нагрева, приводили только к усложнению математических моделей и требовали десятки новых констант,

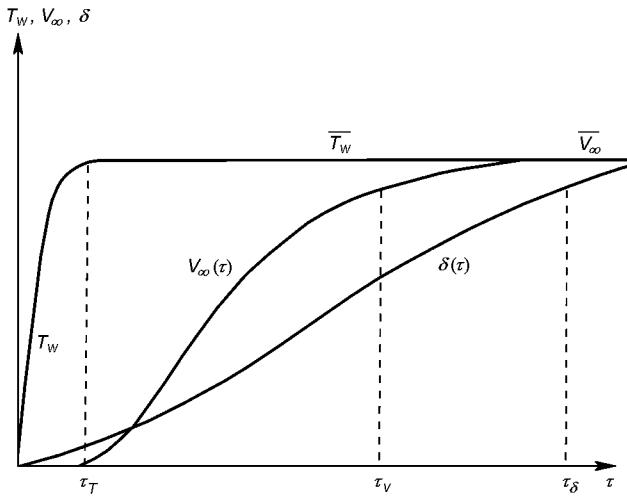


Рис. 1. Характер установления стационарных значений температуры поверхности T_w , скорости уноса \bar{V}_∞ , и глубины прогрева δ_T [10]

определение которых само представляло сложную проблему и давало дополнительные погрешности.

Для экспериментального определения характеристик теплозащитного материала (эффективной энталпии, теплофизических свойств, скорости уноса и др.), а также для изучения динамики протекания нестационарных процессов необходимо определить длительность нестационарного периода. Даже при постоянном тепловом воздействии это делается достаточно условно. В принципе все методы расчета нестационарных тепловых процессов основаны на решении уравнения теплопроводности и не требуют специального выделения нестационарного периода разрушения, так как температура поверхности, скорость уноса и толщина прогретого слоя приближаются к своим стационарным значениям асимптотически [10] (рис. 1). В то же время это очень затрудняет выбор расчетных формул для оценки длительности нестационарного периода, так как необходимо задавать степень приближения к асимптоте $\Delta\varepsilon$. Например, точность определения времени установления квазистационарной скорости уноса массы τ_v задается значением $\Delta\varepsilon > 0$, при котором будет выполняться соотношение $|[\bar{V}_\infty - V_\infty(\tau)]/\bar{V}_\infty| < \Delta\varepsilon$. В работе [10] указывается, что зависимость τ_v от $\Delta\varepsilon$ достаточно сильная (увеличение степени приближения к асимптоте с 0.1 до 0.05 требует увеличения времени нагрева τ_v почти вдвое). Аналогичный подход применяется и при

определении времен установления квазистационарных значений температуры поверхности τ_T и толщины прогретого слоя τ_δ .

В классической теории теплопроводности широко используется понятие автомодельного режима прогрева, когда единственной переменной, определяющей процесс распространения тепла, является число Фурье [2]. При $T_w = \text{const}$

$$\theta^* = \frac{T^* - T_0}{T_w - T_0} = \operatorname{erfc}\left(\frac{y}{2\sqrt{a\tau}}\right), \quad y = K\sqrt{a\tau}. \quad (4)$$

Считается, что для установления этого режима необходимо, чтобы температура внешней нагреваемой поверхности сохранялась постоянной, а поверхностный унос либо отсутствовал совсем, либо его скорость была обратно пропорциональна корню квадратному из времени нагрева. Однако измерения расстояния от исходной поверхности образца до изотермы коксования после испытаний образцов при различных временах нагрева [19], а также обработка рентгенограмм, полученных с помощью импульсного рентгенографического метода в [21], показали, что путь, пройденный этой изотермой, увеличивается прямо пропорционально корню квадратному из времени нагрева. Этот вывод был подтвержден в процессе исследований образцов легированной кварцевой стеклокерамики (КСК), в которой контролировалось перемещение изотермы 1800 К, соответствующей изменению окраски исходного материала [16], а также проводились термопарные измерения [18].

Таким образом, изменение суммарной толщины прогретого и унесенного слоев Δ^* можно рассчитать по формуле

$$\Delta^* = K \sqrt{a} (\sqrt{\tau} - \sqrt{\tau_\xi}), \quad (5)$$

а ее скорость — по выражению

$$V_{\theta^*} = \frac{K \sqrt{a}}{2\sqrt{\tau}}. \quad (6)$$

Здесь K — температурный коэффициент, a — эффективный коэффициент температуропроводности, $\sqrt{\tau_\xi}$ — отрезок, который отсекает прямая $\Delta^* = f(\sqrt{\tau})$ на оси абсцисс ($\tau_\xi \approx 1$ с).

В работе [6] при анализе температурных полей в асбобекстолите впервые было введено понятие константы теплового разрушения материала и получено ее значение. Экспериментально было установлено, что при $\theta^* < 0.2...0.3$ удовлетворительное совпа-

дение расчета и эксперимента дает зависимость (4), а при $\theta^* > 0.2$ лучше применять выражение

$$K = -\frac{1}{K_{T_p}} \theta^* + \frac{K_{T_p}^2}{1 - K_{T_p}}, \quad (7)$$

где $K_{T_p} \approx 0.74$ и равно K при $\theta^* = 1$.

Интересно отметить, что в выражение (7) возможно одно единственное значение K_{T_p} , так как при $\theta^* = 1$ оно переходит в уравнение 3-й степени

$$2K_{T_p}^3 - K_{T_p}^2 + K_{T_p} - 1 = 0,$$

решая которое, находим численное значение $K_{T_p} \approx 0.74$.

Таким образом, в общем случае можно считать, что $\Delta^* = S(\tau) + \delta_T(\tau) \approx K\sqrt{\alpha t}$, где в отличие от классического автомодельного решения $K \neq 0$ даже при $\theta^* = 1$, так как изотерма перемещается относительно исходного размера тела.

В работе [17] предложена модель теплового разрушения материала при одностороннем нагреве, которая позволила получить формулы для определения времени начала разрушения поверхности

$$\tau_p = \frac{K_{T_p}^6 a}{4(K_{T_p}^2 + 1)^2 \bar{V}_\infty^2}, \quad (8)$$

времени установления квазистационарной скорости уноса массы

$$\tau_v = \frac{K_{T_p}^2 a}{4\bar{V}_\infty^2}, \quad (9)$$

и линейного уноса в этот момент времени

$$S(\tau_v) = \frac{K_{T_p}^2 a}{4(K_{T_p}^2 + 1)\bar{V}_\infty}. \quad (10)$$

Обработка экспериментальных данных в нестационарном периоде линейного уноса массы для материалов на основе кварцевого стекла [11, 17, 20], а также результатов численных расчетов по модели оплавления кварцевого стекла с учетом вязкости [10] в виде $V_\infty / \bar{V}_\infty = f\left(\frac{\tau - \tau_p}{\tau_v - \tau_p}\right)$ показала, что хотя в экспериментах и расчетах доля испарения материала изменялась от 0.1 до 0.8, все полученные результаты укладываются в сравнительно узкий коридор. При этом кривая, аппроксимирующая приведенные данные, дает значение

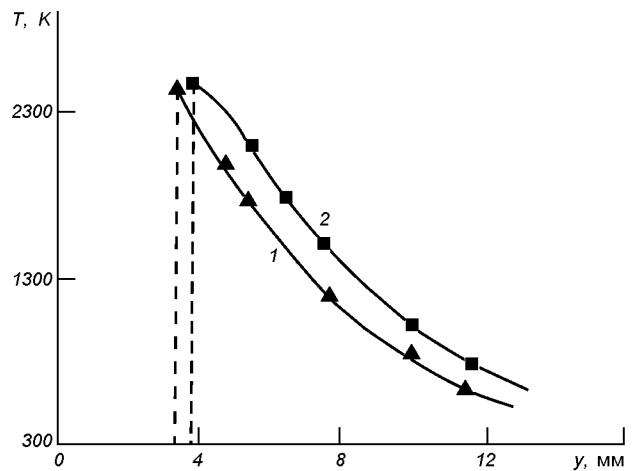


Рис. 2. Сравнение температурных профилей в чистой и легированной КСК: 1 — легированная КСК на 40-й секунде нагрева ($q_k = 8350 \text{ кВт}/\text{м}^2$, $T_w = 2390 \text{ К}$, $\bar{V}_\infty = 0.1 \text{ мм}/\text{с}$), 2 — чистая КСК на 55-й секунде нагрева ($q_k = 7260 \text{ кВт}/\text{м}^2$, $T_w = 2510 \text{ К}$, $\bar{V}_\infty = 0.08 \text{ мм}/\text{с}$). Точки — эксперимент, кривые — расчет по уравнению теплопроводности, штриховые прямые — положение нагреваемой поверхности

$$\int_0^1 (V_\infty / \bar{V}_\infty) dt \approx 0.74 = K_{T_p}, \quad t = \frac{\tau - \tau_p}{\tau_v - \tau_p}.$$

Кроме того, в [17] также показано, что экспериментальные данные для толщины унесенного слоя в нестационарном периоде удовлетворительно согласуются с расчетом по выражению

$$S(\tau) = \left[\frac{\sqrt{\tau} - \sqrt{\tau_p}}{\sqrt{\tau_v} - \sqrt{\tau_p}} \right]^2 S(\tau_v). \quad (11)$$

После дифференцирования и постановки в него уравнений (8)–(10) также получаем значение $K_{T_p} \approx 0.74$.

Следовательно, как закономерность перемещения поверхностных изотерм, так и закономерность изменения скорости линейного уноса массы характеризуются константой K_{T_p} . Однако, если для изотерм характерно снижение скорости перемещения от максимального значения до квазистационарной скорости уноса массы, то скорость перемещения поверхности увеличивается от 0 до \bar{V}_∞ .

На рис. 2 дано сравнение экспериментальных профилей температур для чистой и легированной кварцевой стеклокерамики, из которого видно, что в отличие от непрозрачной легированной КСК для полупрозрачного слоя чистой КСК в квазистацио-

нарном режиме прогрева наблюдается S-образный профиль температуры. Это объясняется увеличением теплопроводности в три раза при температурах выше 1800 К за счет лучистой составляющей теплопереноса. Однако в работе [10] показано, что в нестационарном режиме прогрева такой же профиль возможен и в поверхностном слое легированной КСК. При достижении квазистационарного режима прогрева он принимает экспоненциальный характер (рис. 2, кривая I) и хорошо описывается экспоненциальной зависимостью (12), полученной в работе [10]:

$$\theta^* = \frac{\tilde{T} - T_0}{T_w - T_0} = \exp\left(-\frac{\bar{V}_\infty}{a} y\right), \quad (12)$$

где \tilde{T} — текущее значение температуры, y — координата.

Использовать уравнения (8)–(10) в расчетах затруднительно, так как практически невозможно определить коэффициент температуропроводности a при температуре разрушения поверхности. Скорость уноса материала при экспериментальных исследованиях часто находится путем измерения линейного уноса в зависимости от времени нагрева. В этом случае обработка результатов при $\tau > \tau_v$ по методу наименьших квадратов позволяет получить уравнение для линейного уноса в виде

$$S(\tau) = \bar{V}_\infty \tau - d_0, \quad (13)$$

где d_0 — параметр, который задает смещение прямой линейного уноса относительно начала координат.

В работах [8, 9] проведены экспериментальные и расчетные исследования зависимости параметра d_0 от класса материала, вида нагрева, теплофизических и физико-химических характеристик материала. Например, легированная и чистая кварцевая стеклокерамика, кварцевое стекло, стеклопластик, асбоктекстолит и графит испытывались при радиационном, конвективном и совместном радиационно-конвективном нагреве в диапазоне тепловых потоков от 6000 до 50 000 кВт/м² и энталпии торможения от 4000 до 40 000 кДж/кг. При расчетах в широком диапазоне варьировались значения плотности, вязкости, теплоемкости, доли испарения, градиента давления, аэродинамического трения, степени черноты, теплоты испарения и теплопроводности материала. Эти исследования показали, что параметр d_0 слабо зависит от условий нагрева и всех параметров материала, кроме его теплопроводности (рис. 3).

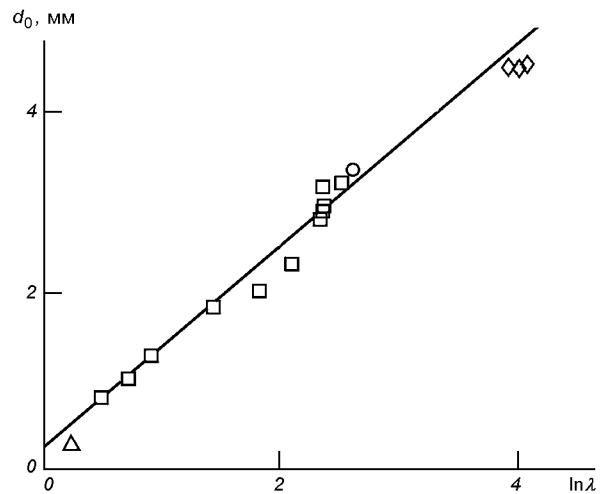


Рис. 3. Зависимость параметра нестационарного уноса d_0 от логарифма теплопроводности: квадратик — расчет по модели оплавления кварцевого стекла [10], треугольник — легированная КСК, кружок — окись алюминия, ромбик — графит, прямая — аппроксимация

Поскольку уравнение (13) справедливо с момента времени τ_v , то подстановкой в него (9) и (10) получаем выражения

$$\tau_v = \frac{K_{T_p}^2 + 1}{K_{T_p}^2} \frac{d_0}{\bar{V}_\infty}, \quad (14)$$

$$S(\tau_v) = d_0 / K_{T_p}. \quad (15)$$

В период времени от τ_p до τ_T вследствие накопления тепла в поверхностном слое материала температура поверхности увеличивается от T_p до установившегося значения T_w . Так как выражение (7) справедливо только при $T_w = \text{const}$, то можно предположить, что температурный коэффициент для $\theta^* = 1$ равен K_{T_p} с момента времени τ_T . Представляет интерес установить закон изменения T_w и его связь с константой K_{T_p} . В работе [13] проведена обработка экспериментальных зависимостей температуры поверхности в виде

$$\begin{aligned} \frac{T_w - T_p}{T_w - T_p} = \theta_{T_w} = f(t), \\ t = \frac{\sqrt{\tau} - \sqrt{\tau_p}}{\sqrt{\tau_T} - \sqrt{\tau_p}}. \end{aligned}$$

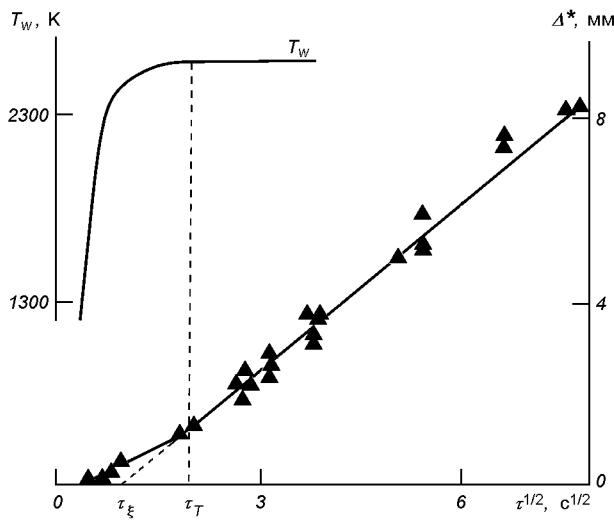


Рис. 4. Изменение угла наклона зависимости $\Delta^* = f(\sqrt{\tau})$ для изотермы $T^* = 1800$ К легированной КСК в момент завершения накопления тепла в поверхностном слое (установление квазистационарного значения температуры поверхности): точки — экспериментальные данные по перемещению изотермы $T^* = 1800$ К

Эти результаты описываются полиномом пятой степени

$$\theta_{T_w} = 1.480t^5 - 5.061t^4 + 7.377t^3 - 6.379t^2 + 3.581t + 9.690 \cdot 10^{-3},$$

интегрирование которого дает значение

$$\int_0^1 \theta_{T_w} dt = 0.742 \approx K_{T_p}.$$

Отсюда следует, что закон изменения температуры поверхности в период времени от τ_p до τ_T также определяется константой K_{T_p} . Полученные результаты позволяют сделать вывод о том, что в процессе теплового разрушения материала, как и при эрозионном уносе массы [7], есть достаточно четкая граница между нестационарным и установившимся режимами. Из работы [5] следует, что при эрозионном разрушении пороговое значение массы выпавших частиц m_p^* , при достижении которого устанавливается стационарное значение скорости уноса \bar{V}_∞ , связано со скоростью соударения \bar{V}_p уравнением

$$\frac{m_p^* \bar{V}_p^2}{2} = A.$$

Диапазон изменения параметра A сравнительно узок, и для неметаллических материалов его можно принять равным 10^6 Дж/кг. К моменту, когда количество энергии, подведенной к поверхности

материала, достигает A , завершается процесс установления. При тепловом разрушении значительная часть входящего в тело тепла (энергии) отводится за счет теплопроводности вглубь материала. Поэтому говорить о постоянном для всех случаев количестве тепла не имеет смысла. Однако, учитывая аналогию между тепловым и эрозионным разрушением материалов [7], можно предположить, что указанный процесс в какой-то мере проявляется и при тепловом уносе массы. Оценка количества тепла, поглощенного в поверхностном слое, в момент установления температуры поверхности показывает, что для графита эта величина равна 5800 кДж/м² (коэффициент температуропроводности $a = 16 \cdot 10^{-6}$ м²/с), а для легированной кварцевой стеклокерамики ($a = 0.65 \cdot 10^{-6}$ м²/с) — не менее 1000 кДж/м².

По-видимому, по мере уменьшения температуропроводности материала количество тепла, поглощенное в разрушающемся слое к моменту установления температуры поверхности, стремится к величине параметра A , полученной для неметаллических материалов в случае эрозионного разрушения.

Таким образом, константа теплового разрушения материала K_{T_p} определяет законы изменения температуры поверхности, скорости уноса массы, перемещения изотерм температурного поля и характеризует момент завершения нестационарного процесса поглощения тепла в поверхностном слое разрушающегося материала. Завершение этого процесса особенно четко отражается на закономерности перемещения высокотемпературных изотерм (рис. 4).

ДОСТИЖЕНИЕ ПРЕДЕЛЬНОЙ ЭНЕРГОЕМКОСТИ ВНУТРЕННИХ ПРОЦЕССОВ ПОГЛОЩЕНИЯ ТЕПЛА

На практике под глубиной прогревенного слоя (необходимой толщиной ТЗП) понимается расстояние от нагреваемой поверхности до некоторой определенной изотермической плоскости $T^* = \text{const}$. Обычно из всего набора изотерм выделяют изотерму с безразмерной температурой $\theta^* = 0.05$ [22] или $\theta^* = 0.1$ [10]. Однако в принципе прогревый слой можно ограничить изотермой с любой температурой, меньшей температуры нагреваемой поверхности. При высоких темпах нагрева температура поверхности быстро достигает температуры разрушения, и при постоянном тепловом воздействии через некоторое время стабилизируется. По мере сниже-

ния температуры рассматриваемой изотермы скорость ее перемещения увеличивается, и к моменту установления квазистационарного режима прогрева t_δ путь, пройденный этой изотермой, будет тем большим, чем меньше ее температура. В этот момент времени прогретый слой достигает максимальной толщины, а количество тепла, накопленного в нем, — предельного значения. В дальнейшем все изотермы температурного поля, температура которых выше рассматриваемой изотермы, будут перемещаться со скоростью равной квазистационарной скорости разрушения поверхности материала. Поэтому особый интерес представляет установить, при каких условиях достигается предельная энергоемкость внутренних процессов поглощения тепла. С этой целью уравнения (5) и (13) представим в безразмерном виде:

$$\Delta^*(t) = K(\sqrt{t} - 1), \quad (16)$$

$$S(t) = \overline{\overline{V}}_\infty t - \bar{d}_0, \quad (17)$$

а из (6) получим выражение для момента установления квазистационарного режима прогрева

$$t_\delta = K^2 / (4\overline{\overline{V}}_\infty^2). \quad (18)$$

Здесь $\Delta^*(t) = \Delta^*(\tau)/\sqrt{a\tau_\xi}$, $S(t) = S(\tau)/\sqrt{a\tau_\xi}$, $\bar{d}_0 = d_0/\sqrt{a\tau_\xi}$, $t = \tau/\tau_\xi$, $\overline{\overline{V}}_\infty = \overline{V}_\infty \sqrt{\tau_\xi/a}$.

Подставляя (18) в (16) и (17), находим, что с точностью до постоянных в момент времени t_δ выполняется соотношение

$$\Delta(t_\delta)/S(t_\delta) = 2. \quad (19)$$

Для того чтобы исключить возможную неопределенность при выборе времени t_δ , сравнение толщины прогретого слоя со стационарным значением $\bar{\delta}_T$ проводилось в момент его равенства линейному уносу. С этой целью с помощью выражений (16) и (17) определялся момент времени, при котором $S(t_x) = \delta(t_x)$.

Подставляя значение t_x в уравнение линейного уноса, в итоге получим формулу, позволяющую установить границы применимости закономерности (19):

$$S(t_x) = \delta(t_x) = \frac{K}{2} \left[\frac{1}{4\overline{\overline{V}}_\infty} + \sqrt{\frac{1}{\overline{\overline{V}}_\infty} \left(\frac{K^2}{16\overline{\overline{V}}_\infty^2} - \frac{K}{\overline{\overline{V}}_\infty} + \bar{d}_0 \right)} - 1 \right]. \quad (20)$$

На рис. 5 приведены расчетные значения отношения $[\bar{\delta}_T - \delta(t)]/\bar{\delta}_T$ (где $\bar{\delta}_T = -(\ln \theta^*/\overline{\overline{V}}_\infty)$) для

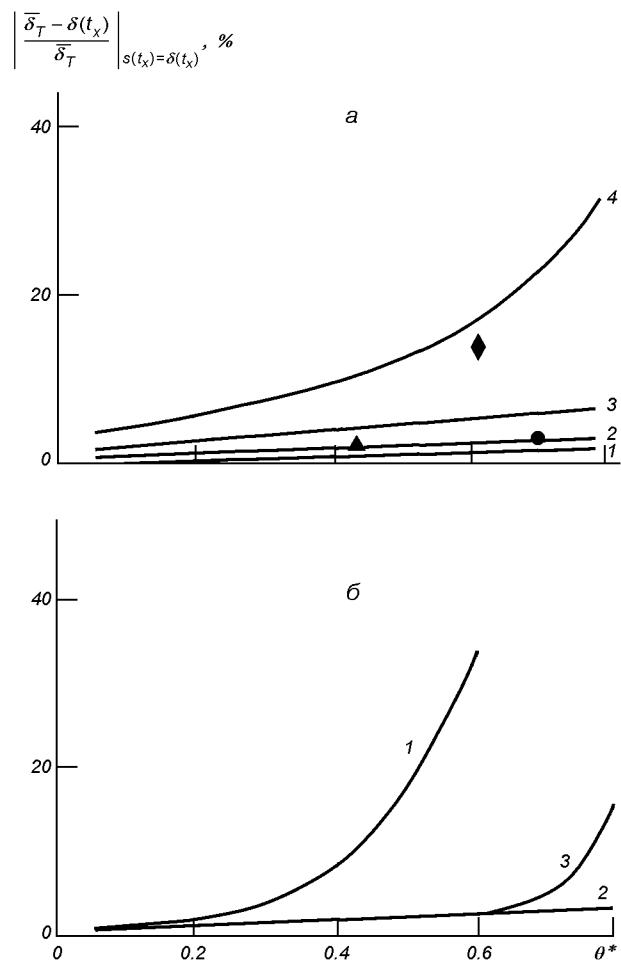


Рис. 5. Сравнение толщины прогретого слоя $\delta(t_x)$ в момент ее равенства линейному уносу $S(t_x)$ со стационарной глубиной прогрева $\bar{\delta}_T$: *a* — при $\bar{d}_0 = 0.32$ и различных значениях скорости $\overline{\overline{V}}_\infty$: 1—4 — расчет при $\overline{\overline{V}}_\infty = 0.1, 0.15, 0.2$ и 0.3 ; кружок, треугольник и ромбик — экспериментальные данные при $\overline{\overline{V}}_\infty = 0.124, 0.14, 0.26$; *б* — при $\overline{\overline{V}}_\infty = 0.15$ и различных значениях параметра \bar{d}_0 , 1 — окись алюминия, $\bar{d}_0 = 2.9$, 2 — легированная стеклокерамика, $\bar{d}_0 = 0.32$, 3 — графит, $\bar{d}_0 = 1.0$

разных значений θ^* , скорости уноса $\overline{\overline{V}}_\infty$ и параметра \bar{d}_0 . Видно, что при скоростях $\overline{\overline{V}}_\infty < 0.2$ и $\bar{d}_0 < 1.0$ отклонение толщины прогретого слоя в момент $S(t_x) = \delta(t_x)$, от стационарного значения $\bar{\delta}_T$ не превышает 8 % для любого значения θ^* . Только при скоростях $\overline{\overline{V}}_\infty > 0.3$ (для кварцевой стеклокерамики $\bar{G}_\Sigma > 0.5$) и $\bar{d}_0 > 1.0$ эта закономерность нарушается. Расчетные результаты хорошо согласуются с экспериментальными данными, получен-

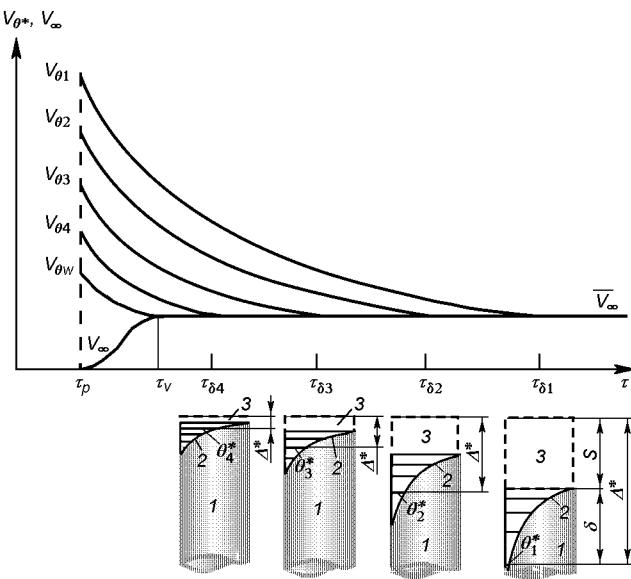


Рис. 6. Модель прогрева и уноса массы теплозащитного материала: 1 — образец, 2 — профиль температуры, 3 — унесенный слой, θ_i^* — изотермы, ограничивающие прогретый слой, толщина которого равна унесенному слою; $\theta_1^* < \theta_2^* < \theta_3^* < \theta_4^* < \theta_w^* = 1$

ными при обработке зависимостей глубины прогретого слоя до $T^* = 1800$ К и линейного уноса для легированной КСК.

Экспериментальные данные поясняются схемой, приведенной на рис. 6. В момент, когда скорость перемещения любой изотермы температурного поля сравнивается со скоростью уноса массы, толщина унесенного слоя с поверхности материала равна толщине прогретого слоя, ограниченного этой изотермой. Другими словами, в момент достижения предельной энергоемкости внутренних процессов поглощения тепла толщина унесенного слоя равна глубине залегания изотермы θ^* практически по всему температурному полю.

Полученные результаты не противоречат численным расчетам. Например, модель прогрева и уноса массы с поверхности кристаллического тела, предложенная Ю. В. Полежаевым [10], хорошо подтверждает линейность экспериментально установленной закономерности. Численные расчеты по этой модели показывают, что унос массы и прогретый слой могут изменяться по совершенно различным законам, но их суммарная толщина в течение некоторого времени τ_δ , при котором устанавливается равенство толщин прогретого и унесенного сло-

ев, с хорошей точностью (5 %) может быть описана линейной зависимостью

$$\Delta^* = K\sqrt{t},$$

где $t = \tau/\tau_p - 1$, а коэффициент K является функцией безразмерной температуры θ^* и тепловой эффективности материала числа $m = c(T_p - T_0)/\Delta Q$. Расчеты по этой модели также показывают, что в момент равенства толщин прогретого и унесенного слоев глубина прогретого слоя отличается от своего стационарного значения не более чем на 10 %.

Однако расчеты позволяют сделать такой вывод только для изотерм с безразмерной температурой $\theta^* \leq 0.1$. В то же время из рис. 5 видно, что равенство толщин прогретого и унесенного слоев сохраняется даже для изотерм $\theta^* \approx 0.7$. Отсюда следует, что процесс накопления тепла в поверхностном слое материала, определяемый экспериментально установленной константой K_{T_p} , позволяет более четко идентифицировать нестационарный и стационарный режимы прогрева и уноса, чем оценка длительности нестационарного периода путем задания степени приближения к асимптоте Δe .

Хорошее совпадение расчетных и экспериментальных данных, особенно в квазистационарном режиме, дает возможность использовать выражение (12) для оценки теплосодержания прогретого слоя, под которым понимается удельное количество тепла в слое фиксированной толщины, равной квазистационарному значению глубины прогрева (схема на рис. 6). Рассмотрев количество тепла, поглощенное в слоях материала δ_T и $S(\tau_\delta)$ за счет теплоемкости при постоянных теплофизических свойствах, для принятого в работах [10, 22] $\theta^* = 0.05$ с учетом (12) получим

$$\frac{\bar{H}(T)}{H(T_w)} \approx \frac{4}{K^2} \left[1 - \exp \left(-\frac{K^2}{4} \right) \right] \approx 0.3.$$

1. Андрианова В. Г., Горячковский Ю. Г., Петров В. А. и др. Исследование спектральной излучательной способности боросиликатных покрытий на высокотемпературных теплоизоляционных материалах // Теплофиз. высоких температур.—1982.—№ 5.—С. 992—995.
2. Лыков А. В. Теория теплопроводности. — М.: Высшая школа, 1967.—599 с.
3. Пасичный В. В., Бережецкая В. Я., Фролов Г. А. и др. Исследование работоспособности теплозащиты орбитального самолета «Буран» в условиях лучистого нагрева на

- гелиоустановках // Инж.-фiz. журн.—2001.—74, № 6.—С. 32—33.
4. Полежаев Ю. В. Методы и средства газодинамических испытаний летательных аппаратов: Учебное пособие. — М.: МАИ, 1983.—90 с.
 5. Полежаев Ю. В., Панченко В. И. Основные закономерности кинетики эрозионного разрушения материалов // Инж.-фiz. журн.—1987.—52, № 5.—С. 709—716.
 6. Полежаев Ю. В., Фролов Г. А. Автомодельный режим прогрева при разрушении поверхности материала // Инж.-фiz. журн.—1986.—50, № 2.—С. 236—240.
 7. Полежаев Ю. В., Фролов Г. А. Нестационарный режим при тепловом и эрозионном разрушении материалов // Инж.-физ. журн.—1987.—52, № 3.—С. 357—362.
 8. Полежаев Ю. В., Фролов Г. А. Закономерность установления квазистационарного режима разрушения при одностороннем нагреве материала // Инж.-фiz. журн.—1989.—56, № 4.—С. 533—539.
 9. Полежаев Ю. В., Фролов Г. А. Влияние теплопроводности материала на параметр нестационарного уноса // Инж.-фiz. журн.—1992.—62, № 4.—С. 546—551.
 10. Полежаев Ю. В., Юрьевич Ф. Б. Тепловая защита. — М.: Энергия, 1976.—392 с.
 11. Сергеев В. Л. Нестационарный тепломассообмен в области точки торможения. — Минск: Наука и техника, 1988.—160 с.
 12. Фролов Г. А. Влияние вида нагрева на скорость разрушения материалов // Инж.-фiz. журн.—1986.—50, № 4.—С. 629—635.
 13. Фролов Г. А. Температура поверхности тела, разрушающегося под действием постоянной тепловой нагрузки // Инж.-фiz. журн.—1987.—53, № 3.—С. 420—426.
 14. Фролов Г. А., Дверняков В. С., Пасичный В. В. Некоторые результаты экспериментального исследования теплообмена на поверхности при совместном воздействии лучистого и конвективного источников тепла // Теплофиз. высоких температур.—1978.—15, № 1.—221 с.—(Рукопись деп. в ВНИТИ 14.11.77, № 4217-77 Деп.).
 15. Фролов Г. А., Дверняков В. С., Пасичный В. В. и др. Экспериментальное исследование теплообмена дозвуковой и сверхзвуковой плазменной струи с плоской поверхностью // Инж.-фiz. журн.—1981.—40, № 6.—С. 965—969.
 16. Фролов Г. А., Король А. А., Пасичный В. В. и др. Характерные температуры изменения состояний кварцевой стеклокерамики при одностороннем нагреве // Инж.-фiz. журн.—1986.—51, № 6.—С. 932—940.
 17. Фролов Г. А., Пасичный В. В., Полежаев Ю. В. и др. Модель теплового разрушения материала при одностороннем нагреве // Инж.-фiz. журн.—1987.—52, № 1.—С. 33—37.
 18. Фролов Г. А., Пасичный В. В., Судальцев Е. И. и др. Измерение температурных полей в образцах кварцевой стеклокерамики при уносе массы с поверхности // Инж.-фiz. журн.—1989.—57, № 2.—С. 313—317.
 19. Фролов Г. А., Полежаев Ю. В., Пасичный В. В. и др. Исследование параметров разрушения теплозащитных материалов в режиме нестационарного прогрева // Инж.-фiz. журн.—1981.—40, № 4.—С. 608—614.
 20. Adams M. C., Powers W. E., Georgiev S. J. An experimental and Theoretical Study of Quarts Ablation at the Stagnation Point // J. Aero/Space Sci.—1960.—27, N 7.—P. 535—547.
 21. Brewer W. D., Kassel P. C. Flash X-ray technique for investigation ablative material response to simulated reentry environments // Int. J. Nondestruct. Test.—1972.—3, N 4.—P. 375—390.
 22. Harrach R. I. Estimates on the ignition of high explosives laser pulses // J. Appl. Phys.—1976.—47, N 6.—P. 2473—2482.
 23. Frolov G. Application of the high temperature heating installation for gradient material obtaining // FGM News.—1995.—N 28.—P. 16—20.
 24. Zakharov F. I., Frolov G. A. High temperature investigation of composite gradient materials in non-equilibrium air plasma // Proc. 3-rd Inter. Symp. on FGM. — Lausanne: Presses polytechniques et universitaires romandes, 1995.—P. 413—418.—(CH-1015).

**POWER CONSUMPTION OF MAJOR FACTORS
OF HEAT ABSORPTION IN AERODYNAMIC HEATING
OF HEAT-PROTECTIVE COATINGS OF OBJECTS
OF SPACE-ROCKET ENGINEERING**
**I. LIMITING POWER CONSUMPTION OF INTERNAL
PROCESSES OF HEAT ABSORPTION IN THERMAL
DESTRUCTION OF A MATERIAL**

G. A. Frolov

Results of the investigation of HPC of various types are generalized. We established a law of the automodelling warm-up mode in the ablation from a surface of HPC, a value of the constant of thermal destruction of materials, and the parameter of the non-stationary ablation which allows a calculation of the non-stationary ablation without determination of heat conduction of a material at high temperatures. Calculated and experimental investigations proved that limiting power consumption of internal processes of heat absorption is reached when the thicknesses of warmed and carried away layers of a material become equal.

УДК 536.2.083

Г. А. Фролов

Інститут проблем матеріалознавства ім. І. М. Францевича Національної академії наук України, Київ

Энергоемкость основных процессов
поглощения тепла при аэродинамическом нагреве
теплозащитных покрытий ракетно-космической
техники. II. Предельная энергоемкость
поверхностных процессов поглощения тепла
при тепловом разрушении материала

Надійшла до редакції 25.06.02

Узагальнено результати розрахунково-експериментальних досліджень теплового руйнування матеріалів у широкому діапазоні термогазодинамічних параметрів газового потоку, що моделює аеродинамічне нагрівання теплозахисних покриттів (ТЗП). Встановлено параметр стабілізації виносу маси, приблизно рівний подвоєному максимальному тепловому ефекту фізико-хімічних процесів на поверхні матеріалу (ΔQ_w)_{max}, що руйнується. Показано взаємозв'язок (ΔQ_w)_{max} та теплоти випарування індивідуальних речовин із константою теплового руйнування матеріалу, уперше встановленої при аналізі нестационарного прогрівання та винесення маси ТЗП. Отримані результати дозволили довести справедливість установленої закономірності при пористому охолодженні тіла до значення безрозмірної швидкості вдування 9.

При переходе твердого тела в газообразное состояние поглощается некоторое количество тепла, которое определяется его термодинамической энталпийей. Если теплосодержание материала слабо зависит от способа нагрева тела, то на суммарный тепловой эффект фазовых и физико-химических превращений на поверхности ΔQ_w влияют скорость уноса массы, давление и температура торможения, а также состав газового потока. Особенно сильно зависит от условий нагрева и свойств материала эффект вдува. Поэтому задача определения энергоемкости поверхностных процессов поглощения тепла требует рассмотрения всех взаимосвязанных факторов.

Принципиальное различие механизмов поглощения тепла за счет внутренних и поверхностных процессов состоит в том, что в первом случае тепло

аккумулируется в некотором объеме, а во втором поглощается в поверхностном слое разрушающегося материала. Время нестационарного периода накопления теплоты за счет процессов внутри материала τ_δ почти на порядок превышает время установления квазистационарного режима поглощения тепла в поверхностном слое, которое соответствует времени достижения квазистационарной скорости уноса массы τ_v .

ОПРЕДЕЛЕНИЕ БЕЗРАЗМЕРНОЙ СКОРОСТИ УНОСА МАССЫ ПРИ $\bar{G}_\Sigma < 0.5$

При наличии уноса массы с внешней поверхности материала появляется возможность достижения квазистационарного режима прогрева. Важнейшей

особенностью этого режима является то, что профиль температур в теле перестает изменяться во времени, а тепловой поток, идущий на прогрев внутренних слоев, уже не зависит от коэффициента теплопроводности вблизи поверхности и обусловлен теплосодержанием прогретого слоя:

$$-\left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y}\right)_w = \rho \bar{V}_\infty c_p (T_w - T_0) = \rho \bar{V}_\infty H(T_w). \quad (1)$$

В этом случае скорость уноса массы при $\gamma \bar{G}_w < 0.4$ может быть рассчитана по уравнению, вытекающему из уравнения баланса тепла на поверхности разрушающегося материала

$$G_\Sigma = \rho \bar{V}_\infty = \frac{q_0 + \varepsilon(q_\text{л} - \sigma T_w^4)}{\Gamma[\Delta Q_w + \gamma(I_e - I_w)] + H(T_w)}. \quad (2)$$

При $0.4 < \gamma \bar{G}_w < 1.2$ уравнение (2) с учетом аппроксимации для эффекта вдува [11] преобразуется к виду

$$\begin{aligned} G_\Sigma &= \rho \bar{V}_\infty = \\ &= \frac{1}{\Gamma \Delta Q_w + H(T_w)} \left\{ (\alpha/c_p)_0 [1.012 - 1.16\gamma \bar{G}_w + \right. \\ &\quad \left. + 0.325(\gamma \bar{G}_w)^2] (I_e - I_w) - \varepsilon \sigma T_w^4 \right\}. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь γ — коэффициент вдува, I_e — энтальпия торможения, I_w — энтальпия газа при температуре нагретой поверхности T_w , \bar{G}_w — безразмерная скорость испарения, $(\alpha/c_p)_0$ — коэффициент теплообмена, ρ , c_p , λ — плотность, теплоемкость и теплопроводность материала, T_0 — температура непрогретого материала, \bar{V}_∞ — квазистационарное значение линейной скорости уноса массы, q_0 — конвективный тепловой поток к поверхности с температурой T_w , $q_\text{л}$ — лучистый тепловой поток, ε — степень черноты поверхности, σ — постоянная Стефана — Больцмана, Γ — коэффициент газификации, G_Σ — скорость уноса массы, ΔQ_w — тепловой эффект физико-химических превращений на поверхности, $H(T_w)$ — теплосодержание материала при температуре T_w .

Для определения скорости уноса массы по (2), (3) надо знать суммарный тепловой эффект физико-химических процессов на поверхности ΔQ_w и коэффициент газификации Γ . При нахождении ΔQ_w приходится рассматривать многочисленные химические реакции на разрушающейся поверхности материала. Только в некоторых случаях удается получить аналитические формулы для расчета состава газа и соответственно довести до конца зада-

чу определения ΔQ_w [11]. Не меньшие трудности возникают и при расчете степени реализации ΔQ_w , которая определяется коэффициентом газификации Γ . Поскольку определение параметров, входящих в (2), (3), представляет сложную самостоятельную задачу, то оценку энергоемкости новых материалов часто проводят по эффективной энталпии разрушения $I_{\text{оф}}$:

$$\begin{aligned} I_{\text{оф}} &= \frac{q_0 + \varepsilon(q_\text{л} - \sigma T_w^4)}{G_\Sigma} = \\ &= \Gamma[\Delta Q_w + \gamma(I_e - I_w)] + H(T_w), \end{aligned} \quad (4)$$

которую определяют по результатам стендовых испытаний, моделирующих условия эксплуатации теплозащитного материала (ТЗМ).

Обобщение результатов экспериментальных исследований ТЗМ также проводят с помощью безразмерной скорости уноса массы [11], применение которой позволяет исключить из рассмотрения коэффициент теплообмена $(\alpha/c_p)_0$:

$$\bar{G}_\Sigma = G_\Sigma / (\alpha/c_p)_0. \quad (5)$$

Из уравнения теплопроводности при постоянном тепловом потоке $q_0 = \text{const}$ для времени достижения температуры разрушения поверхности материала T_p в [11] получено выражение

$$\tau_p = \pi \lambda \rho c \frac{(T_p - T_0)^2}{4 q_0^2}. \quad (6)$$

С другой стороны, модель теплового разрушения материала, предложенная в работе [17], для τ_p дает формулу

$$\tau_p = \frac{K_{T_p}^6 a}{4(K_{T_p}^2 + 1)^2 V_\infty^2}. \quad (7)$$

Решая совместно (6) и (7), приходим к уравнению

$$G_\Sigma = \frac{K_{T_p}^3}{(K_{T_p}^2 + 1)\sqrt{\pi}} \frac{q_0}{c_p(T_w - T_0)} \approx \frac{q_0}{6.8 H(T_w)}. \quad (8)$$

Как правило, при экспериментальных исследованиях тепловой поток, подводимый к поверхности, за счет повышения ее температуры изменяется от калориметрического значения q_k (на холодную поверхность) до $q_0 = q_0 - \varepsilon \sigma T_w^4$ и в дальнейшем остается постоянным. Поэтому в формулу (8) следует поставлять среднеинтегральный тепловой поток за период времени от 0 до τ_T , который, как показывает обработка экспериментальных зависимостей изменения температуры поверхности [16], с точностью до 2 % можно определить по формуле

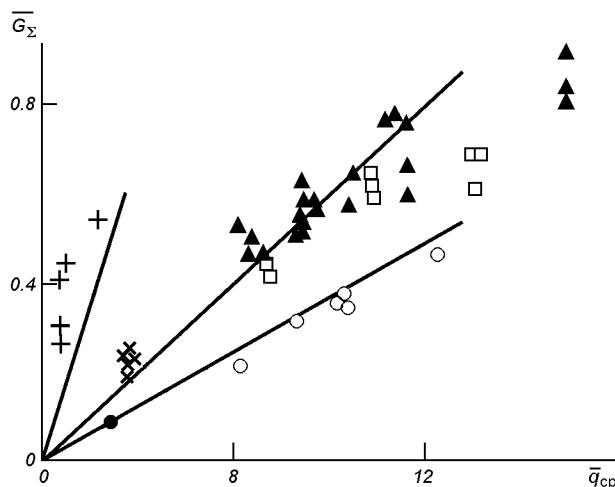


Рис. 1. Зависимость безразмерной скорости уноса ТЭМ от среднеинтегрального теплового потока: крестики — фторопласт [20]; треугольники, квадратики, косые крестики — стеклопластик на эпоксидном связующем (соответственно в воздушной, азотной плазме и на стенде ЖРД-2М), кружки и точки — легированная КСК (соответственно в воздушной плазме и на стенде ЖРД-2М), прямые — расчет по выражению (10)

$$q'_{cp} \approx \frac{q_k}{2} \left(1 + \frac{I_e - I_w}{I_e - I_0} \right) - \frac{1}{4} \varepsilon \sigma T_w^4.$$

Если пренебречь излучением и разделить на коэффициент теплообмена, то получим выражение

$$\bar{q}_{cp} \approx 0.5(2I_e - I_w - I_0). \quad (9)$$

Тогда уравнение для определения безразмерной скорости уноса массы при максимально возможном теплосодержании материала $H(T_k)$ (для температуры кипения), принимает вид

$$\bar{G}_\Sigma = \frac{\bar{q}_{cp}}{6.8H(T_k)}. \quad (10)$$

На рис. 1 представлена зависимость безразмерной скорости уноса фторопластика, стеклопластика на эпоксидном связующем и легированной кварцевой стеклокерамики (КСК) от \bar{q}_{cp} , из которой следует, что при отсутствии горения на поверхности (дан-

ные для фторопласта получены в потоке азота [20]) и эрозионного уноса экспериментальные результаты [14, 16] для $\bar{G}_\Sigma < 0.5$ удовлетворительно описываются (10). Для стеклопластика на основе кремнеземного наполнителя и кварцевой стеклокерамики при атмосферном давлении $T_k = 3050$ К, а для фторопласта $T_k = T_p = 1000$ К [11].

Зависимость (10) в явном виде не учитывает поглощение тепла за счет физико-химических превращений и эффект вдува. Поэтому для ее пояснения были проведены эксперименты на образцах легированной КСК, для которой в работе [11] рассчитан тепловой физико-химических превращений на поверхности, а в работах [14, 15] разработана методика определения коэффициента газификации Г. Испытания проводились в струях электродугового подогревателя установки РПУ-1 и стенда ЖРД-2М.

Из табл. 1, в которой приведены данные испытаний, видно, что несмотря на различие между коэффициентами газификации в восемь раз, примерно одинаковые среднеинтегральные тепловые потоки обеспечивают равные скорости уноса. В обоих случаях экспериментальные данные хорошо согласуются с расчетом по выражению (2), учитывающему как тепловой эффект физико-химических превращений на поверхности, так и эффект вдува. Кроме того, стеклопластик на эпоксидном связующем испытывался при практически одинаковом калориметрическом тепловом потоке $q_k \approx 15000$ кВт/м² в условиях конвективного нагревания в струе продуктов сгорания стенда ЖРД-2М, дозвуковой и сверхзвуковой плазменных струях, а также при лучистом нагреве. Несмотря на то, что избыточное давление торможения изменялось примерно от 0 до $2.5 \cdot 10^5$ Па, различие скоростей уноса не превысило 20 % [14]. Отсюда видно, что в диапазоне энтальпии заторможенного потока, соответствующем основному изменению T_w и Г (согласно [11] $I_e = 4000 \dots 20000$ кДж/кг), темп нагрева в начальный момент времени оказывает решающее влияние на скорость разрушения поверхности. Доля остальных факторов поглощения тепла в общем балансе определяется значением теплового потока в квазистаци-

Таблица 1. Скорость разрушения легированной кварцевой стеклокерамики

q_k , кВт/м ²	I_e , кДж/кг	$P_e \cdot 10^{-5}$, Па	T_w , К	q'_{cp} , кВт/м ²	q'_0 , кВт/м ²	Γ	G_Σ , кг/(м ² с)	
							эксперимент	расчет по (2)
11500	12300	1.0	2800	9250	5550	0.82	0.36	0.34
14700	4700	3.5	2610	8540	1530	0.1	0.36	0.38

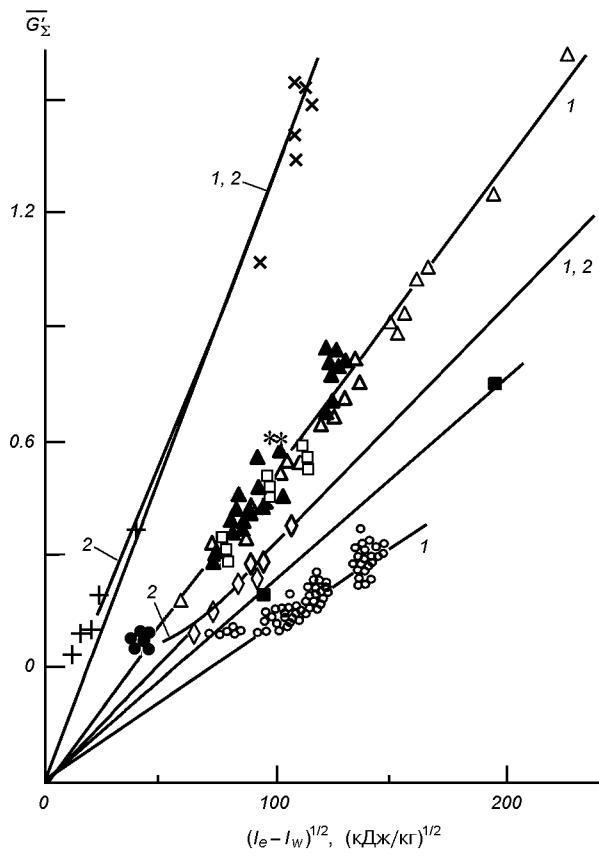


Рис. 2. Зависимость безразмерной скорости уноса \bar{G}'_{Σ} от перепада энталпии: для фторопласта (крестики — в аргоне, косые крестики — в азоте, $P_e = 10^5$ Па) [20], для стеклопластика на эпоксидном связующем (треугольники — в воздухе, $P_e = 10^5$ Па [6], темные треугольники — в воздухе, $P_e = 10^5$ Па, квадратики — в азоте, $P_e = 10^5$ Па, звездочки — в воздухе, $P_e = 0.3 \cdot 10^5$ Па, точки — в газогенераторе, $P_e = 3.5 \cdot 10^5$ Па), ромбики — легированная КСК (воздух, $P_e = 10^5$ Па), кружки — графит (воздух, $P_e = (0.3—4.2) \cdot 10^5$ Па) [7], темные квадратики — углепластик (воздух, $P_e = 10^5$ Па), 1 — расчет по (11), 2 — расчет по (2), (3)

онарном режиме прогрева, увеличивается при увеличении энталпии торможения, но в диапазоне основного изменения T_w и Γ слабо влияет на скорость уноса массы.

Полученные результаты позволяют сделать вывод о том, что при безразмерной скорости уноса массы $\bar{G}_{\Sigma} < 0.5$ вместо полного уравнения баланса тепла (2) для расчета скорости уноса можно применять зависимость (10), полученную с помощью константы теплового разрушения материала K_{T_p} .

В то же время при $\bar{G}_{\Sigma} \geq 0.5$ выражение (10) уже неприменимо. Поскольку согласно (2) скорость уноса зависит от многих параметров, то, как и следовало ожидать, зависимость $G_{\Sigma} = f(I_e)$ имеет достаточно сложный характер. Однако в работах [18, 19] было показано, что результаты экспериментальных исследований материалов различных классов и численных расчетов уноса массы кварцевого стекла в диапазоне $I_e = 10000...50000$ кДж/кг и $P_e = 10^4...10^7$ можно представить выражением

$$\bar{G}'_{\Sigma} = \sqrt{\frac{I_e - I_w}{H}} - 0.3, \quad (11)$$

где

$$\bar{G}'_{\Sigma} = \bar{G}_{\Sigma} \frac{I_e - I_w}{I_e - I_0}.$$

Обработка экспериментальных данных, приведенных на рис. 2, по методу наименьших квадратов показала, что нормирующий множитель H в формуле (9), как и в уравнении (10), приблизительно равен удвоенному максимальному тепловому эффекту поверхностных процессов, а «фокус» равен примерно 0.3 (табл. 2).

В данном случае под $(\Delta Q_w)_{\max}$ для фторопласта подразумевается теплота разложения, для стеклопластика и кварцевой стеклокерамики — суммарный тепловой эффект физико-химических превра-

Таблица 2. Результаты МНК-аппроксимации экспериментальных зависимостей $\bar{G}'_{\Sigma} = \sqrt{(I_e - I_w)/H} - b$

Материал	T_k , K	$2(\Delta Q_w)_{\max}$, кДж/кг	$6.8H(T_k)$, кДж/кг	$\bar{G}'_{\Sigma} = \sqrt{(I_e - I_w)/H} - b$		
				H, кДж/кг	b	σ' , %
Фторопласт	1000	3800	—	4400	0.22	6.7
Стеклопластик на основе кремнеземного наполнителя	3050	14800	—	15240	0.3	4.9
Легированная стеклокерамика (0.5 % Cr_2O_3)	3050	24000	25370	25350	0.32	0.4
Графит	4130	52000	58100	58680	0.3	3.4

щений при температуре кипения, а для графита — максимальное значение теплоты сублимации.

Так как экспериментальные значения \bar{G}_Σ согласуются не только с расчетом по (11), но и по выражениям (2), (3), вытекающим из уравнения баланса тепла, при подстановке в них максимального значения $(\Delta Q_w)_{\max}$ и $\Gamma = 1$ (рис. 2, кривые 2), то, по-видимому, под \bar{G}_Σ (при больших значениях энталпии торможения $\bar{G}_\Sigma \approx \bar{G}_w$) следует понимать такую безразмерную скорость уноса массы, которую имеет материал в случае, если при заданных внешних условиях его тепловые возможности реализуются полностью.

Несмотря на то, что в экспериментах, приведенных на рис. 2, давление торможения изменялось на порядок, а коэффициент теплообмена в пять раз, обнаружить их влияние на безразмерные скорости уноса G_Σ и \bar{G}_Σ не удалось. В работе [11] отмечается, что безразмерная скорость разрушения \bar{G}_Σ зависит только от энталпии торможения потока и практически не зависит от коэффициента $(\alpha/c_p)_0$. Поэтому необходимо рассмотреть, в какой степени давление заторможенного потока влияет на выполнение закономерности (11). С этой целью были использованы результаты численных расчетов теплового эффекта поверхностных процессов и температуры поверхности кварцевого стекла в диапазоне давлений от 10^5 до 10^7 Па из [11], а также экспериментальные значения коэффициента газификации, определенные в работе [14]. Численные расчеты [11] показывают, что при изменении давления в указанном диапазоне коэффициент Γ изменяется не более чем на 20 %. Теплосодержание двуокиси кремния в диапазоне температур от 2000 до 4000 К рассчитывалось по данным [13]. Результаты расчетов по (2), (3), представленные в форме (11), приведены на рис. 3. Видно, что во всем рассмотренном диапазоне давлений закономерность (11) хорошо выполняется.

Из выражений (8), (10) и (11) следует, что между константой теплового разрушения материала K_{T_p} , определяющей количество тепла, поглощенного в поверхностном слое материала до установления стационарной скорости теплового разрушения, теплосодержанием материала при температуре кипения и теплотой испарения должна существовать взаимосвязь в виде

$$\Delta Q_u = \frac{(K_{T_p}^2 + 1)\sqrt{\pi}}{2K_{T_p}^3} H(T_k) \approx 3.4H(T_k). \quad (12)$$

На основании анализа литературных данных [8, 11–13] для 50 простых веществ установлено [16],

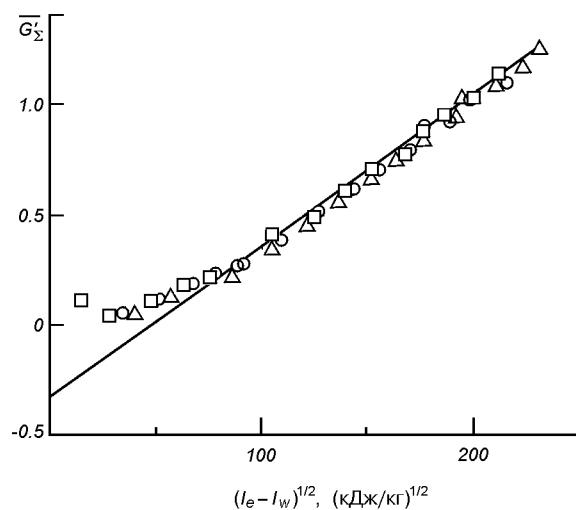


Рис. 3. Зависимость безразмерной скорости уноса \bar{G}'_Σ от перепада энталпии, рассчитанная по (2), (3) и результатам численных расчетов [11]: треугольники, кружки, квадратики — давление $10^5, 10^6, 10^7$ Па, прамая — расчет по формуле (11)

что тепловой эффект испарения действительно можно рассчитать по (12) с точностью до 7 %.

В первом приближении физический смысл коэффициента в (12) можно объяснить следующим образом. С увеличением давления энталпия жидкости увеличивается и достигает максимального значения при критических давлении и температуре. В свою очередь теплота испарения с увеличением давления уменьшается и при критическом давлении равна нулю. Сравнение энталпий жидкости и пара на линии насыщения для индивидуальных веществ, приведенных в [4], показывает, что во всем диапазоне давлений от 0 до P_{kp} сумма $H(T_k) + \Delta Q_u$ не отличается значительно от энталпии вещества в критической точке. Например, при атмосферном давлении это отличие не превышает 20 %. Следовательно, можно допустить, что уменьшение до нуля теплоты испарения сопровождается соответствующим повышением энталпии вещества в критической точке. При этом отношение параметров газа, определяемое по выражению $z = RT/PV$, увеличивается в несколько раз. Значения этого коэффициента приведены в работах [4, 12].

Так как одноатомные газы, к которым относятся пары металлов, подчиняются законам идеального газа, для них при температуре кипения и $P = 10^5$ Па аналогичное отношение равно примерно единице. Однако в настоящее время достаточно надежные данные по критическим параметрам име-

Таблица 3. Критические параметры некоторых веществ

Вещество	T_{kp} , К	$P_{kp} \cdot 10^{-5}$, Па	$V_{kp} \cdot 10^{-3}$ $\text{м}^3/\text{кг}$	Литературный источник	$z_{kp} = \frac{RT_{kp}}{P_{kp}V_{kp}}$
NH ₃	405.6 405.5	112.9 112.8	4.25 4.25	[4] [12]	4.12 4.12
H ₂ O	647.28 647.3	221.2 221.3	3.15 3.13	[4] [12]	4.29 4.32
Hg	1763 1460±20	1510 1662±50	0.182 0.2—0.24	[4] [12]	2.66 1.46—1.9
K	2250 2228±300	160 162	6.25 5.35	[4] [12]	4.78 4.73—6.2
Na	2500 2570±350	370 355	5.56 5.05	[4] [12]	4.4 4.48—5.9
Li	3800 3200±600	970 689	10.0 9.51	[4] [12]	4.69 4.75—6.95
Rb	2100 2093±35	160 159	2.86 2.89	[4] [12]	4.47 4.26—4.51
Cs	2050 2057±40	117 147	2.33 2.34	[4] [12]	4.71 3.67—3.81

ются только для веществ, температура кипения которых не превышает температуру кипения воды. Уже для ртути и щелочных металлов погрешность определения критического коэффициента может достигать 50 %. В связи с этим по имеющимся данным еще нельзя сделать однозначный вывод о наличии связи между критическим коэффициентом и теплосодержанием вещества в критической точке. Однако, если на основании изложенного выше допустить зависимость вида $H(T_k) + \Delta Q_u \approx H(T_{kp}) \approx z_{kp}H(T_k)$, то получим

$$\Delta Q_u \approx (z_{kp} - 1)H(T_k). \quad (13)$$

Из табл. 3 следует, что среднее значение критического параметра для металлов может быть принято равным 4.4, поэтому коэффициент 3.4 в (13) согласуется с (12).

В работе [16] показано, что тепловой эффект испарения некоторых наиболее устойчивых веществ также может быть найден из выражения (13). Однако на примере углеводородов видно, что по мере увеличения количества атомов в молекуле вещества расчет по (12) или (13) все более отличается от имеющихся данных. Для веществ, молекулы которых состоят из двух и более атомов, зависимости (12), (13) могут иметь весьма ограниченное применение. Так как практически все расчеты по (12), (13) для сложных веществ дают завышенные значения ΔQ_u , по-видимому, теплота испарения вещества (материала) не должна превышать

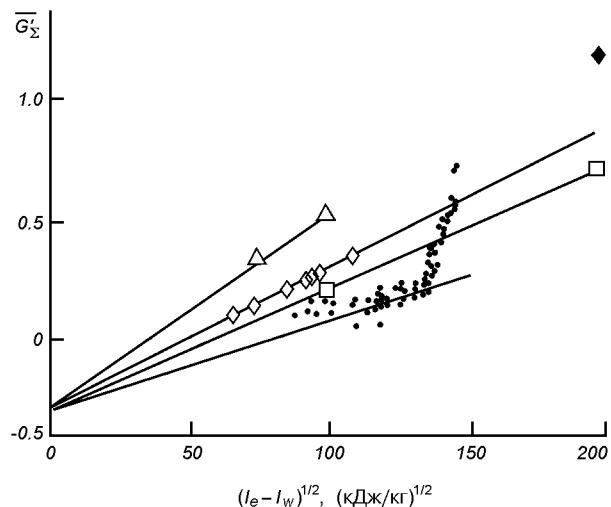


Рис. 4. Зависимость безразмерной скорости уноса \bar{G}'_Σ от перепада энталпии: треугольники — кварцевое стекло, точки — графит [7], ромбик и темный ромбик — легированная КСК, соответственно без лучистой составляющей и при лучистой составляющей $10^4 \text{ кВт}/\text{м}^2$ (установка ПД-4М), квадратики — гиперпластика, прямые — расчет по (11)

$$3.4H(T_k).$$

Результаты экспериментальных исследований и численных расчетов по модели оплавления кварцевого стекла с учетом вязкости показали, что закономерность (11) справедлива в широком диапазоне

термогазодинамических параметров. Однако известно, что коэффициент вдува γ при турбулентном режиме обтекания в два-три раза меньше, чем при ламинарном [11]. Кроме того, тепловая картина процесса разрушения обтекаемого тела может осложняться эрозионным уносом, полупрозрачностью материала, горением и различными технологическими факторами. Все эти эффекты в большей или меньшей степени должны приводить к увеличению фактической скорости уноса массы (рис. 4).

Для доказательства общности закономерности (11) и определения пределов ее применимости рассмотрим условия стабилизации параметров теплового разрушения материалов [10]. С увеличением энталпии потока различие в химической индивидуальности моделей разрушения все меньше, тогда как влияние эффекта вдува в тепловом балансе все значительнее [5]. Быстро уменьшается также роль вязкости расплава, и большинство материалов уносится, как правило, в газообразном виде уже при энталпии потока выше 20000 кДж/кг. Все это дает основание построить упрощенную схему теплового разрушения с минимальным числом определяющих параметров.

Рассмотрим баланс тепла на разрушающейся поверхности тела, унос массы которого происходит в основном в газообразном виде. При достаточно высоких уровнях теплового воздействия можно пренебречь излучением с разрушающейся поверхности. Будем также считать, что температура поверхности «стабилизировалась», поэтому можно принять постоянным параметр внутреннего теплопоглощения $H^* = H(T_w) + \Delta Q_w = \text{const}$. Тогда получим

$$\begin{aligned} q_0 &= (\alpha/c_p)_0(I_e - I_w) = \\ &= \varepsilon\sigma T_w^4 + q_{\text{вд}} + G_w[H(T_w) + \Delta Q_w] \approx \\ &\approx q_{\text{вд}} + G_w H^*. \end{aligned} \quad (14)$$

При линейной аппроксимации вдува

$$\Psi = q_w/q_0 = 1 - \gamma \bar{G}_w \quad (15)$$

баланс тепла (14) сводится к следующему уравнению для определения безразмерной скорости уноса массы (точнее произведения $\gamma \bar{G}_w$, где γ — параметр вдува, который для ламинарного пограничного слоя равен 0.6)

$$\gamma \bar{G}_w = \gamma z / (1 + \gamma z), \quad (16)$$

где $z = (I_e - I_w)/H^*$ — безразмерная энталпия потока.

В работе [10] показано, что для квадратичной аппроксимации вдува

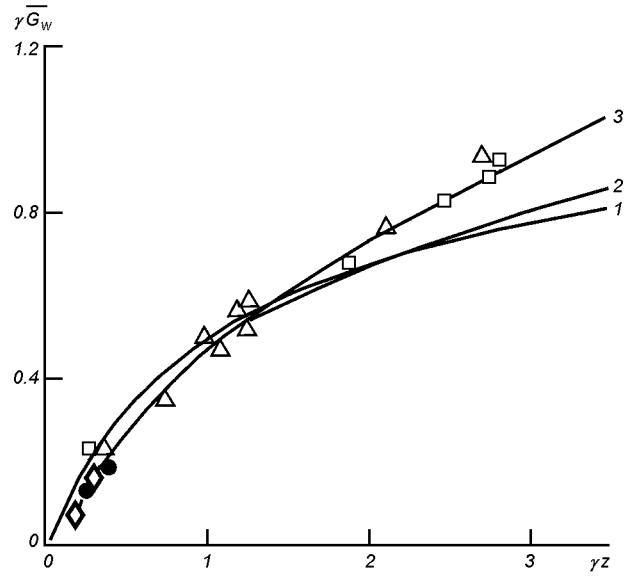


Рис. 5. Зависимость $\gamma \bar{G}_w$ от безразмерной энталпии потока γz : 1–3 — расчет по (16), (18), (19), квадратики — экспериментальные данные для фторопласта [20], $H^* = 2750$ кДж/кг, треугольники — для стеклопластика на эпоксидном связующем, $H^* = 10700$ кДж/кг, точки — для легированной КСК, $H^* = 15700$ кДж/кг, ромбики — для графита [7], $H^* = 34000$ кДж/кг

$$\Psi = 1 / [3(\gamma \bar{G}_w)^2 + \gamma \bar{G}_w + 1] \quad (17)$$

баланс тепла сводится к виду

$$\gamma \bar{G}_w = \sqrt[3]{\frac{\gamma z}{3}} \left(1 - \frac{0.2}{\sqrt[3]{(\gamma z)^2}} \right) - \frac{1}{9}. \quad (18)$$

Наконец, преобразуя выражение (11) к виду, аналогичному (16), (18), с учетом (12) получим

$$\gamma \bar{G}_w = 0.63\sqrt{\gamma z} - 0.18. \quad (19)$$

Сравнение экспериментальных данных (рис. 5) с различными по точности решениями в форме (16), (18) и (19) указывает на наличие универсальной зависимости $\gamma \bar{G}_w$ от γz . Таким образом, эмпирическое соотношение (11) может быть распространено на любые другие условия, если коэффициент вдува незначительно отличается от среднего «ламинарного» значения 0.6, а отношение $\gamma z < 5$.

Поскольку $H \approx 2(\Delta Q_w)_{\text{max}}$ в (11) можно считать параметром стабилизации уноса массы материала, то он должен зависеть не только от внутреннего теплопоглощения материала $H^* = H(T_w) + \Delta Q_w$, но и от эффекта вдува. Действительно, с точностью до

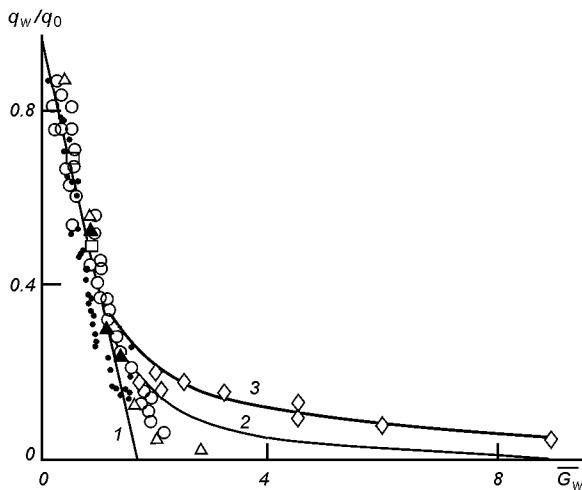


Рис. 6. Влияние параметра вдува \bar{G}_w на отношение q_w/q_0 : точки — данные [5], кружки — [2], треугольники — [3], темные треугольники — [9], ромбочки — [1], квадратики — [21]; кривая 1 — расчет по (15), 2 — по (17), 3 — по (21)

10 % можно записать $H \approx [H(T_w) + \Delta Q_w]/\gamma$. Тогда выражение (11) можно представить в виде

$$\bar{G}_w \approx \sqrt{\frac{\gamma(I_e - I_w)}{\Delta Q_w + H(T_w)}} - \frac{H(T_w)}{\Delta Q_w} = \sqrt{\gamma z} - 0.3, \quad (20)$$

из которого видно, что безразмерная скорость испарения материала прямо пропорциональна корню квадратному из отношения основных параметров, определяющих теплообмен в пограничном слое, и теплозащитных возможностей материала.

Это уравнение должно быть справедливо при вдуве полностью газифицированных продуктов теплового разрушения материала в ламинарный пограничный слой и «идеальном» теплозащитном материале, для которого максимальный тепловой эффект физико-химических превращений на поверхности в 3.4 раза превышает его теплосодержание при температуре кипения. В настоящее время к таким ТЗМ можно отнести только легированную кварцевую стеклокерамику, если в рассматриваемых условиях нагрева ее можно считать непрозрачной, и некоторые углерод-углеродные композиции, способные противостоять окислительному и эрозионному воздействию набегающего газового потока (рис. 2, 4).

Известно, что эффект вдува увеличивается при увеличении скорости разрушения и повышении энталпии заторможенного потока. Если при $\gamma \bar{G}_w < 1.2$ результаты разных исследователей [2, 5, 21] впол-

не удовлетворительно описываются линейной зависимостью (15), то при более высоких значениях параметра вдува наблюдается весьма большой разброс экспериментальных данных, и их никак не удается описать единой зависимостью. Часто это объясняется различными режимами обтекания, установление которых, на наш взгляд, также очень проблематично. В то же время выражение (20), представленное в виде безразмерной функции теплообмена

$$\psi = q_w/q_0 = \bar{G}_w/z, \quad (21)$$

подтверждается экспериментальными данными [1] до значений безразмерного параметра вдува $\bar{G}_w = 9$ (рис. 6). Тогда как, например, для кварцевого стекла даже при энталпии 100 000 кДж/кг параметр $\bar{G}_w < 2$. Только при входе в атмосферу Юпитера энталпия торможения превышает это значение.

Полученные результаты дают возможность определить предельную энергоемкость всего процесса теплового разрушения материала. Для этого воспользуемся выражением для эффективной энталпии (4) и закономерностью (11). При условии, что энталпия торможения $I_e \rightarrow \infty$, получим

$$I_{\text{эфф}} = \frac{q_0 - \varepsilon \sigma T_w^4}{G_\Sigma} \longrightarrow \frac{q_0}{G_\Sigma} = \\ = \frac{(\alpha/c_p)_0 (I_e - I_w)}{(\alpha/c_p)_0 [\sqrt{(I_e - I_w)/H} - 0.3]} \longrightarrow \sqrt{(I_e - I_w)H}. \quad (22)$$

В пределе $I_{\text{эфф}} \longrightarrow \sqrt{I_e H}$ при $I_e \gg I_w$.

Таким образом, в настоящее время можно считать твердо установленным, что максимальная энергоемкость внутренних процессов поглощения тепла устанавливается в момент равенства толщин прогретого и унесенного слоев, а предельная энергоемкость всего процесса теплового разрушения материала стремится к корню квадратному из произведения теплосодержания потока и суммарного теплового эффекта поверхностных процессов.

1. Абалтусов В. Е. Исследование теплообмена на проницаемой поверхности при наличии вдува // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук.—1985.—№ 10, вып. 2.—С. 10—13.
2. Авдуевский В. С., Глебов Г. А. Теплообмен в окрестности критической точки на проницаемой поверхности // Инж.-физ. журн.—1970.—18, № 5.—С. 777—781.
3. Анфимов Н. А., Альтов В. В. Теплообмен, трение и массообмен в ламинарном многокомпонентном пограничном слое при вдуве инородных газов // Теплофиз. высок. темп.—1965.—3, № 3.—С. 409—420.
4. Варгафтик Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. — М.: Наука, 1972.—720 с.

5. Горский В. В., Суржиков С. Т. Исследование характеристик разрушения стеклографитовых тел в потоке частично ионизированного воздуха // Инж.-физ. журн.—1982.—42, № 4.—С. 640—645.
6. Кузмич В. В. Исследование разрушения стеклопластика на основе наполнителя из кремнеземного волокна и эпоксидного связующего при квазистационарном нагреве // Особенности процессов тепло- и массообмена. — Минск: ИТМО АН БССР, 1979.—С. 194—197.
7. Ланделл Дж. Х., Дикки Р. Р. Абляция графита АТЖ при высоких температурах // Ракет. техн. и космонавтика.—1973.—11, № 2.—С. 111—119.
8. Материалы в машиностроении / Под ред. И. В. Кудрявцева. — М.: Машиностроение, 1969.—Т. 1.—304 с.
9. Мугалев В. П. Влияние вдува различных газов на теплообмен вблизи передней критической точки затупленного тела // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа.—1965.—№ 1.—С. 175—180.
10. Полежаев Ю. В., Фролов Г. А. Закономерности теплового разрушения при взаимодействии тела с высокоскоростным потоком газа // Инж.-физ. журн.—1989.—57, № 3.—С. 357—363.
11. Полежаев Ю. В., Юрьевич Ф. Б. Тепловая защита. — М.: Энергия, 1976.—392 с.
12. Таблицы физических величин. Справочник / Под ред. Н. К. Кикоина. — М.: Атомиздат, 1976.—1006 с.
13. Термодинамические свойства индивидуальных веществ. Справочное издание: В 4 т. — М.: Наука, 1979—1982.—Т. 1—4.
14. Фролов Г. А. Влияние вида нагрева на скорость разрушения материалов // Инж.-физ. журн.—1986.—50, № 4.—С. 629—635.
15. Фролов Г. А. Влияние различных факторов на испарение материала в высокотемпературном газовом потоке // Тепломассообмен ММФ-96. — Минск, 1996.—Т. 3.—С. 55—59.
16. Фролов Г. А., Пасичный В. В., Полежаев Ю. В. и др. Оценка энергии разрушения материала по его теплосодержанию // Инж.-физ. журн.—1986.—50, № 5.—С. 709—718.
17. Фролов Г. А., Пасичный В. В., Полежаев Ю. В. и др. Модель теплового разрушения материала при одностороннем нагреве // Инж.-физ. журн.—1987.—52, № 1.—С. 33—37.
18. Фролов Г. А., Полежаев Ю. В., Пасичный В. В. Скорость разрушения материалов при одностороннем нагреве // Инж.-физ. журн.—1987.—52, № 4.—С. 533—540.
19. Фролов Г. А., Полежаев Ю. В., Пасичный В. В. Влияние внутренних и поверхностных процессов поглощения тепла на прогрев и разрушение материалов // Инж.-физ. журн.—1987.—53, № 4.—С. 533—540.
20. Юрьевич Ф. Б. Поведение полимерных материалов в плазменной струе // Тепло- и массоперенос и тепловые свойства материалов. — Минск: ИТМО АН БССР, 1969.—С. 145—154.
21. Feldhuhm R. N. Heat transfer from a turbulent boundary layer on porous hemisphere // AIAA Paper.—1976.—N 119.

**POWER CONSUMPTION OF MAJOR FACTORS
OF HEAT ABSORPTION IN AERODYNAMIC HEATING
OF HEAT-PROTECTIVE COATINGS OF OBJECTS
OF SPACE-ROCKET ENGINEERING.**

**II. LIMIT POWER CONSUMPTION OF SURFACE
PROCESSES OF ABSORPTION OF HEAT AT THERMAL
DESTRUCTION OF A MATERIAL**

G. A. Frolov

We generalize results of numerical and experimental investigations of thermal destruction of materials over a wide range of thermogas dynamic parameters of a gas flow modelling the aerodynamic heating of heat-protective coatings (HPC). We determined the parameter of stabilization of the ablation. It is approximately equal to double the maximum thermal effect of physical and chemical processes on the surface of a disintegrating material $(\Delta Q_w)_{max}$. We found an interrelation between $(\Delta Q_w)_{max}$ and heats of evaporation of individual substances and the a constant of thermal destruction of a material. This constant was established from an analysis of the non-stationary warm-up and ablation of HPC. Our results allow us to prove the validity of the established law for porous cooling of a body up to a value of dimensionless speed of injection of 9.

УДК 581.17+582.34

Я. Д. Хоркавців, О. Т. Демків

Інститут екології Карпат Національної академії наук України, Львів

Вплив інгібіторів ауксинового транспорту на гравітропізм протонеми *Pohlia nutans* (Hedw.)

Надійшла до редакції 01.04.03

Досліджували гравітропізм протонеми моху *Pohlia nutans* після дії інгібіторів ауксинового транспорту. Фітотропін НФК (N-1-нафтилфталамова кислота), відомий як блокатор виходу ауксина з клітин вищих рослин, інгібував гравітропний згин 40—60 % клітин протонеми; 1-нафтилоцтова кислота знімала дію фітотропіну. Інші синтетичні ауксини блокували апікальне домінування, унаслідок чого галузилися апікальна і субапікальна клітини. Екзогенна індолілоцтова кислота навіть у високих концентраціях не знижувала гравітропізму. Відповідно до отриманих результатів, обговорюється роль ауксинового транспорту для гравітропізму апікальних клітин протонеми.

Скорочення:

ІОК — індолілоцтова кислота;

1-НОК — 1-нафтилоцтова кислота,

НФК — N-1-нафтилфталамова кислота

ПХІМК — ρ -хлорfenоксізомасляна кислота

2,4-Д — 2,4-дихлорfenоксиоцтова кислота

ТЙБК — 2,3,5-трийодбензойна кислота

використовуючи для цього інгібітори полярного транспорту ІОК і синтетичні ауксини.

МАТЕРІАЛ І МЕТОДИКА ДОСЛІДЖЕНЬ

У роботі використано стерильну гравітропну протонему моху *Pohlia nutans*, яку отримували зі спор, висіяніх на агаризоване середовище Кнока з мікроелементами [1]. Рослини вирощували у люмінестаті (фотoperіод 16 год) в контролюваних умовах освітлення ($25\text{--}30 \text{ мкмоль}\cdot\text{м}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$), температури ($20\text{--}22^\circ$) і вологості (80—90 %). Мох *P. nutans* збирали у лісовому масиві Львівської області (сел. Брюховичі) на відкритому, добре освітленому піщаному схилі.

Розчини фітогормонів готували перед самим експериментом. Усі реагенти — ІОК, 1-НОК, НФК, 2,4-Д, ТЙБК і ПХІМК розчиняли у етанолі і готували однакову 1 мМ вихідну концентрацію на дистильованій воді. Із таких розчинів робили розведення і отримували робочі концентрації реактивів в межах 0.1—100 мкМ.

Для усіх експериментів брали протонему, яка росла негативно гравітропно у темряві протягом шести днів. Чашки відкривали на зеленому світлі у стерильних умовах і вносили фітогормони у чашки, зверху на дернинки протонеми. Інкубація з фітогормонами тривала 30 хв. Тоді протонему промивали дистильованою водою, повертали чашки на 90°

і витримували у такому положенні 6 год. Протонему фіксували 1 % формальдегідом (40 хв при кімнатній температурі) і вимірювали кути згинів апікальних клітин на мікроскопі «Jenaval».

Частину чашок з протонемою після інкубації у розчинах фітогормонів використовували для аналізу швидкості росту протонеми і спостережень за галуженням клітин, які також робили на мікроскопі «Jenaval».

Досліди повторювали тричі і у кожному варіанті аналізували не менше 50 клітин. Отримані дані оброблено з використанням стандартних програм статистичного аналізу [4].

РЕЗУЛЬТАТИ ДОСЛІДЖЕНЬ ТА ЇХНЕ ОБГОВОРЕННЯ

Протонема *P. nutans*, так само як і інших гравічутливих видів мохів, росте у темряві густим пасом столонів, які орієнтується додори. Гравічутливі апікальні клітини такої протонеми мають характерний зональний розподіл пластид, що седиментують у субапікальній частині клітини під час гравістимуляції, на віддалі 40 мкм від вершка клітини і майже 100 мкм по довжині клітини. Згин вершків столонів візуально з'являється через 30—45 хв після гравістимуляції, а через 6 год він досягає 15—20°.

На гравічутливість і гравітропний ріст протонеми впливають фітотропіни, які специфічно інгібують полярний транспорт ауксинів, та синтетичні аналоги ауксина. Ми проаналізували дію різних ростових речовин на гравітропізм. Результати досліджень наведено у таблицях та графіках.

Фітотропін НФК у межах концентрацій 0.1—3.0 мкМ не змінював форми верхівки апікальної клітини, не порушував зонального розподілу амі-

Таблиця 1. Вплив фізіологічно активних речовин на гравітропний ріст протонеми *Pohlia nutans*

Діюча речовина	Концентрація, мкМ	Частка згинів, %	Кут згину, град
Контроль	0	93.7±4.1	18.6±1.4
ІОК	20	95.0±9.2	19.7±1.9
	40	42.7±4.8	7.5±1.1
НФК	3	61.2±6.3	14.4±1.4
	10	40.1±4.8	5.3±1.0
1-НОК	20	88.5±8.3	18.7±1.8
	40	30.2±2.2	12.1±1.2
ТІБК	3	79.3±7.2	18.0±2.0
	10	39.8±3.0	8.5±0.9
2.4-Д	20	74.2±7.1	15.8±1.9
	40	34.5±3.1	8.5±0.9
ПХМК	10	61.3±5.9	11.3±1.2

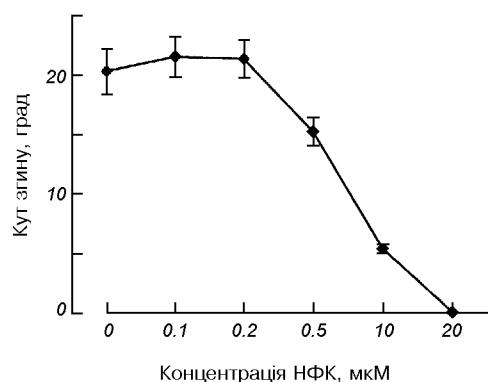


Рис. 1. Вплив різних концентрацій фітотропіну НФК на гравітропний згин апікальних клітин протонеми *Pohlia nutans*

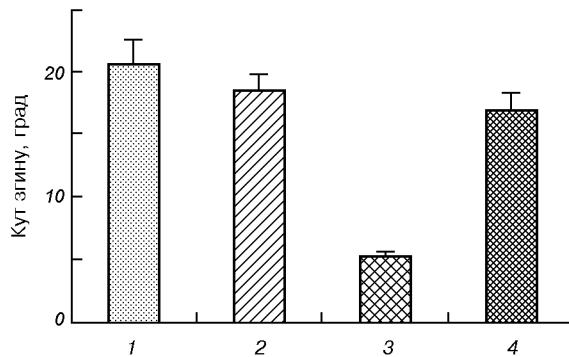


Рис. 2. Дія фітогормону (2), фітогормону (3) та їхніх сумішей (4) на гравітропізм протонеми *Pohlia nutans*; 1 — контроль

лопластів, не знижував істотно частку згинів і значення кута гравітропного згину. Вища (10 мкМ) концентрація НФК впливалася на розподіл пластид і інгібувала гравітропний ріст. Результати аналізу впливу різних концентрацій НФК на гравітропний згин приведені на рис. 1.

Починаючи з 0.5 мкМ розпочиналось різке зменшення кута гравітропного згину, одночасно зменшувалася частка гравічутливих клітин аж до повної втрати гравічутливості на високих концентраціях. Частково дію НФК знімав аналог ауксина 1-НОК. Якщо у середовище вносили суміш обох фітогормонів, то інгібіторний вплив НФК зменшувався, а гравітропний ріст з часом відновлювався (рис. 2). У суміші явний ростовий ефект отримали, коли концентрація НФК була 10 мкМ, а 1-НОК — 20 мкМ. На таких концентраціях гравічутливість відновлювали майже 80 % клітин, і кут згину збільшувався до 16° порівняно з 5° на середовищі з НФК.

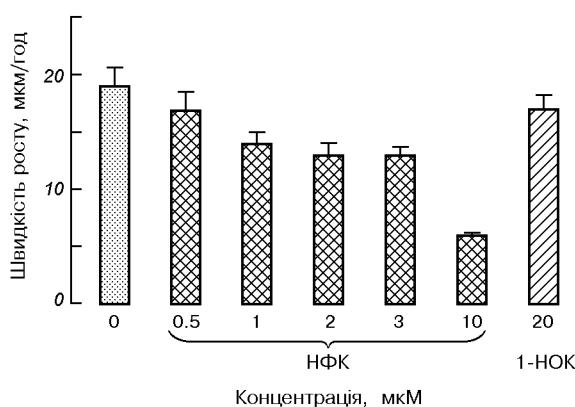


Рис. 3. Вплив НФК і 1-НOK на швидкість росту протонеми *Pohlia nutans*

НФК гальмувала також ріст протонеми. Як показано на рис. 3, збільшення концентрації від 0.5 до 1.0 мкмоль редукувало швидкість росту: при 1 мкмоль НФК — приблизно на 26 %, а при 10 мкмоль — на 69 %. Концентрація 20 мкМ НОК порівняно з НФК виявляла слабший інгібіторний ефект, зменшуючи швидкість росту лише на 10 % порівняно з контролем.

Інші фіtotропні також інгібували гравітропізм (табл. 1). Концентрація 10 мкМ ТЙБК знижувала гравітропну реакцію 60 % апікальних клітин, а 2,4-Д інгібувала гравітропізм лише на концентраціях — 40 мкМ.

Антагоніст ауксину ПХІМК, так само як і ТЙБК, виявляв меншу інгібуючу дію на гравізгин верхівок апікальних клітин. Виходячи з попередніх досліджень впливу анти-ауксина на ріст протонеми мохів, а також ролі полярного транспорту ауксинів в апікальному домінуванні, ми проаналізували дію ростових речовин (ІОК, НФК і ПХІМК) на галуження клітин протонеми (табл. 2).

Таблиця 2. Вплив фізіологічно активних речовин на галуження інтеркалярних клітин протонеми *Pohlia nutans*

Концентрація	Швидкість росту, мкм/год	Номер клітини, що галузиться*	Коефіцієнт галуження**
Контроль	13.1±1.2	4.2±0.1	38.7±4.2
ІОК, 1 мкМ	16.0±0.1	5.8±0.1	10.8±2.8
НФК, 5 мкМ	10.0±1.2	2.8±0.1	51.4±3.1
ПХІМК, 5 мкМ	9.8±1.0	3.3±0.1	45.3±3.0

* Номер клітини, рахуючи від апікальної.

** Відношення кількості клітин, що погалузилися, до загальної кількості клітин у столонах.

На відміну від анти-ауксина і фіtotропіну, ІОК гальмувала галуження інтеркалярних клітин. Дію ж НФК і ПХІМК можна розглядати як специфічну для галуження. Якщо у нормі галузилася четверта клітина, то під впливом фіtotропіну і анти-ауксина галуження перемістилося вперед і погалузилася апікальна і субапікальна клітини (рис. 4). Швидкість росту протонеми на підібраних нами концентраціях НФК і ПХІМК істотно не знижувалася, за винятком ІОК, яка трохи активувала видовження клітин. Вищі ж концентрації НФК і ПХІМК гальмували ріст апікальних клітин. Отже, можна припустити, що під впливом НФК і ПХІМК зменшився вміст ендогенного ауксина у другій (субапікальній) клітині, що зняло інгібіторний вплив ІОК на галуження інтеркалярних клітин.

Якщо порівняти дію ІОК і аналога ауксина 1-НOK на гравітропний ріст, то тільки високі концентрації обох фіtotормонів послаблювали гравітропну реакцію. Концентрація 40 мкМ ІОК інгібувала як кількість згинів, так і величину кута. 1-НOK істотно знижувала лише відсоток згинів і менше впливало на гравітропний кут (табл. 1). Як показано в роботі [26], 1-НOK не впливало на напрям росту позитивно гравітропного мутанта *Ceratodon purpureus*, на відміну від дикої форми. Так само не зменшувалася кількість клітин, які росли гравітропно. У той же час НФК викликала дезорієнтацію гравітропного росту столонів дикої форми, в результаті чого напрям росту міг змінитися аж на 180°.

Мохи синтезують ауксин з початкових стадій розвитку. Ендогенні фіtotормони діють безпосередньо у регуляції росту і розвитку гаметофіту [2, 9, 19]. Експериментально показано, що ІОК гаметофіту мохів має широкий спектр дії: стимулює ріст апікальних клітин, контролює галуження інтеркалярних клітин [3], активує диференціацію каулонеми, утворення ризоїдів [18] та закладання бруньок [9, 13].

Базипетальний транспорт ІОК відбувається у низці поодиноких клітин хлоронеми й каулонеми [21, 22] і у листкостеблових пагонах мохів [26]. Аналіз базипетального транспорту ІОК в клітинах каулонеми та ризоїдів *Funaria hygrometrica* і *Plagiomnium undulatum* свідчить про наявність у клітинах специфічних переносників входу і виходу ауксина. Функціонування переносників виходу ІОК показано для протопластів протонеми *Funaria hygrometrica* [11, 14]: фіtotропні НФК і ТЙБК інгібували виход ІОК, у зв'язку з чим вміст ІОК у протопластах збільшувався.

Проведені нами дослідження впливу фіtotормонів, фіtotропнів і антиауксина на гравітропізм

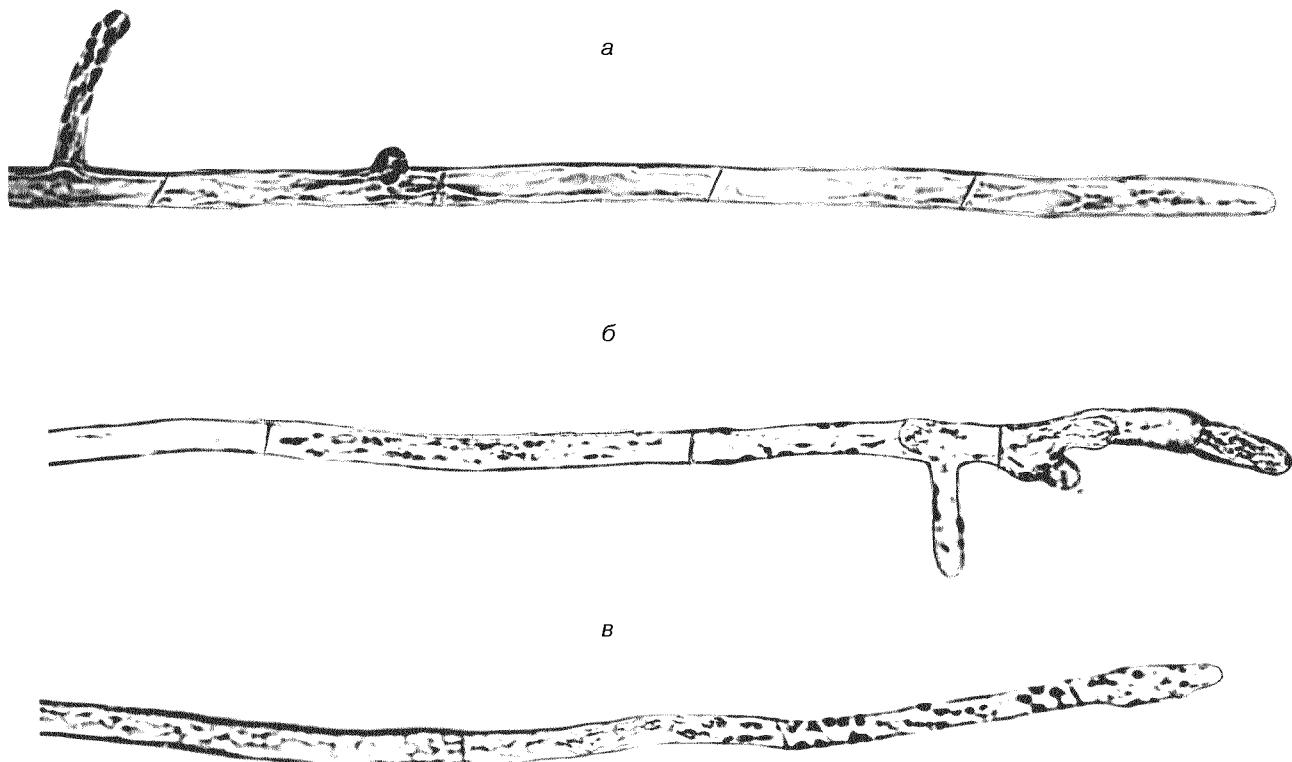


Рис. 4. Вплив фіtotропіну НФК (N-1-нафтилфталамова кислота) і ауксину ІОК (індолілоцтова кислота) на галуження клітин протонеми *Pohlia nutans* (Hedw.): *a* — контроль, галузиться четверта інтеркалярна клітина; *б* — під впливом НФК галузяться апікальна і субапікальна клітини; *в* — ІОК загальмувала галуження інтеркалярних клітин. Зб. 300^х

протонеми *Pohlia nutans* свідчать про участь базипетального транспорту ІОК у трансдукції гравістимулу в одній верхівковій клітині протонеми мохів. Високі концентрації екзогенної ІОК істотно гальмували галуження інтеркалярних клітин та інгібували кут гравітропного згину. Синтетична 1-НОК не лише знижувала частку негативно гравітропних столонів та кут згину, але й порушувала орієнтацію росту, стимулюючи позитивно гравітропний згин. Можна думати, що високі концентрації як ІОК, так і 1-НОК призводять до надлишку фітогормонів у клітинах, а також, ймовірніше, що їхній негативний вплив зумовлений деструкцією апікально-базального градієнту ІОК в апікальних клітинах протонеми. Такий висновок підсилюється й реакцією клітин протонеми на вплив фіtotропінів НФК і ТЙБК, які, як відомо, зв'язуються зі специфічними переносниками ІОК і блокують вихід ІОК з клітин, що впливає на характер градієнта ауксину в рецепторних апікальних клітинах і орієнтацію росту. Подібні результати про вплив фіtotропінів на гравітропізм одержано для протонеми *Ceratodon purpureus* [26]. На підставі наших та

інших даних можна зробити висновок про участь полярного транспорту ІОК у гравітропізмі нитчастих структур з апікальним ростом.

Молекулярний механізм дії ауксину після зв'язування з рецептором невідомий. Але виходячи із специфічності взаємодії субстрат/ліганд, у транспортній системі ауксину сайти виходу і дії ауксину дуже подібні. Відповідно стверджують про ідентичність, або дуже близьку гомологію білків-переносників і білків-транспортерів ауксину [16, 25]. На противагу цьому специфічність переносників входу і виходу ІОК відрізняється. Наприклад, відомо, що 1-НОК активніше стимулює транспорт ауксину і має дуже низьку спорідненість до переносників входу ауксину [12]. Тобто, природа селективної транспортної системи ауксину неоднакова, хоча є спільні рецептори-медіатори дії ауксину. Так само функціонує транспортна система ауксинів у мохів [21]. Загалом транспорт ауксину є необхідним елементом встановлення і підтримання полярності клітин. Порушення у транспорті ауксину ведуть до редукції апікального домінування та інших ауксин-залежних фенотипічних змін. НФК,

як і екзогенна ПХІМК чи 1-НОК, стимулювала підвищення ауксина в апікальній клітині до субоптимальної концентрації, що знімала дію апікального домінування і активувало галуження клітин, у тому числі й апікальних. Протидію на інгібіторний ефект НФК виявляла 1-НОК. Природа конкурентної взаємодії між НФК і 1-НОК невідома, але, очевидно, 1-НОК могла стимулювати функціонування транспортерів виходу ІОК з клітини. Як повідомлялось в роботі [23], екзогенна АТФ, яка змінює нормальний градієнт АТФ на плазматичній мембрани, інгібує витік ауксина з клітин і пригнічує гравітропізм. Вважають також, що експортем ауксина може бути АТФ-залежна помпа.

Дані, які ми отримали тут, свідчать, що фіtotропін НФК інгібує гравітропний згин трохи більше, ніж ріст протонеми. Якщо 3 мкМ НФК інгібувала згин майже 40 % клітин, то ріст клітин сповільнювався на 32 %, як це можна бачити з табл. 1 і рис. 3. Тобто, НФК діяла навіть дещо специфічніше на гравізгин, ніж на ріст. Але оскільки НФК інгібувала швидкість росту протонеми і швидкість гравітропного згину, то буде неправомірно розділяти ці два ефекти.

Як показано на рис. 1, низькі концентрації фіtotропіну НФК, на відміну від 1-НОК, можуть навіть трохи стимулювати гравітропізм, але стимулююча дія фіtotропіну має дуже вузьке вікно, бо вже концентрації більші від 0.5 мкМ блокують гравітропізм. 1-НОК завдяки спорідненості до рецепторів, які переносять ауксин із клітини, знімала інгібіторний вплив НФК на міжклітинний транспорт ауксинів і, таким чином, зберігався апікально-базальний градієнт потоку фіtогормонів, а гравітропний ріст відновлювався.

Перетворення механічної енергії у гравітропний згин пояснюють статолітною дією аміlopластів, яка підтверджена у багатьох працях [1, 8, 24]. Рух і/або тиск аміlopластів у гравітаційному полі передається на елементи цитоскелету, які пересилають сигнал на переносники виходу ауксина на сусідніх мембранах [15].

Особливістю протонеми мохів є те, що градієнт ендогенної ІОК і градієнт Ca^{2+} в апікальних клітинах мають однакову апікально-базальну напрямленість. Якщо врахувати специфіку згину апікальних клітин (zmіна орієнтації росту відбувається внаслідок переміщення зони росту в куполі апікальної клітини, а не диференційного росту), то гіпотези гравітропізму, які розробляються для багатоклітинних органів квіткових рослин [16], не можна безпосередньо переносити на протонему мохів. Базипетальний транспорт ІОК в апікальній клітині поляризує її функціонально і є чутливим

сенсором до ендогенних змін, у тому числі седиментації аміlopластів [6]. Показано, що седиментація аміlopластів викликає локальне підвищення Ca^{2+} -АТФаз у зоні осідання пластид і місцях контакту з ендомембраними [1]. Тому можна припустити, що активація Ca^{2+} -АТФаз буде індукувати латеральну вісь транспорту Ca^{2+} і відповідне переміщення Ca^{2+} -каналів на плазматичній мембрani клітини. Рівнодійна базипетального і латерального потоків Ca^{2+} буде зміщуватися від центра на бік apexa верхівкої клітини, ініціюючи новий потік іонів кальцію. Зміна полярного транспорту Ca^{2+} відкоректує потік ІОК [5], і його наслідком стане зміщення ростової зони. Якщо порушити транспорт ауксина фіtotропінами, то це заблокує ріст і сприйняття гравістимулу. Отже, у гравітропізмі апікальної клітини протонеми домінує поляризація, а не ростова функція ІОК

1. Демків О. Т., Хоркавців Я. Д., Кардаш А. Р. и др. Взаимодействие света и гравитации в ростовых движениях мохов // Физиол. растений.—1997.—44, № 2.—С. 205—211.
2. Демків О., Хоркавців Я., Кардаш О. Гормональний контроль розвитку гаметофіту мохів // Праці наукового товариства імені Шевченка. — Львів, 1999.—3.—С. 39—49.
3. Лазаренко А. С., Демків О. Т. Корелятивне гальмування росту протонеми *Funaria hygrometrica* Hedw. // Доп. АН УРСР. Сер. Б.— 1968.—№ 8.—С. 763—765.
4. Лакін Г. Ф. Біометрія. — М.: Вища школа, 1990.—352 с.
5. Медведев С. С. Физиологические основы полярности растений. — Санкт-Петербург: Кольна, 1996.—159 с.
6. Меркіс А. И. Сила тяжести в процессах роста растений // Проблемы космической биологии. — М.: Наука, 1990.—68.—185 с.
7. Ashton N. W., Chulze A., Hall P., Bandurski R. S. Estimation of indole-3-acetic acid in gametophytes of the moss *Physcomitrella patens* // Planta.—1985.—164.—P. 142—144.
8. Barlow P. W. Gravity perceptions in plants: a multiplicity of systems derived by evolution // Plant Cell and Environment.—1995.—18.—P. 951—962.
9. Bopp M. Die Wirkung von Heteroauxin auf Protonemawachstum und Knospenbildung von *Funaria hygrometrica* // Z. Bot.—1953.—41.—P. 1—16.
10. Bopp M. The hormonal regulation of morphogenesis in mosses // Proceedings in Life Sciences. Plant Growth Substances 1979 / Ed. F. Skoog. — Berlin: Springer, 1980.—P. 351—361.
11. Bopp M., Geier U. Protoplast and transport // Methods in Bryology / Bryol. Methods Workshop. Mainz. — Proc. Hattori Bot. Lab. Nichinan.—1988.—P. 89—97.
12. Delbarre A., Muller P., Imhoff V., Guern J. Comparison of mechanisms controlling uptake and accumulation of 2,4-dichlorophenoxy acetic acid, naphthalene-1-acetic acid, and indole-3-acetic acid in suspension-cultured tobacco cells // Planta.—1996.—198.—P. 532—541.
13. Chopra R. N., Vashistha B. D. The efect of auxins and antiauxins on shoot-bud induction and morphology in the moss *Bryum antrovirens* Will. ex Brid // Austral. J. Bot.—1990.—38.—P. 177—184.

14. Geier U., Werner O., Bopp M. Indole-3-acetic acid uptake in isolated protoplasts of the moss *Funaria hygrometrica* // Physiol. plant.—1990.—80.—P. 584—592.
15. Godbole R., Michalke W., Nick P., Hertel R. Cytoskeleton drugs and gravity-induced lateral auxin transport in rice coleoptiles // Plant Biol.—2000.—N 2.—P. 176—181.
16. Hertel R. The mechanism of auxin transport as a model for auxin action // Plant Physiol.—1983.—112.—P. 53—67.
17. Jayaswal R. K., Johri M. M. Occurrence and biosynthesis of auxin in protonema of the moss *Funaria hygrometrica* // Phytochemistry.—1985.—24, N 6.—P. 1211—1214.
18. Johri M. M., Desai S. Auxin regulation of caulinoneama formation in moss protonema // Nature. New Biol.—1973.—245.—P. 223—224.
19. Kofler L. Contribution a l'étude biologique des mousses cultives *in vitro*: germination des spores, croissance et développement du protonema chez *Funaria hygrometrica* // Rev. bryol. et lichenol.—1959.—28, N 1-2.—P. 1—202.
20. Lehnert B., Bopp M. The hormonal regulation of protonema development in mosses. I. Auxin-cytokinin interaction // Z. Pflanzenphysiol.—1983.—110.—P. 379—391.
21. Rose S., Bopp M. Uptake and polar transport of indoleacetic acid in moss rhizoids // Physiol. Plant.—1983.—58.—P. 57—61.
22. Rose S., Rubery, Bopp M. The mechanism of auxin uptake and accumulation in moss protonemata // Physiol. Plant.—1983.—58.—P. 52—56.
23. Roux S. J., Tang W. Q., Sun Y. Extracellular ATF inhibits root gravitropism at concentrations that inhibit polar auxin transport // Gravitation and Space. Biol. Bull.—2001.—15.—P. 31.
24. Sack F. D. Plastids and gravitropic sensing // Planta.—1997.—203.—P. 63—68.
25. Swarup R., Marchant A., Bennett M. J. Auxin transport: providing a sense of direction during plant development // Biochem. Soc. Trans.—2000.—28.—P. 481—485.
26. Schwuchow J., Michalke W., and Hertel R. An auxin transport inhibitor interferes with unicellular gravitropism in protonemata of the moss *Ceratodon purpureus* // Plant Biol.—2001.—N. 3.—357—363.

**THE EFFECTS OF AUXIN TRANSPORT INHIBITORS
ON GRAVITROPISM IN PROTONEMATA OF THE MOSS
Pohlia nutans (Hedw.)**

Y. D. Khorkavtsiv, O. T. Demkiv

Gravitropism of the protonemata of the moss *Pohlia nutans* (Hedw.) is studied after the treatment with auxin transport inhibitors and auxin-related substances. The phytotropin NPA (naphthalphthalamic acid) known to block auxin efflux in higher plants inhibited gravitropic curvature of apical protonemal cells. The auxin 1-NAA (N-1-naphthalphthalamic acid) did not impair gravitropism of protonemata but reduced the inhibitory effect of NPA. IAA (indole-3-acetic acid), even at high concentrations, did not interfere with protonemal gravitropism. In line with our results, the auxin transport and action in a unicellular graviresponse system are discussed.

УДК 528.8.04

А. Д. Федоровский¹, В. Г. Якимчук¹, З. В. Козлов¹, А. А. Колоколов²

¹ Центр аерокосмічних досліджень Землі Інституту геологічних наук Національної академії наук України, Київ

² Державне конструкторське бюро «Південне», Дніпропетровськ

Моделирование и оценка эффективности космических систем зондирования Земли

Надійшла до редакції 03.04.03

Розглядається методика оцінки ефективності космічних систем дистанційного зондування Землі з використанням критеріїв приналежності і відповідності параметрів космічної системи характеристикам, що забезпечують виконання тематичних задач з найбільшою імовірністю. Визначення ефективності проводиться на основі статистичних іспитів імітаційної моделі.

Космические системы (КС) дистанционного зондирования Земли (ДЗЗ) предназначены для получения информации, обеспечивающей решение широкого круга научных и прикладных задач. КС ДЗЗ состоят из различных по принципу действия и физико-технической природы подсистем (визирования земной поверхности, регистрации информации ДЗЗ, управления, передачи и приема информации, обработки и распространения информации), которые, взаимодействуя между собой, образуют многоуровневую иерархическую структуру. В связи с этим КС ДЗЗ можно отнести к сложным системам, для исследования которых используются методы системного анализа. Реализация методов в каждом конкретном случае требует формирования своих критериев и создания соответствующей процедуры принятия решений [5].

Известны работы по оценке эффективности сложных систем. Например, программный комплекс Satellite Tool Kit (STK), а также методы оценки проектов с использованием концепции компромиссов и шкал экспертной оценки [1, 2]. Недостаток последних заключается в том, что эксперты не всегда могут предусмотреть результаты нелинейных взаимодействий между подсистемами сложной системы, учесть эффекты запаздывания в вы-

полнении отдельных операций, а также одновременно анализировать большое число параметров. Эти обстоятельства затрудняют оценку эффективности и прогнозирование функционирования КС ДЗЗ в реальных условиях. С помощью программного комплекса STK имитируется орбитальное движение и ориентация КА, рассчитываются временные и качественные характеристики покрытие участков земной поверхности аппаратурой ДЗЗ, определяется надежность радиосвязи между КА и наземными станциями приема информации. Однако комплекс STK не позволяет определить степень соответствия параметров исследуемой КС ДЗЗ характеристикам, обеспечивающим выполнение программы ДЗЗ в полном объеме, в том числе характеристикам, которые являются информативными признаками объектов и процессов на земной поверхности. В связи с этим невозможно получить численную оценку влияния параметров каждой подсистемы КС на эффективность функционирования КС ДЗЗ в целом. Кроме того, в комплексе STK не предусмотрена возможность оптимизации состава КС ДЗЗ и определения требований к параметрам подсистем.

Задача работы заключается в разработке методической основы системных исследований КС ДЗЗ, которая позволит объективно анализировать при-

чинно-следственные связи в системе и получать численные оценки эффективности функционирования как отдельных подсистем, так и КС в целом. При этом в качестве критерия эффективности используются оценки вероятности решения тематических задач ДЗЗ. Под тематическими задачами ДЗЗ будем понимать получение информации ДЗЗ, которая, наряду с наземными наблюдениями, используется для решения научных и прикладных задач в различных отраслях хозяйственной деятельности.

На первом этапе необходимо разработать адаптируемую к изменяющейся ситуации модель и осуществить имитационное моделирование процесса функционирования КС при решении различных тематических задач ДЗЗ. Модель должна имитировать различные сценарии развития системы, из которых выбирается наиболее эффективный для достижения поставленной цели. Для создания такой модели необходимо иметь четкое представление о структуре и функционировании КС ДЗЗ, о протекающих в ней процессах и выявить причинно-следственные связи в системе. Переменные, играющие роль причин, называются входными (параметры КС ДЗЗ и характеристики задач программы ДЗЗ), а переменные, отражающие последствия причин, — выходными (эффективности подсистем и КС ДЗЗ в целом).

Для построения динамических моделей КС ДЗЗ воспользуемся методом аддитивного баланса влияний [3], который является дальнейшим развитием метода системной динамики [6]. Английский вариант названия метода Adaptive Balance of Causes (ABC). Суть ABC-метода заключается в предположении, что модули, составляющие управляемую сложную систему, находятся в состоянии динамического равновесия, которое поддерживается функциями влияния, связывающими модули между собой. Поэтому внутри системы сохраняется режим динамического баланса влияний, а внешнее воздействие на систему управляет этим режимом. Использование ABC-метода для оценки эффективности КС ДЗЗ обусловлено тем, что при решении этой задачи возникает необходимость сбалансировать действие двух противоположных тенденций. С одной стороны, стремление повысить вероятность решения тематических задач ДЗЗ требует постоянного повышения качества получаемой информации ДЗЗ, а с другой — технические возможности и финансирование накладывают ограничения на улучшение параметров КС ДЗЗ. Концепция динамического баланса постулирует аддитивный характер влияний на каждый из модулей сложной системы со стороны других модулей и со стороны внешних сил. В связи с этим может быть получена

система уравнений, которая описывает взаимосвязи элементов КС ДЗЗ и динамический баланс системы в целом.

Процесс создания модели содержит несколько этапов: разработка концептуальной модели системы, разработка схемы основных причинно-следственных связей между компонентами системы; построение на основе последней системной диаграммы модели, формализация модели, т. е. получение в явном виде математических уравнений.

Концептуальная модель КС ДЗЗ представляет собой соединение целевых установок с основными конструктивными элементами (подсистемами), функционирование которых обеспечивает достижение поставленной цели. На основе концептуальной модели формируются основные причинно-следственные связи между уровнями модели, которые отражают характер функционирования подсистем КС ДЗЗ. Учитывая, что поставлена задача оценки эффективности как КС, так и отдельных подсистем, в схеме причинно-следственных связей в качестве уровней используются оценки эффективности функционирования подсистем КС ДЗЗ: Y_1 — эффективность визирования земной поверхности, Y_2 — эффективность регистрации информации, Y_3 — эффективность управления, Y_4 — эффективность передачи и приема информации.

На эффективность решения задач ДЗЗ (X_5) влияют следующие показатели: X_1 — качество информации ДЗЗ, X_2 — оперативность получения информации, X_3 — производительность КС ДЗЗ, X_4 — вероятность дешифрирования космических снимков. Перечисленные показатели достаточно просты, наглядны, имеют ясный физический смысл и могут рассматриваться как частные критерии оценки эффективности выполнения программы ДЗЗ — вероятности решения тематических задач ДЗЗ.

Внешними элементами воздействия в модели являются: метеоусловия Z_1 , методы дешифрирования Z_2 , погрешности орбиты и ориентации космического аппарата (КА) Z_3 , ресурс энергообеспечения КА Z_4 , отказы аппаратуры Z_5 .

Системная диаграмма модели КС ДЗЗ представлена в виде таблицы и состоит из уровней, объединенных цепями обратных связей. Взаимное влияние уровней и влияние на них внешних элементов в зависимости от направления воздействия обозначается стрелками двух видов: \uparrow или \downarrow . Обратные связи в уровнях показаны стрелками вида \leftarrow ; X_6 — характеристики, необходимые для решения тематических задач ДЗЗ, X_7 — параметры КС ДЗЗ.

Для последующей формализации модели вводится интервал времени τ , в течение которого значения влияющих функций можно приближенно счи-

Системная диаграмма модели КС ДЗЗ

Наименование и обозначение уровней	Уровни						
	x_1	x_2	x_3	x_4	x_5	x_6	x_7
Качество информации ДЗЗ	x_1					↑	
Оперативность КС ДЗЗ	x_2					↑	
Производительность КС ДЗЗ	x_3					↑	
Вероятность дешифрирования	x_4					↑	
Эффективность КС ДЗЗ	x_5					↔	
Характеристики задач ДЗЗ	x_6						↔
Параметры КС ДЗЗ	x_7						↔
Эффективность визирования	y_1	↑	↑				↓
Эффективность функционирования	y_2	↑					↑
Эффективность регистрации	y_3		↑				↓
Эффективность передачи и приема	y_4		↑	↑			↑
Метеоусловия съемки	z_1	↓					
Методы дешифрирования	z_2				↓		
Погрешности орбит. и ориентации КА	z_3	↓		↓			
Ресурс энергообеспечения КА	z_4			↓			
Отказы блоков АК	z_5		↓	↓			

тать постоянными. Формализация АВС-модуля модели КС ДЗЗ производится в виде системы уравнений (1):

$$\begin{aligned}
 X_{1k} &= X_{1j} + \\
 &+ \tau \cdot X_{1j} [\alpha_{x_1}(\Delta Y_1) + \alpha_{x_1}(\Delta Y_2) + \alpha_{x_1}(\Delta Z_1) + \alpha_{x_1}(\Delta Z_3)], \\
 X_{2k} &= X_{2j} + \tau \cdot X_{2j} [\alpha_{x_2}(\Delta Y_1) + \alpha_{x_2}(\Delta Y_4) + \alpha_{x_2}(\Delta Z_5)], \\
 X_{3k} &= X_{3j} + \tau \cdot X_{3j} [\alpha_{x_3}(\Delta Y_3) + \alpha_{x_3}(\Delta Y_4) + \\
 &+ \alpha_{x_3}(\Delta Z_3) + \alpha_{x_3}(\Delta Z_4) + \alpha_{x_3}(\Delta Z_5)], \\
 X_{4k} &= X_{4j} + \tau \cdot X_{4j} [\alpha_{x_4}(\Delta X_1) + \alpha_{x_4}(\Delta Z_2)], \\
 X_{5k} &= X_{5j} + \tau \cdot X_{5j} [\alpha_{x_5}(\Delta X_2) + \alpha_{x_5}(\Delta X_3) + \alpha_{x_5}(\Delta X_4)], \\
 X_{6k} &= X_{6j} + \tau \cdot X_{6j} [\alpha_{x_6}(\Delta Y_1) + \alpha_{x_6}(\Delta Y_2) + \\
 &+ \alpha_{x_6}(\Delta Y_3) + \alpha_{x_6}(\Delta Y_4) + \beta_{x_6}(\Delta X_6)], \\
 X_{7k} &= X_{7j} + \tau \cdot X_{7j} [\alpha_{x_7}(\Delta Y_1) + \alpha_{x_7}(\Delta Y_2) + \\
 &+ \alpha_{x_7}(\Delta Y_3) + \alpha_{x_7}(\Delta Y_4) + \beta_{x_7}(\Delta X_7)], \quad (1)
 \end{aligned}$$

где k и j — номера временных отсчетов моделирования процесса ДЗЗ.

Алгоритм функционирования модели состоит в последовательном моделировании подсистем: визирования, регистрации информации, управления, передачи и приема информации наземным комп-

лексом, обработки и распространения информации. Для оценки эффективности функционирования и соответствия параметров каждой подсистемы КС ДЗЗ характеристикам, обеспечивающим решение тематических задач и программы ДЗЗ в целом, используется процедура системного анализа, основанная на вычислении функций соответствия и принадлежности параметров подсистем характеристикам задач [5]. В результате такого анализа характеристик задач ДЗЗ X_6 и параметров КС ДЗЗ X_7 определяются эффективности $Y_1 \dots Y_4$.

Допустим, что КС ДЗЗ ($\{B\}$) состоит из множества подсистем B_i : $B = (B_1, B_2, \dots, B_i, \dots, B_n)$, где n — количество подсистем. Параметры каждой подсистемы КС ДЗЗ составляют множество $b = \{b_1, b_2, \dots, b_m\}$. Для подсистемы B_i параметры составляют множество $B_i = \{b_{i1}, b_{i2}, \dots, b_{ij}, \dots, b_{im(i)}\}$, где b_{ij} — j -й параметр i -й подсистемы, $j = 1, 2, \dots, m(i)$, $m(i)$ — количество параметров i -й подсистемы.

Программа тематических задач ДЗЗ (G) состоит из множества подпрограмм G_k : $G = \{G_1, G_2, \dots, G_k, \dots, G_q\}$, где k -я подпрограмма G_k содержит множество задач A_{kp} : $G_k = \{A_{k1}, A_{k2}, \dots, A_{kp}, \dots, A_{kl(k)}\}$, $k = 1, 2, \dots, q$, $p = 1, 2, \dots, l(k)$, q — количество подпрограмм, $l(k)$ — количество задач k -й подпрограммы.

Характеристики, обеспечивающие решение каждой тематической задачи ДЗЗ в каждой подсистеме

КС ДЗЗ, составляют множество $a = \{a_1, a_2, \dots, a_m\}$. Здесь принята единая нумерация во множествах b и a , хотя возможно отсутствие некоторых элементов в одном из множеств при их наличии в другом. Для тематической задачи A_{kp} характеристики, обеспечивающие ее решение в i -й подсистеме, составляют множество $a_{ikp} = \{a_{ikp1}, a_{ikp2}, \dots, a_{ikpj}, \dots, a_{ikpm(kp)}\}$, где a_{ikpj} — j -я характеристика p -й задачи k -й подпрограммы в i -й подсистеме, $j = 1, 2, \dots, m(kp)$, $m(kp)$ — количество характеристик p -й задачи k -й подпрограммы в i -й подсистеме ($kpj = 1, \dots, m$).

Чтобы оценить, насколько соответствуют параметры подсистем и КС ДЗЗ в целом характеристикам, необходимым для решения тематических задач подпрограмм и программы ДЗЗ, необходимо решить задачу классификации объектов B_i и B на множестве классов A_{kp} , G_k и G ($k = 1, \dots, q$; $p = 1, \dots, l(k)$), т. е. на множестве всех задач каждой подпрограммы и всех подпрограмм.

С этой целью вычисляются функции соответствия для каждого параметра последовательно по всем подсистемам КС ДЗЗ

$$f(b_{ij}, a_{ikpj}) = 1 - S(b_{ij}, a_{ikpj}), \quad (2)$$

$$\begin{aligned} j &= 1, \dots, m(kp), & p &= 1, \dots, l(k), \\ k &= 1, \dots, q, & i &= 1, \dots, n. \end{aligned}$$

где $S(a_{ikpj}, b_{ij})$ — функции близости параметров подсистем характеристикам, обеспечивающим решение тематических задач. При этом параметры подсистем могут быть четырех видов — требующие максимизации, минимизации, нахождения в определенном диапазоне значений параметров и их совпадения с конкретным диапазоном характеристик тематических задач. В случае, когда для какой-нибудь характеристики тематической задачи отсутствует соответствующий параметр в КС ДЗЗ, тогда $S(a_{ikpj}, b_{ij}) = 1$.

Эффективности отдельных подсистем и КС ДЗЗ в целом определяются с помощью функций принадлежности (3)–(8) параметров подсистем (F_i) и КС ДЗЗ (F) характеристикам, которые необходимо обеспечить, чтобы решить тематические задачи с наибольшей вероятностью. Функции принадлежности определяются для каждой тематической задачи (F_{11}, F_1), подпрограмм (F_{i2}, F_2) и программы ДЗЗ в целом (F_{i3}, F_3). При этом учитываются весовые коэффициенты: характеристик тематических задач (ρ_1), тематической задачи в подпрограмме (ρ_2) и подпрограммы в программе (ρ_3), а также соответствующие функции штрафа: $F_{11}^*, F_1^*, F_{i2}^*, F_2^*, F_{i3}^*, F_3^*$.

Для тематических задач в i -й подсистеме имеем

$$F_{11}(B_i, A_{kp}) = \sum_{j=1}^{m(i)} \rho_1(A_{kp}, a_{ikpj}) f(b_{ij}, a_{ikpj}) - F_{11}^*, \quad (3)$$

$$\begin{aligned} j &= 1, \dots, m(kp), & p &= 1, \dots, l(k), \\ k &= 1, \dots, q, & i &= 1, \dots, n. \end{aligned}$$

Для тематических задач в КС ДЗЗ:

$$F_1(B, A_{kp}) = \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^{m(i)} \rho_1(A_{kp}, a_{ikpj}) f(b_{ij}, a_{ikpj}) - F_1^*, \quad (4)$$

Для подпрограмм в i -й подсистеме:

$$\begin{aligned} F_{i2}(B_i, G_k) &= \sum_{p=1}^{l(k)} \left[\rho_2(G_k, A_{kp}) \times \right. \\ &\quad \left. \times \sum_{j=1}^{m(i)} \rho_1(A_{kp}, a_{ikpj}) \cdot f(b_{ij}, a_{ikpj}) \right] - F_{i2}^*. \end{aligned} \quad (5)$$

Для подпрограмм в КС ДЗЗ:

$$\begin{aligned} F_2(B, G_k) &= \\ &= \sum_{i=1}^n \sum_{p=1}^{l(k)} \left[\rho_2(G_k, A_{kp}) \sum_{j=1}^{m(i)} \rho_1(A_{kp}, a_{ikpj}) f(b_{ij}, a_{ikpj}) \right] - F_2^*. \end{aligned} \quad (6)$$

Для программы в i -й подсистеме:

$$\begin{aligned} F_{i3}(B_i, G) &= \sum_{k=1}^q \left\{ \rho_3(G, G_k) \times \right. \\ &\quad \left. \times \sum_{p=1}^{l(k)} \left[\rho_2(G_k, A_{kp}) \sum_{j=1}^{m(i)} \rho_1(A_{kp}, a_{ikpj}) f(b_{ij}, a_{ikpj}) \right] \right\} - F_{i3}^*. \end{aligned} \quad (7)$$

Для программы в КС ДЗЗ:

$$\begin{aligned} F_3(B, G) &= \sum_{i=1}^n \sum_{k=1}^q \left\{ \rho_3(G, G_k) \times \right. \\ &\quad \left. \times \sum_{p=1}^{l(k)} \left[\rho_2(G_k, A_{kp}) \sum_{j=1}^{m(i)} \rho_1(A_{kp}, a_{ikpj}) f(b_{ij}, a_{ikpj}) \right] \right\} - F_3^*. \end{aligned} \quad (8)$$

При этом должны выполняться условия

$$\sum_{j=1}^{m(i)} \rho_1(A_{kp}, a_{ikpj}) = \sum_{p=1}^{l(k)} \rho_2(G_k, A_{kp}) = \sum_{k=1}^q \rho_3(G, G_k) = 1.$$

Чем ближе значения параметров КС ДЗЗ к значениям характеристик задач, тем большее значение приобретает первая часть уравнений (3)–(8).

Вторая часть уравнений (3)–(8) выступает в роли функции штрафа за то, что в КС ДЗЗ есть параметры, которые не востребованы соответствующими характеристиками тематических задач, т. е. эти параметры не используются для обеспечения

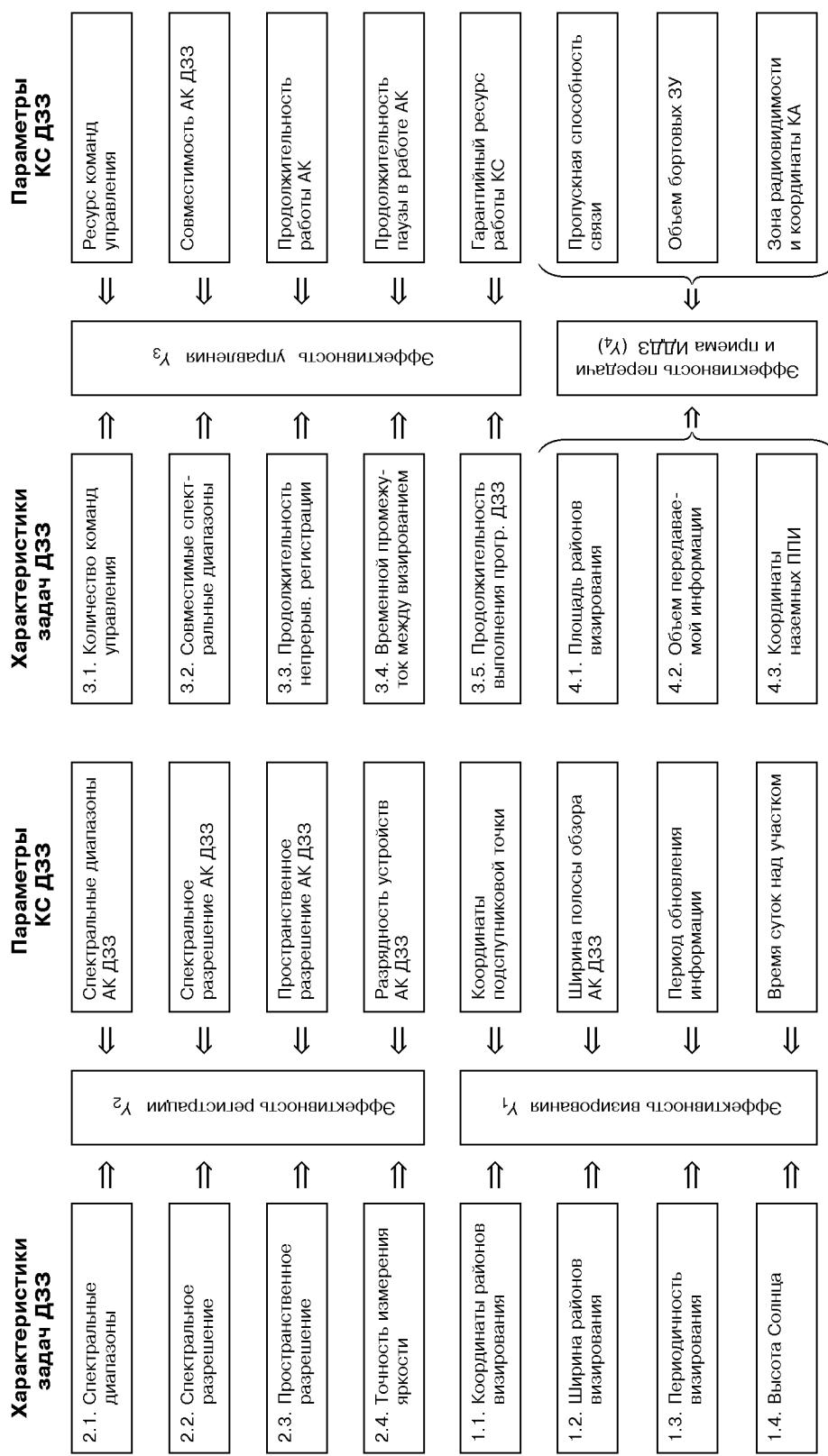


Рис. 1. Структурная схема оценки эффективности основных подсистем КС ДЗЗ

решения задач. Следовательно, в данном случае параметры КС ДЗЗ являются избыточными и увеличивают непроизводительную нагрузку. Функции штрафа увеличиваются с увеличением числа этих параметров и равны нулю, когда востребованы все параметры КС ДЗЗ.

Наибольшего значения функции принадлежности (3)–(8) достигают при полном совпадении значений параметров подсистем и КС ДЗЗ с аналогичными характеристиками, обеспечивающими решение тематических задач с наибольшей вероятностью, и равны числу соответствующих параметров. В противном случае значения функций (3)–(8) равны нулю. Следовательно, принятое в качестве критерия оценки вероятности решения тематических задач отношение значения функции принадлежности к числу параметров изменяется в диапазоне от максимального значения равного единице до минимального — ноль. Используя полученные выражения (3)–(8), в той же последовательности определяются коэффициенты эффективности для каждой подсистемы и КС ДЗЗ в целом: $Y(B_i, A_{kp})$, $Y(B, A_{kp})$ при решении тематических задач, $Y(B_i, G_k)$, $Y(B, G)$ при выполнении подпрограмм и $Y(B_i, G)$, $Y(B, G)$ для программы ДЗЗ в целом по следующим формулам:

$$\begin{aligned} Y(B_i, A_{kp}) &= F_{i1}(B_i, A_{kp}) / m(ikp), \\ Y(B, A_{kp}) &= F_1(B, A_{kp}) / \sum_{i=1}^n m(ikp), \\ Y(B_i, G_k) &= F_{i2}(B_i, G_k) / \sum_{p=1}^{l(k)} m(ikp), \\ Y(B, G_k) &= F_2(B, G_k) / \sum_{i=1}^n \sum_{p=1}^{l(k)} m(ikp), \quad (9) \\ Y(B_i, G) &= F_{i1}(B_i, G) / \sum_{k=1}^q \sum_{p=1}^{l(k)} m(ikp), \\ Y(B, G) &= F_3(B, G) / \sum_{i=1}^n \sum_{k=1}^q \sum_{p=1}^{l(k)} m(ikp). \end{aligned}$$

Уравнения (9) являются частью математической модели, определяющей эффективность подсистем и КС ДЗЗ.

Схема, в соответствии с которой определяется эффективность подсистем КС ДЗЗ в результате вычислений функций соответствия и принадлежности, представлена на рис. 1. В соответствии со схемой эффективность подсистемы визирования земной поверхности Y_1 определяется путем вычис-

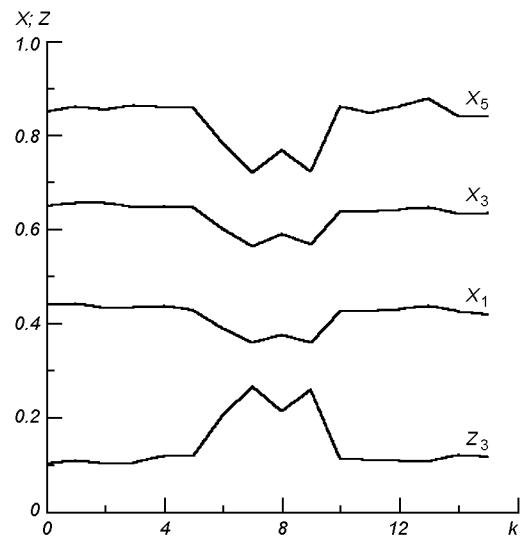


Рис. 2. Результаты моделирования КС ДЗЗ. Z_3 — погрешности орбитальные и ориентации КА, X_1 — качество информации ДЗЗ, X_3 — производительность КС ДЗЗ, X_5 — эффективность КС ДЗЗ, k — номер временного отсчета

лений функций соответствия и принадлежности на основе сравнения характеристик тематических задач ДЗЗ: координаты районов визирования — блок 1.1, ширина районов визирования — блок 1.2, периодичность визирования — блок 1.3, высота Солнца — блок 1.4 и соответствующих параметров подсистемы, представленных справа от блока Y_1 . Аналогично определяются эффективности подсистем Y_2 , Y_3 и Y_4 .

Математическая модель КС ДЗЗ (1–9) была частично реализована программными средствами на ПЭВМ. На рис. 2 приведен пример, когда на процесс ДЗЗ оказали влияние погрешности орбитальные и ориентации КА Z_3 (отсчеты $k = 6\ldots9$). Возникновение погрешности ориентации КА привело к снижению качества информации ДЗЗ (X_1), производительности КС ДЗЗ (X_3) и, естественно, — к уменьшению эффективности КС ДЗЗ (X_5).

Рассмотренная модель не претендует на исчерпывающее описание КС ДЗЗ. В данной работе преследовалась цель изложить концепцию системного подхода к моделированию и оценке эффективности КС ДЗЗ с использованием метода аддитивного баланса влияний. На основе такого методического подхода предполагается разработать методику и соответствующую компьютерную программу для моделирования и прогнозирования сценариев раз-

вития КС ДЗЗ, нахождения варианта построения КС, обеспечивающего ее функционирование с наибольшей эффективностью. Для создания такого программного продукта потребуется дальнейшая работа по уточнению структуры и причинно-следственных связей между элементами КС, совершенствованию и развитию этапов системного подхода применительно к анализу КС ДЗЗ.

1. Волкович В. Л., Волошин А. Ф., Даргейко Л. Ф. и др. Методы и алгоритмы автоматизированного проектирования сложных систем управления. — Киев: Наук. думка, 1984.—216 с.
2. Подиновский В. В., Ногин В. Д. Парето-оптимальные решения многокритериальных задач. — Г.: Наука, 1982.—328 с.,
3. Тимченко И. Е., Игумнова Е. М., Тимченко И. И. Системный менеджмент и АВС-технологии устойчивого развития. — Севастополь: ЭКОСИ-Гидрофизика, 2000.—224 с.
4. Федоровский А. Д., Даргейко Л. Ф., Зубко В. П., Якимчук В. Г. Системный подход к оценке эффективности аппаратурных комплексов дистанционного зондирования

Земли // Космічна наука і технологія.—2001.—7, № 5/6.—С. 75—79.

5. Федоровский А. Д., Якимчук В. Г. Имитационное моделирование космических исследований ДЗЗ: постановка задачи и пути решения. // Космічна наука і технологія.—2002.—8, № 2/3.—С. 83—88.
6. Forrester J. W. Industrial Dynamics. — Cambridge MA, Productivity Press, 1961.—160 р.

SIMULATION PROCESS AND ESTIMATION OF EFFICIENCY OF SPACE SYSTEMS FOR REMOTE SENSING OF THE EARTH

A. D. Fedorovskyi, V. H. Yakymchuk, Z. V. Kozlov,
A. A. Kolokolov

We consider a method for efficiency estimation of space systems for remote sensing of the Earth using criteria of conformity of space system parameters to the characteristics ensuring the execution of remote sensing theme problems with the most probability. The efficiency determination is made on the basis of simulation model statistical tests.

УДК 537.591:612.014482.5:577.462

Х. К. Мурадян¹, Н. А. Утко¹, Т. А. Бадова¹, В. В. Безруков¹,
Г. М. Бутенко¹, И. Н. Пищель¹, А. Е. Родниченко¹, Л. Н. Сытник¹,
А. Н. Устименко¹, В. А. Желтоножский², Л. В. Садовников², Г. Г. Тарасов³

¹Інститут геронтології Академії медичних наук України, Київ

²НЦ «Інститут ядерних досліджень» Національної академії наук України, Київ

³Інститут фізики напівпровідників Національної академії наук України, Київ; Університет ім. Гумбольдта, Берлін

Влияние нейтронного облучения на скорость газообмена и активность ключевых ферментов антиоксидантной системы печени мышей

Надійшла до редакції 03.01.03

Зроблено спробу зmodелювати в наземних умовах нейтронне опромінення, характерне для вторинного випромінювання в літальних космічних апаратах. З цією метою використано джерело з радіоактивним ізотопом $^{252}\text{Cf}_{98}$, спектр нейtronів якого, сформований за допомогою водневмісних матеріалів, має моду 1—5 MeВ. Показано, що приблизно через добу (22–24 год) після опромінення у миші ($n = 54$) спостерігається дозо-залежне збільшення швидкості споживання кисню (V_{O_2} , $r = 0.48$, $P < 0.001$) та виділення вуглекислого газу (V_{CO_2} , $r = 0.59$, $P < 0.001$), яке супроводжується підвищеннем активності супероксиддисмутази ($r = 0.34$, $P < 0.02$), але не каталази печінки. У контрольних мишей ($n = 23$) активність каталази позитивно корелює з V_{O_2} ($r = 0.66$, $P < 0.001$) і V_{CO_2} ($r = 0.63$, $P < 0.001$). Для групи тварин, опромінених дозою нейtronів 2 Гр ($n = 20$), такої кореляції немає. Результати аналізу за допомогою тривимірного нелінійного плотингу свідчать про суттєві кількісні та якісні відмінності взаємозв'язків між розглянутими прo- і антиоксидантними параметрами в групах контрольних і опромінених мишей.

ВВЕДЕНИЕ

Взаимодействие высокоэнергетических космических частиц галактического или солнечного происхождения с материалами летательных аппаратов может генерировать множество вторичных частиц (так называемое δ -излучение). Некоторые из этих частиц, например нейтроны, обладают высокой проникающей способностью и представляют большую опасность для биологических объектов, чем первоначальные частицы [1, 16]. Космические нейтроны, образующиеся в результате «испарения» или соударения с другими атомами, имеют распре-

деление энергии, характерное для наиболее опасных быстрых нейронов диапазона 1—10 МэВ, с небольшой долей нейронов энергии порядка 100 МэВ. Однако по мере проникновения вглубь материала летательных аппаратов их спектр расширяется в область низких энергий, и в частности, включает диапазон тепловых нейронов [6, 14].

Сплавы алюминия, которые используются при изготовлении космических аппаратов, обычно имеют толщину, которая создает вполне реальные условия для образования вторичных нейронов и «нездоровой» радиационной обстановки в отсеках обитания [20]. Положение здесь осложняется тем,

что измерение и мониторинг поглощенной дозы нейтронного облучения, коэффициент качества которого превосходит аналогичные показатели для заряженных частиц в 4–5 раз и γ -квантов — в 10–12 раз, продолжает оставаться в значительной степени нерешенной задачей, особенно в бортовых условиях космических аппаратов [5].

Обычно экспозиционные дозы облучения, полученные от частиц галактического и солнечного происхождения, примерно равны или по крайней мере соизмеримы. Однако при солнечных «взрывах», которые практически непредсказуемы, дозы в течение нескольких часов могут превосходить обычную годовую дозу [17]. Неопределенность радиационной обстановки при космических полетах усугубляется еще и тем, что плотность потока радиоактивных частиц на отдельных участках траектории или поверхности планет может быть выше предполагаемых величин. Например, выяснилось, что на Марсе нейтроны образуются не только в результате столкновения космических протонов и тяжелых ионов с атомами кислорода и углерода в верхних слоях атмосферы, но и вследствие ядерных реакций, которые идут в твердых породах поверхности. Иначе говоря, на Марсе есть два практически независимых и соизмеримых по мощности потока нейтронов, идущих сверху вниз и снизу вверх [8]. Учитывая подобные сложности радиационной обстановки, обсуждается необходимость организации предварительной непилотируемой миссии для зондирования радиационной обстановки вдоль предполагаемой пилотируемой траектории, а также на орбите и поверхности Марса [18]. Вполне возможно, что подобные дорогостоящие меры предосторожности станут неизбежным этапом и при подготовке других космических экспедиций.

Не менее важными и нерешенными остаются биологический и медицинский аспекты влияния космических нейтронов. Известно, что комбинированное влияние факторов космического полета трудно воспроизведимы в наземных условиях, в частности, из-за отсутствия удовлетворительных моделей невесомости. Такие исследования, очевидно, должны проводиться непосредственно в космосе. Однако само по себе специфическое влияние нейтронного облучения можно достаточно адекватно моделировать и на Земле. Более того, такие наземные исследования могут обеспечить изучение специфических эффектов нейтронного облучения с большим набором экспериментальных средств и со значительно меньшими затратами, чем в невесомости.

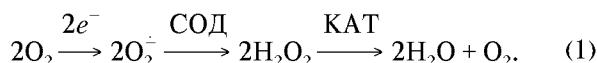
Сказанное обосновывает актуальность настоящих исследований, которые были проведены с целью: во-первых, создания стационарной модели облучения нейtronами с энергиями вторичных нейтронов, образующихся в отсеках обитания летательных аппаратов, во-вторых, для изучения влияния таких нейтронов на функциональное состояние различных биологических систем.

Такая модель была создана на базе источника НК 252.МО1.106, содержащего изотоп $^{252}\text{Cf}_{98}$. Этот изотоп испускает заряженные частицы (α -частицы и электроны), γ -кванты (с энергиями менее 100 кэВ) и быстрые нейтроны спонтанного деления. Он был выбран потому, что заряженные частицы и γ -кванты можно относительно легко отфильтровать с помощью соответствующих экранов и работать со сравнительно чистым потоком нейтронов. Более того, варьируя расстоянием от источника и толщиной или материалом рассеивателей, можно создать поток нейтронов с заданной плотностью и энергией.

Важным моментом при проведении настоящих исследований был и выбор биологических параметров, среди которых особое значение может иметь изучение двух функционально тесно связанных систем — газообмена и антиоксидантной защиты. Ведь вызванная нейтронами ионизация биологического материала неизбежно связана с образованием свободных радикалов, и в первую очередь кислорода (оксирадикалов). В норме уровень оксирадикалов в значительной степени определяется равновесием, которое обеспечивается, с одной стороны, общим уровнем окислительных процессов, т. е. уровнем газообмена, а с другой — эффективностью работы антиоксидантной системы. При нейтронном облучении, очевидно, должно произойти нарушение или сдвиг равновесия между указанными про- и антиоксидантными процессами.

В последние годы произошли существенные изменения представлений о роли оксирадикалов в жизнедеятельности клетки. Накапливающиеся данные указывают не только на деструктивную, разрушающую природу оксирадикалов, но и на их необходимость и, быть может, незаменимость во многих регуляторных и защитных процессах [4, 10, 15]. Более того, полагают, что клетка нуждается в стабильном потоке оксирадикалов, который поддерживается на оптимальном уровне благодаря координированным изменениям скоростей их генерации (в основном путем «утечки» супероксид-анион-радикала из электрон-транспортной системы митохондрий) и гашения с помощью ключевых ферментов — супероксиддисмутазы (СОД) и каталазы

(КАТ) [7, 9]. Ниже представлена схема основного потока оксирадикалов и регулирующих его ферментов, согласно которой уровень оксирадикалов определяется двумя физиологическими и двумя биохимическими переменными — скоростью газообмена и превращения части потребленного кислорода в супероксид-анион-радикал (O_2^-) и активностями антиоксидантных ферментов, ответственных за превращение анион-радикала в метастабильную, но потенциально опасную перекись водорода (СОД), и, наконец, разрушение перекиси до воды и молекулярного кислорода (КАТ):



Все сказанное определило задачи настоящей работы — изучить влияние нейтронного облучения на скорость газообмена и активность ключевых ферментов антиоксидантной системы. Функциональную нагрузку системы газообмена оценивали по скорости потребления кислорода (V_{O_2}) и выделения углекислого газа (V_{CO_2}), а состояние антиоксидантной системы определяли по активностям СОД и КАТ.

Полученный материал обрабатывали двух- и трехмерными методами статистического анализа. Как нам известно, для изучения биологических эффектов нейтронного облучения в работе впервые использованы трехмерные нелинейные методы анализа, которые представляются более адекватными сложности изучаемых явлений.

МАТЕРИАЛ И МЕТОДЫ

В работе использованы 54 самца мышей линии C57Bl/6 в возрасте 3—6 мес., которые содержались в стандартных условиях вивария Института геронтологии АМН Украины. Мышей подопытных групп облучали нейtronами с уровнями интегральной поглощенной дозы 2, 4 и 6 Гр на источнике типа НК 252.MOI.106 (Россия). Электроны, α -частицы и γ -кванты, испускаемые при распаде изотопа $^{252}Cf_{98}$, отсекали с помощью фильтра из металла и органического рассеивателя, содержащего примесь 10 % бора. При этом формируется энергетический спектр нейтронов с модой 0.25—5 МэВ. Индикатором рассеяния быстрых и промежуточных нейтронов в зоне контейнера с облучаемыми животными представляла собой некоторый сферический сегмент с плоскостью, совпадающей с полом контейнера и осью симметрии, проходящей через центр

источника и далее через геометрический центр контейнера с облучаемыми животными. Максимальная интегральная поглощенная доза призывалась к точке, расположенной на оси симметрии индикатора рассеяния, находящейся на расстоянии 15 мм от основания контейнера. Мощность дозы составляла примерно 1 Гр/ч. Дозиметрию нейтронов осуществляли с помощью трех разных по принципу методов: 1) прямым измерением потока нейтронов на разных расстояниях от контейнера без мышей и с мышами с помощью нейтронного дозиметра МКС-01Р, 2) специальной фоточувствительной пленкой, 3) с помощью интегральных расчетов с учетом состава тела и коэффициентов поглощения нейтронов соответствующими химическими элементами. Контрольные животные при этом находились в том же помещении, недалеко от источника нейтронов. Фоновое излучение, которому подвергались контрольные мыши, регистрировавшиеся различными способами, например дозиметром МКС-01Р для нейтронного излучения, было практически нулевым.

Учитывая, что сама по себе транспортировка животных из Института геронтологии в Институт ядерных исследований, где проводилось облучение, и обратно могла стать стрессорным фактором, в каждый сеанс облучения брались одновременно контрольные и подопытные мыши, которые содержались и транспортировались в одной и той же клетке. Животных доставляли из Института геронтологии в Институт ядерных исследований в контейнере, который обеспечивал умеренную звуко-, свето- и теплоизоляцию. Сразу после завершения сеанса облучения подопытных и контрольных животных возвращали в Институт геронтологии для определения комплекса физиологических, молекулярных и цитологических показателей.

Скорость газообмена (V_{O_2} и V_{CO_2}) у контрольных и подопытных мышей определяли перед забоем, то есть примерно через 22—24 ч после начала облучения. Газообмен определяли при 10-мин экспозиции мышей в стеклянной банке объемом 800 мл при комнатной температуре (19—21 °C). Содержание кислорода и углекислого газа в анализируемых образцах воздуха определяли с помощью соответствующих блоков газоспектрометра фирмы Gerb-Mijnhardt (Нидерланды) и выражали в $\text{l} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{ч}^{-1}$ [2]. Активность ферментов измеряли в супернатанте печени, который получали центрифугированием гомогената ткани при 10 000g.

Активность СОД определяли по степени ингибирования реакции восстановления феррицитохро-

ма-С супероксид-анион-радикалом, который генерировался ксантин-ксантиноксидазной системой. За единицу принималась активность, необходимая для ингибиции реакции на 50 %. Активность СОД выражали в ед.·мин⁻¹(мг белка)⁻¹ [13].

Активность КАТ определяли по скорости разрушения H₂O₂ и выражали в мкмоль·мин⁻¹(мг белка)⁻¹ [3]. Содержание белка определяли по методу Лоури [12]. Реактивы, использованные для измерения активностей ферментов, были приобретены у фирм Sigma (США), Aldrich (ФРГ) и Reanal (Венгрия).

Полученные данные были проанализированы с помощью первичной статистической обработки, дисперсионного анализа (ANOVA), линейной парной регрессии и корреляции, а также трехмерного нелинейного плоттинга и множественной корреляции. Обработка статистического материала проводилась с помощью программы «Статистика-5».

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Результаты первичной статобработки и дисперсионного анализа (ANOVA) полученных данных о влиянии нейтронного облучения дозой 2, 4 и 6 Гр на скорости потребления кислорода (V_{O_2}) и выделения углекислого газа (V_{CO_2}) представлены на рис. 1.

Сразу после помещения в измерительные емкости мыши проявляли естественные для такой мануальной процедуры признаки умеренного возбуждения и повышения физической активности, в результате чего уровень газообмена в первые минуты выше, чем в состоянии покоя. Предварительные опыты показали, что эти показатели постепенно снижаются, и примерно через 1–2 ч величины V_{O_2} и V_{CO_2} стабилизируются на уровне, характерном для состояния покоя. Исходя из такой динамики, в этой серии опытов определения V_{O_2} и V_{CO_2} проводились через каждые 30 мин в течение 90 мин. Такой подход, безусловно, требует больших усилий. Вместе с тем он позволяет оценить скорости газообмена в состоянии умеренного возбуждения и покоя, а также динамику перехода от одного состояния к другому.

Из представленных на рис. 1 данных следует, что в группах облученных мышей значения скоростей V_{O_2} и V_{CO_2} были выше уровня, характерного для контрольных животных, во всех четырех сроках измерений (0, 30, 60 и 90 мин). Хотя V_{O_2} и V_{CO_2} прогрессивно снижались по мере увеличения сроков

пребывания мышей в измерительных емкостях, соответствующие показатели в подопытных группах оставались выше уровня контрольных мышей во всех случаях. Статистически достоверное увеличение скорости газообмена у облученных мышей подтверждается при сравнении контрольных и облученных животных с помощью t-критерия Стьюдента и F-критерия Фишера. Так, согласно значениям статистик F, полученным при дисперсионном анализе (ANOVA), различия между контрольными и облученными группами становились более достоверными по мере увеличения сроков пребывания животных в измерительных емкостях (рис. 1). Полученные данные свидетельствуют о том, что по крайней мере на следующие сутки после облучения интенсивность газообмена подопытных мышей выше, чем у контрольных.

Зависимости V_{O_2} и V_{CO_2} от дозы (Д, Гр) нейтронного облучения в разные сроки после начала процедуры измерений (t , мин) оценивали и с помощью парной линейной регрессии и корреляции, результаты которых представлены выражениями (2)–(9):

$$V_{O_2} = 5.8 + 0.13D, r = 0.27, P = 0.053 \text{ при } t = 0, \quad (2)$$

$$V_{O_2} = 4.8 + 0.12D, r = 0.26, P = 0.058 \text{ при } t = 30, \quad (3)$$

$$V_{O_2} = 4.5 + 0.18D, r = 0.40, P = 0.003 \text{ при } t = 60, \quad (4)$$

$$V_{O_2} = 3.1 + 0.22D, r = 0.48, P < 0.001 \text{ при } t = 90, \quad (5)$$

$$V_{CO_2} = 4.4 + 0.19D, r = 0.33, P = 0.016 \text{ при } t = 0, \quad (6)$$

$$V_{CO_2} = 3.6 + 0.18D, r = 0.39, P = 0.004 \text{ при } t = 30, \quad (7)$$

$$V_{CO_2} = 3.3 + 0.19D, r = 0.47, P < 0.001 \text{ при } t = 60, \quad (8)$$

$$V_{CO_2} = 3.1 + 0.23D, r = 0.59, P < 0.001 \text{ при } t = 90. \quad (9)$$

В представленных уравнениях (2)–(9) обращает на себя внимание прогрессивное снижение свободных членов регрессии и увеличение коэффициентов корреляции по мере увеличения сроков после начала измерений. Так, если коэффициенты корреляции между V_{O_2} и дозой нейтронного облучения были на грани достоверности при $t = 0$ или 30 мин (выражения (2) и (3)), то они становились высоко достоверными при увеличении t до 60 мин и 90 мин (выражения (4) и (5)). Снижение же свободных членов регрессий по мере увеличения t указывает на постепенное успокоение животных и, возможно, может быть количественной мерой этого процесса. В целом представленные данные указывают на то, что облученные мыши находятся в своеобразном стрессовом состоянии. Значения V_{O_2} и V_{CO_2} у них

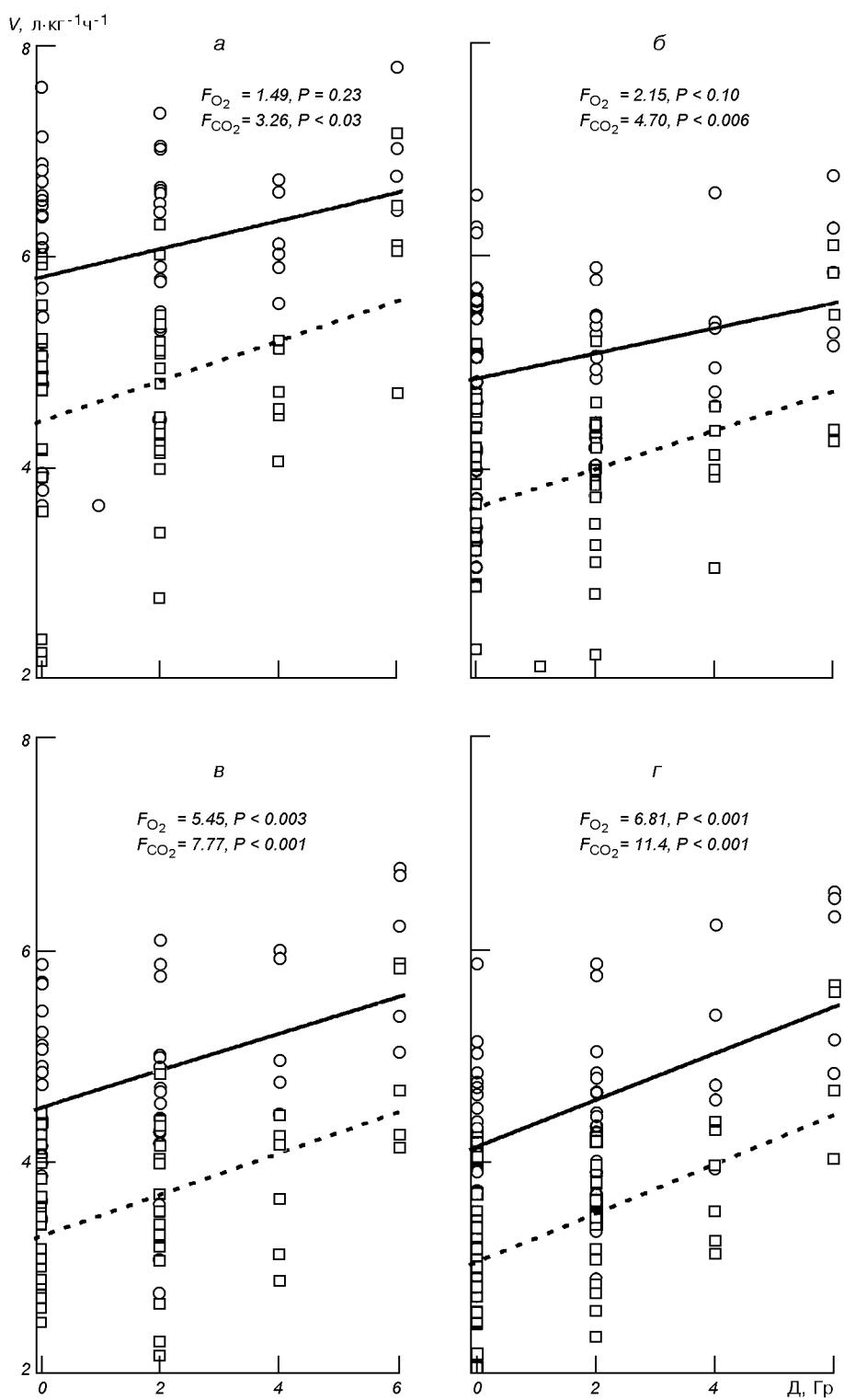


Рис. 1. Значения V_{O_2} (кружки и сплошная линия) и V_{CO_2} (квадратики и пунктирующая линия) у мышей линии C57Bl/6 в разные сроки после их помещения в измерительные емкости: а — 0 мин, б — 30 мин, в — 60 мин, г — 90 мин

выше не только в начале измерений, но и в меньшей степени снижаются по мере увеличения сроков их нахождения в измерительных емкостях. Такое заключение следует и при расчете суммарных изменений V_{O_2} и V_{CO_2} в течение всего срока измерений. Так, если за 90 мин процедуры измерений V_{O_2} и V_{CO_2} в группе интактных мышей снижаются на 27 % и 30 %, то соответствующие снижения в группах мышей, облученных дозой 2 Гр, составляли 27 % и 28 %, облученных дозой 4 Гр — 21 % и 20 %, 6 Гр — 14 % и 20 %.

Под влиянием нейтронного облучения наблюдается увеличение не только V_{O_2} и V_{CO_2} , но и активности СОД, которое было статистически достоверным при 4 и 6 Гр (таблица). Данные дисперсионного анализа свидетельствуют, что в целом влияние нейтронного облучения на активность СОД отличается высокой достоверностью ($F = 6.22$, $P < 0.002$). Однако следует отметить, что увеличения скорости газообмена и активности СОД не сопровождаются адекватным повышением активности другого ключевого фермента антиоксидантной системы — КАТ, корреляция которой с дозой облучения была практически нулевая ($r = 0.02$, $P = 0.89$). Отсутствие сколько-нибудь существенного влияния нейтронного облучения на активность КАТ следует также из представленных в таблице данных дисперсионного анализа ($F = 0.66$, $P = 0.58$).

Известно, что отсутствие значимых изменений средних величин не означает, что при этом не могут изменяться функциональные зависимости между анализируемыми переменными. Такой вывод с очевидностью следует и при анализе зависимости активностей СОД или КАТ от V_{O_2} . Соответствующие начальному измерению ($t = 0$) корреляционные поля представлены на рис. 2, а коэффициенты линейной регрессии и корреляции в группе контрольных мышей приведены в выражениях (10)–(11):

$$\text{СОД} = 41.7 - 1.1 V_{O_2}, r = -0.19, P = 0.41, \quad (10)$$

$$\text{КАТ} = 27.6 + 10.7 V_{O_2}, r = 0.66, P < 0.001. \quad (11)$$

У облученных дозой 2 Гр животных соответствующие уравнения имели вид

$$\text{СОД} = 45.1 - 2.1 V_{O_2}, r = -0.24, P = 0.33, \quad (12)$$

$$\text{КАТ} = 112.5 - 4.6 V_{O_2}, r = -0.20, P = 0.41. \quad (13)$$

Средние значения и стандартные ошибки активностей супероксиддисмутазы (СОД) и каталазы (КАТ) у контрольных и облученных нейтронами (2, 4 и 6 Гр) мышей

Группа животных	СОД, ед.·мин ⁻¹ мг белка	КАТ, мкмоль·мин ⁻¹ мг белка
Контрольные	35.3 ± 1.5	90.1 ± 4.0
2 Гр	32.2 ± 1.6	84.8 ± 4.0
4 Гр	43.2 ± 0.9*	97.3 ± 9.3
6 Гр	44.8 ± 1.2*	88.6 ± 8.3
	$F = 6.22 (P < 0.002)$	$F = 0.66 (P > 0.5)$

* — Различия по сравнению с контрольными животными статистически достоверны ($P < 0.01$)

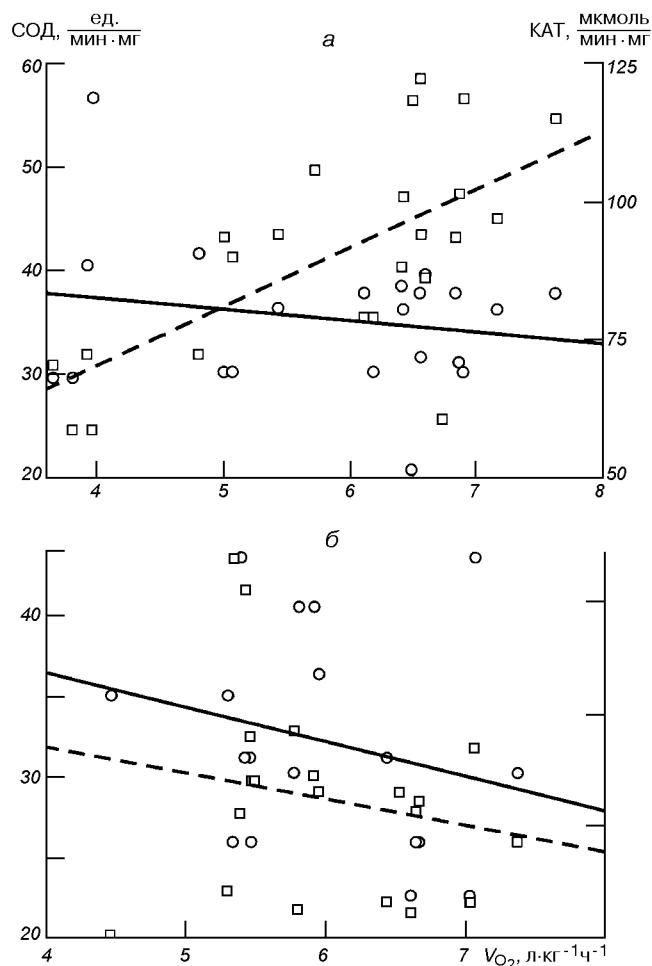


Рис. 2. Зависимость активностей СОД, ед.·мин⁻¹ (мг белка)⁻¹ (кружки и сплошная линия) и КАТ, мкмоль·мин⁻¹ (мг белка)⁻¹ (квадратики и пунктирная линия) от V_{O_2} у контрольных (а) и облученных дозой 2 Гр (б) мышей линии C57Bl/6

Из представленных данных следует, что в группе контрольных мышей есть отчетливая положительная корреляция между активностью КАТ и V_{O_2} ($r = 0.66$, $P = 0.001$). После облучения мышей нейтронами в дозе 2 Гр указанная корреляция

отсутствует (уравнение (13)). Следует отметить, что в группе контрольных мышей высокая степень коррелятивности наблюдалась и между активностью КАТ и V_{CO_2} ($r = 0.63$, $P < 0.001$), которой также не было в подопытной группе. Обнаруженное

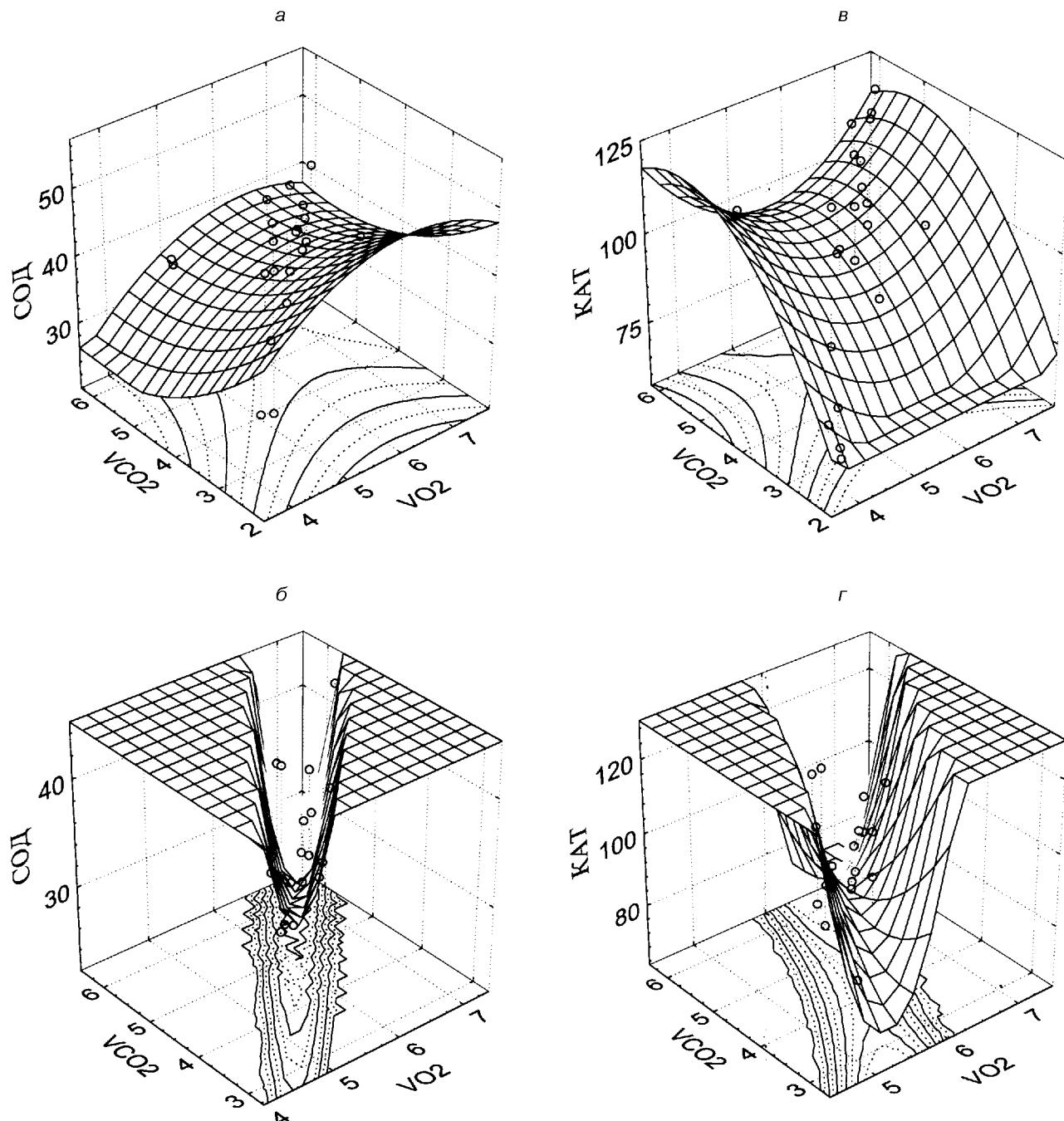


Рис. 3. Трехмерные нелинейные поверхности, описывающие зависимость между V_{O_2} , V_{CO_2} ($\text{л}\cdot\text{кг}^{-1}\text{ч}^{-1}$) и активностями СОД (ед.·мин $^{-1}$ (мг белка) $^{-1}$) и КАТ (мкмоль·мин $^{-1}$ (мг белка) $^{-1}$) у контрольных (*а*, *б*) и облученных дозой нейтронов 2 Гр (*в*, *г*) мышей линии C57Bl/6

увеличение интенсивности метаболических процессов без координированных изменений активности ферментов антиоксидантной системы, в частности КАТ, не противоречит заключению о том, что в условиях космического полета антиоксидантная ситуация может ухудшаться [11].

Отличия коррелятивных связей в группах контрольных и облученных животных, вероятно, могут свидетельствовать о вмешательстве нейтронов в сложные регуляторные связи между изучаемыми про- и антиоксидантными параметрами. Использование более «гибких» и информативных трехмерных нелинейных методов представляется более уместным для анализа таких сложных взаимоотношений. На рис. 3 представлены трехмерные поверхности, описывающие зависимость активностей СОД (указанных по вертикальной оси) от V_{O_2} и V_{CO_2} (указанных на осях горизонтальной плоскости) у контрольных (а) и облученных (б) животных. Из сравнения формы поверхностей следует, что у контрольных мышей зависимость активности СОД от V_{O_2} и V_{CO_2} достаточно хорошо описывается поверхностью, которая почти параллельна оси V_{CO_2} и монотонно увеличивается по мере увеличения V_{O_2} (рис. 3, а). Как и следовало ожидать, коэффициент множественной корреляции для такой зависимости ($R = 0.56$) был выше, чем в большинстве случаев парных линейных корреляций. Из формы этой поверхности можно заключить, что в группе контрольных мышей активность СОД мало зависит от изменений V_{CO_2} и увеличивается при увеличении V_{O_2} . В группе мышей, облученных промежуточными нейтронами в дозе 2 Гр, аналогичная поверхность имеет иную, «желобообразную» форму ($R = 0.63$), которая указывает на минимум активности СОД вдоль диагонали горизонтальной плоскости, соответствующей пропорциональным значениям V_{O_2} и V_{CO_2} . При нарушении пропорциональности между показателями газообмена, судя по крутизне боковых поверхностей желоба, активность СОД резко увеличивается. Такой рост активности СОД, возможно, имеет компенсаторную природу и направлен на устранение возникшей диспропорции между V_{O_2} и V_{CO_2} . Не исключено, что такая узкая желобообразная форма поверхности характерна для животных, подвергшихся неблагоприятным воздействиям. По крайней мере аналогичные формы поверхности были ранее обнаружены нами при свинцовой интоксикации крыс [19].

В целом такие же поверхности были обнаружены при анализе трехмерных зависимостей активности КАТ от V_{O_2} и V_{CO_2} у контрольных ($R = 0.69$) и облученных ($R = 0.70$) мышей (рис. 3, в, г). Единственная разница здесь заключается в том, что у контрольных мышей поверхность для КАТ параллельна оси V_{O_2} , а не V_{CO_2} , как это имело место для СОД (рис. 3). По всей видимости, у контрольных мышей изменения активности СОД больше ориентированы на сдвиги V_{O_2} , а КАТ — на более поздние этапы окислительных процессов, возможно, связанных с образованием перекисей (см. схему (1)), что в данной постановке эксперимента должно быть сильнее связано с изменениями V_{CO_2} .

Таким образом, проведенные исследования позволяют заключить, что использованный нами источник с $^{252}Cf_{98}$ позволяет облучать экспериментальные объекты нейтронами с модой распределения энергии 1—5 МэВ и может быть применен для моделирования эффектов космической ионизирующей радиации в наземных условиях. Из результатов опытов с облучением мышей такими нейтронами в дозе 2, 4 и 6 Гр следует, что у подопытных животных по крайней мере через сутки наблюдается увеличение интенсивности газообмена и активности СОД, которое, однако, не было подкреплено пропорциональными изменениями активности КАТ. Более того, у подопытных животных не обнаружена корреляция активности КАТ с V_{O_2} и V_{CO_2} . Анализ же полученного материала с помощью трехмерных нелинейных методов дает основание полагать, что под влиянием нейтронного облучения происходят не только количественные, но и качественные изменения взаимосвязей между изученными про- и антиоксидантными переменными.

1. Мурадян Х. К. Космическая ионизирующая радиация: природа, биологические эффекты и защита // Космическая наука и технология.—2002.—8, № 1.—С. 107—113.
2. Тимченко А. Н., Мозжухина Т. Г., Мурадян Х. К. Влияние гипергравитационного стресса на выживаемость, газообмен, терморегуляцию и синтез РНК и белка у мышей разного возраста // Пробл. старения и долголетия.—1996.—6.—С. 145—150.
3. Aeby H. Catalase *in vitro* // Meth. Enzymol.—1984.—105.—Р. 121—126.
4. Allen R. G., Tresini M. Oxidative stress and gene regulation // Free Radic. Biol. Med.—2000.—28.—Р. 463—499.
5. Badhwar G. D., Keith J. E., Cleghorn T. F. Neutron measurements onboard the space shuttle // Radiat Meas.—2001.—33.—Р. 235—241.

6. Benton E. R., Benton E. V. Space radiation dosimetry in low-Earth orbit and beyond // Nucl. Instrum. and Meth. Phys. Res. B.—2001.—184.—P. 255—294.
 7. Cadena E., Davies K. J. Mitochondrial free radical generation, oxidative stress, and aging // Free Radic. Biol. Med.—2000.—29.—P. 222—230.
 8. Cloudsley M. S., Wilson J. W., Kim M. H., et al. Neutron environments on the Martian surface // Phys. Med.—2001.—17, Suppl. 1.—P. 94—96.
 9. Droege W. Free radicals in the physiological control of cell function // Physiol. Revs.—2002.—82.—P. 47—95.
 10. Finkel T., Holbrook N. J. Oxidants, oxidative stress and the biology of ageing // Nature.—2000.—408.—P. 239—247.
 11. Hollander J., Gore M., Fiebig R., et al. Spaceflight downregulates antioxidant defense systems in rat liver // Free Radic. Biol. Med.—1998.—246.—P. 385—390.
 12. Lowry O. H., Rosenbrough N. H., Farr A. L., Randall J. R. Protein measurement with the Folin phenol reagent // J. Biol. Chem.—1951.—193.—P. 265—75.
 13. McCord J. M., Fridovich I. Superoxide dismutase // J. Biol. Chem.—1969.—244.—P. 6049—6055.
 14. Reitz G. Neutron dosimetric measurements in shuttle and MIR // Radiat. Meas.—2001.—33.—P. 341—346.
 15. Shackelford R. E., Kaufmann W. K., Paule R. S. Oxidative stress and cell cycle checkpoint function // Free Radic. Biol. Med.—2000.—28.—P. 1387—1404.
 16. Singletary R. C., Badavi F. F., Shinn J. L., et al. Estimation of neutron and other radiation exposure components in low earth orbit // Radiat. Meas.—2001.—33.—P. 355—360.
 17. Spillantini P., Taccetti F., Papini P., Rossi L. Radiation shielding of spacecraft in manned interplanetary flights // Nucl. Instrum. and Meth. Phys. Res. A.—2000.—443.—P. 254—263.
 18. Spillantini P., Taccetti F., Papini P., et al. Radiation shielding of astronauts in interplanetary flights: the CREAM surveyor to Mars and the magnetic lens system for a spaceship // Phys. Med.—2001.—17, Suppl. 1.—P. 249—254.
 19. Trakhtenberg I. M., Korolenko T. K., Utko N. A., Muradian K. K. The effect of chronic lead exposure on the body gaseous exchange and activities of superoxidizedismutase and catalase in the liver of rats // 7th Reg. Meeting of the Central and Eastern European Section, Oct. 14—16, 2002, Brno. Trends and Advances in Env. Chem. and Ecotoxicol. — P. 222—225.
 20. Wilson J. W., Shinn J. L., Tripathi R. K., et al. Issues in deep space radiation protection // Acta Astronaut.—2001.—49.—P. 289—312.
-
- THE EFFECTS OF NEUTRON IRRADIATION
ON THE RATE OF GASEOUS EXCHANGE
AND ACTIVITY OF THE KEY ANTIOXIDANT ENZYMES
IN THE LIVER OF MICE**
- Kh. K. Muradian, N. A. Utko, T. A. Badova,
V. V. Bezrukov, G. M. Butenko, I. N. Pishel,
A. E. Rodnichenko, L. N. Sytnik, A. N. Ustimenko,
V. A. Zheltonozhskii, L. V. Sadovnikov, G. G. Tarasov
- An attempt is made to develop a ground-based model of the irradiation by so-called intermediate neutrons which is specific to the secondary radiation in spacecrafts. For this purpose we used a ²⁵²Cf₉₈-containing source for which the neutron spectrum formed by hydrogen-containing materials has the mode in the range from 1 to 5 MeV. A dose-dependent increase of the oxygen consumption (V_{O_2} , $r = 0.48$, $P < 0.001$) and of carbon dioxide exhalation (V_{CO_2} , $r = 0.59$, $P < 0.001$) rates was found within 22—24 hours after irradiation of mice by doses of 2 Gy, 4 Gy, and 6 Gy. Positive correlations of the liver catalase activity with V_{O_2} ($r = 0.66$, $P < 0.001$) and V_{CO_2} ($r = 0.63$, $P < 0.001$) for the group of intact mice are absent for the group of animals irradiated by a dose of 2 Gy. Our analysis with the use of three-dimensional non-linear plotting is indicative of quantitative and qualitative differences of interrelations between the pro- and antioxidant variables under discussion.

НАШІ АВТОРИ



БАДОВА Тетяна Олександрівна — аспірант Інституту геронтології АМН України.

Напрям науки — вікова фізіологія та біохімія.



БЕЗРУКОВ Владислав Вікторович — директор Інституту геронтології АМН України, завідувач лабораторії фізіології Інституту геронтології, член-кореспондент АМН України, професор.

Напрям науки — нейромультиреєгулляція, фізіологія центральної нервової системи та кровообігу при старінні, пошук засобів подовження життя.



БУТЕНКО Геннадій Михайлович — заступник директора Інституту геронтології АМН України, академік АМНУ, член-кореспондент НАН України та РАМН, лауреат Державних премій УРСР та України, заслужений діяч науки і техніки.

Напрям науки — імуногеронтологія, зв'язок порушень імунної системи з патологією.



ДЕМКІВ Орест Теодорович — завідувач відділу екоморфогенезу рослин Інституту екології Карпат Національної академії наук України, професор, доктор біологічних наук; соросівський професор.

Напрям науки — фізіологія рослин.

ДРАНОВСЬКИЙ Володимир Йосипович — головний конструктор конструкторського бюро космічних апаратів Державного конструкторського бюро «Південне», член-кореспондент НАН України, доктор технічних наук.

Напрям науки — проектування космічних апаратів та систем, системи керування, дистанційне зондування Землі.

ЖЕЛТОНОЖСЬКИЙ Віктор Олександрович — провідний науковий співробітник Інституту ядерних досліджень Національної академії наук України, доктор фізико-математичних наук, лауреат Державної премії.

Напрям науки — фізика ядра та елементарних частинок, радіоекологія, радіобіологія, атомна енергетика.

ЖИТНИК І. О. — співробітник Фізичного інституту ім. П. М. Лебедєва Російської академії наук, кандидат фізико-математичних наук.

Напрям науки — космічне приладобудування, геліофізика.

КОВИЛІН П. М. — Російське авіаційно-космічне агентство.

Напрям науки — космічні апарати та космічне приладобудування.

КОЗЛОВ Захар Володимирович — інженер I категорії Центру аерокосмічних досліджень Землі Інституту геологічних наук Національної академії наук України.

Напрям науки — обробка інформації дистанційного зондування Землі.

КОЛОКОЛОВ Олексій Олександрович — начальник лабораторії Державного конструкторського бюро «Південне».

Напрям науки — конструювання космічних апаратів та систем.



КОСТИК Роман Іванович — головний науковий співробітник Головної астрономічної обсерваторії Національної академії наук України, член-кореспондент НАН України, доктор фізико-математичних наук.

Напрям науки — геліофізика.

КУЗНЕЦОВ Володимир Дмитрович — перший заступник директора Інституту земного магнетизму, іоносфери й поширення радіохвиль Російської академії наук, доктор фізико-математичних наук.

Напрям науки — аeronомія, геліофізика.

ЛЕБЕДЄВ Микола Іванович — співробітник Інституту земного магнетизму, іоносфери й поширення радіохвиль Російської академії наук, кандидат фізико-математичних наук.

Напрям науки — геліофізика.



МУРАДЯН Хачік Казарович — провідний науковий співробітник Інституту геронтології АМН України, доктор біологічних наук.

Напрям науки — фактори нестабільності генома та пошук засобів подовження життя, вікова та космічна фізіологія та біохімія.

НЕГОДА Олександр Олексійович — Генеральний директор Національного космічного агентства України, доктор технічних наук.

Напрям науки — економіка та управління космічною галуззю України.



ОРАЄВСЬКИЙ Віктор Миколайович — директор Інституту земного магнетизму, іоносфери й поширення радіовівль Російської академії наук, академік РАН, академік Міжнародної академії астронавтики, іноземний член Національної академії наук України, професор.

Напрям науки — фізика плазми, геліофізика.



ОСІПОВ Сергій Миколайович — старший науковий співробітник Головної астрономічної обсерваторії Національної академії наук України, кандидат фізико-математичних наук.

Напрям науки — геліофізика.

ПАСІЧНИЙ Владислав Васильович — завідувач відділу Інституту проблем матеріалознавства ім. І. М. Францевича Національної академії наук України, кандидат технічних наук.

Напрямки науки — високотемпературні дослідження матеріалів, геліотехніка.



ПІШЕЛЬ Ірина Миколаївна — провідний науковий співробітник лабораторії патофізіології та імунології Інституту геронтології АМН України, кандидат біологічних наук.

Напрям науки — імунологія, фізіологія клітини, біохімія, геронтологія та геріатрія.

ПОЛІЩУК Георгій Максимович — заступник генерального директора Російського авіаційно-космічного агентства.

Напрям науки — економіка та управління космічною галуззю Росії.



РОДНІЧЕНКО Анжела Свєнівна — старший лаборант лабораторії патофізіології та імунології Інституту геронтології АМН України.

Напрям науки — імунологія, фізіологія клітини, цитологія, геронтологія та геріатрія.

САДОВНИКОВ Леонід Володимирович — молодший науковий співробітник Інституту ядерних досліджень Національної академії наук України.

Напрям науки — фізика ядра та елементарних частинок, радіоекологія.



СІТНИК Лариса Никодимівна — молодший науковий співробітник лабораторії патофізіології та імунології Інституту геронтології АМН України.

Напрям науки — імунологія, фізіологія клітини, цитологія, геронтологія та геріатрія.

СОБЕЛЬМАН Ігор Ілліч — директор Відділення оптики Фізичного інституту ім. П. М. Лебедєва Російської академії наук, член-кореспондент РАН, професор.

Напрям науки — геліофізика.

Наші автори

СТЕПАНОВ Анатолій Іванович — керівник Центру космічних інформаційних технологій Інституту земного магнетизму, іоносфери й поширення радіохвиль Російської академії наук, кандидат фізико-математичних наук.

Напрям науки — гелофізика.



ТАРАСОВ Георгій Григорович — завідувач відділу лазерної спектроскопії напівпровідників та діелектриків Інституту напівпровідників Національної академії наук України, доктор фізико-математичних наук, професор.

Напрям науки — спектрскопія конденсованих середовищ, нелінійна оптика, теорія квантоворозмірних структур, спінtronіка.



ТИМОШЕНКО Валерій Іванович — заступник директора з наукової роботи Інституту технічної механіки Національної академії наук України та Національного космічного агентства України, доктор фізико-математичних наук, професор.

Напрям науки — механіка рідини та газу.



УСТИМЕНКО Аліна Миколаївна — молодший науковий співробітник лабораторії патофізіології та імунології Інституту геронтології АМН України.

Напрям науки — імунологія, фізіологія клітини, цитологія, геронтологія та геріатрія.

ХОРКАВЦІВ Ярослава Дмитрівна — старший науковий співробітник Інституту екології Карпат Національної академії наук України, кандидат біологічних наук.

Напрям науки — цитологія.



УТКО Наталія Олександрівна — молодший науковий співробітник Інституту геронтології АМН України.

Напрям науки — вікова та космічна фізіологія та біохімія.



ФЕДОРОВСЬКИЙ Олександр Дмитрович — завідувач відділу Центру аерокосмічних досліджень Землі Інституту геологічних наук Національної академії наук України, член-кореспондент НАН України, доктор фізико-математичних наук, професор. Диплом ім. Ю. Гагаріна.

Напрям науки — гідрофізика, дистанційне зондування Землі.

ЯКИМЧУК Владислав Григорович — старший науковий співробітник Центру аерокосмічних досліджень Землі Інституту геологічних наук Національної академії наук України, кандидат технічних наук.

Напрям науки — методи обробки інформації.



ФРОЛОВ Геннадій Олександрович — завідувач відділу, керівник науково-технічного центру «Ракетно-космічне матеріалознавство» Інституту проблем матеріалознавства ім. І. М. Францевича Національної академії наук України, доктор технічних наук. Відповідальний виконавець робіт в ПІМ НАН України з підготовки технологічних та матеріалознавчих експериментів на борту орбітального модуля МКС.

Напрям науки — високотемпературні дослідження матеріалів в умовах газодинамічного та радіаційного нагріву, дослідження властивостей матеріалів для ракетно-космічної техніки.

ЧОРНОГОР Леонід Феоктистович — професор кафедри космічної радіофізики Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна МОН України, доктор фізико-математичних наук, лауреат Державної премії УРСР.

Напрям науки — космічна фізика, космічна радіофізика, космічна екологія та космічна погода.

ЯЦКІВ Ярослав Степанович — директор Головної астрономічної обсерваторії Національної академії наук України, завідувач відділу космічної геодинаміки, академік НАН України, доктор фізико-математичних наук, заслужений діяч науки і техніки України, лауреат Державних премій СРСР та України.

Напрям науки — космічна геодинаміка та позаатмосферна астрономія.

НАУКОВІ ОБ'ЄДНАННЯ ТА ОРГАНІЗАЦІЙ



Міжнародна асоціація академій наук

Міжнародна асоціація академій наук (далее — МААН или Асоціація) була основана 23 січня 1993 р., коли в г. Києві (Україна) состоялось її учредительне засідання з участиом руководителів національних академій наук країн Азії та Європи, які підписали угоду про створення МААН.

МААН — це міжнародна неправительственна організація, створена з метою об'єднання сил академій наук вирішенням на багатосторонньому основі найважливіших наукових проблем, в збереженні історичного спадку, та розвитку нових творческих зв'язків між ученими.

МААН має наступні категорії членства: повноправні члени, наблюдатели та асоційовані члени. На правах повноправних членів в Асоціацію входять академії наук Азербайджанської Республіки, Республіки Армения, Республіки Беларусь, Соціалістичної Республіки В'єтнам, Грузії, Республіки Казахстан, Киргизької Республіки, Республіки Молдова, Российской Федерації, Республіки Таджикистан, Туркменістана, Республіки Узбекистан та України. Статус наблюдателя має Словакська Академія наук. Асоційованими членами МААН є Об'єднаний інститут ядерних досліджень (Дубна), Российський гуманітарний науковий фонд, Российський фонд фундаментальних досліджень, Московський фізико-технічний інститут (государственный університет), Белоруський республікан-

ский фонд фундаментальних досліджень та Московський державний університет імені М. В. Ломоносова. Права та обов'язки асоційованих членів визначаються спеціальним соглашением, яке вони підписують з МААН.

Вищим органом МААН є Совет, в склад якого входять президенти академій наук — членів Асоціації або делеговані ими особи. Рішення Совета приймаються, як правило, на основі консенсуса. Руководители організацій — асоційованих членів МААН приймають участь в роботі Совета Асоціації з правом совещательного голоса.

В період між засіданнями Совета діяльністю Асоціації керує її президент. С моменту створення та по сучасний час президентом МААН є президент Національної академії наук (НАН) України академік НАН України Б. Е. Патон, якого неодноразово обирали на цю посаду. Вице-президентами МААН на засіданні Совета Асоціації (г. Душанбе, Республіка Таджикистан, 17 квітня 2001 р.) обрані президент Академії наук Грузії академік АН Грузії А. Н. Тавхелідзе та президент Академії наук Республіки Таджикистан академік АН Республіки Таджикистан У. М. Мирсаидов.

Штаб-квартира МААН знаходиться в г. Києві (Україна).

В 1994 р. Указом Президента України МААН отримала офіційне підтвердження со сторони держави.

С самого начала своей деятельности МААН очень серьезное внимание уделяет обмену информацией.

Благодаря усилиям Ассоциации между академиями наук, входящими в ее состав, организован и осуществляется обмен их годовыми отчетами, сведениями о международных конференциях, семинарах и т. п. Весьма важен обмен нормативно-правовыми документами, которые принимаются в странах Содружества по вопросам развития и реформирования сферы науки.

Ассоциация в определенной степени наладила между академиями наук безвалютный обмен научной периодикой и монографиями. С целью дальнейшего расширения обмена информационными ресурсами при Ассоциации создан Совет директоров научных библиотек и информационных центров национальных академий наук (председатель Совета — академик НАН Украины А. С. Онищенко), заседания которого проводятся ежегодно на базе Национальной библиотеки Украины им. В. И. Вернадского. Чрезвычайно важным направлением деятельности этого совета является организация обмена актуальной информацией по компьютерным сетям. Например, читатели Национальной библиотеки Украины им. В. И. Вернадского имеют доступ к электронным каталогам и общедоступным базам данных библиотек Российской академии наук (РАН) в Москве, Санкт-Петербурге и Новосибирске. В свою очередь пользователи этих библиотек имеют возможность работать через INTERNET с информационными ресурсами библиотеки НАН Украины.

Результативной является деятельность МААН в организации сотрудничества между учеными академий наук по отдельным научным проблемам. При этом используется такая организационная форма, как научный совет, хорошо себя зарекомендовавшая в бывшем СССР. С 1995 г. создан и активно работает при МААН Научный совет по новым материалам (председатель — академик НАН Украины Б. Е. Патон), объединяющий ученых и специалистов России, Украины, Белоруссии, Казахстана и Узбекистана. В составе совета образовано семь секций. Ежегодно в Киеве на базе Института электросварки им. Е. О. Патона НАН Украины проводятся сессии этого совета.

В 1996 г. по инициативе РАН был создан Объединенный научный совет по фундаментальным географическим проблемам (председатель — академик РАН В. М. Котляков), в состав которого вошли ученые, представляющие географические учреждения всех стран СНГ. Советом проведены шесть сессий (раз в год).

С целью изучения и распространения опыта ох-

раны и практического использования интеллектуальной собственности в странах СНГ, подготовки предложений по совершенствованию международной и внутренней (национальной) передачи технологий, оказания методической и экспертной помощи при заключении договоров на передачу технологий в 1998 г. при МААН был создан Консультативный совет по вопросам охраны интеллектуальной собственности и передачи технологий (председатель — академик НАН Украины А. П. Шпак), в состав которого вошли ученые всех академий наук — членов МААН. В мае 2000 г. в Киеве (Украина) состоялось его первое заседание.

Приступил к работе, созданный в 1998 г., Международный координационный комитет по вычислительной математике (председатель — член-корреспондент НАН Украины В. Л. Макаров). Его члены, представляющие 7 стран СНГ, на заседании Комитета (г. Киев, февраль 2000 г.) определили актуальные проблемы вычислительной математики до 2005 г., и творческие коллективы ученых-координаторов по их разработке приняли участие в заседании круглого стола «Современное состояние науки. Пути выхода из кризиса».

Важное направление деятельности МААН — участие в организации и проведении крупных международных симпозиумов, конференций, семинаров. Ассоциация сопричастна к проведению многих таких международных форумов. В качестве примера можно привести проведение в 1996—2000 гг. в Киеве на базе НАН Украины при финансовой поддержке Всемирной организации интеллектуальной собственности четырех международных семинаров для ученых и специалистов стран СНГ по вопросам охраны интеллектуальной собственности.

Особо следует отметить деятельность МААН, направленную на повышение научного просвещения общественности, престижа науки и ученых, воспитание академических традиций. Совет МААН осознает, что достижение реальной государственной поддержки науки и ученых зависит также и от общества, которое должно быть готово к адекватной оценке их значимости и, цитируя В. И. Вернадского, «ценить идущую в его среде научную деятельность, как дело национальной важности». С этой целью Ассоциация достаточно удачно использует знаменательные события в жизни научного сообщества, празднование разного рода юбилейных дат, имеющих отношение к сфере науки. Так, только за последние годы с участием МААН были отмечены юбилеи академий наук Украины, России, Белоруссии и Таджикистана, ряда выдающихся советских ученых, в частности физика-теоретика и математика академика Николая Николаевича Бого-

любова, математика и механика, блестящего организатора науки академика Михаила Алексеевича Лаврентьева, что, несомненно, позволяет усилить звучание в обществе таких мероприятий, привлечь внимание властных структур к нуждам ученых.

МААН проводит активную издательскую деятельность. За прошедшее время изданы 28 номеров бюллетеня МААН, неоднократно публиковались справочные издания о МААН на английском и русском языках. К пятилетию Ассоциации в издательстве «Наукова думка» вышла в свет иллюстрированная книга «Международная ассоциация академий наук и развитие интеграции в сфере науки».

По инициативе РАН, поддержанной МААН, учрежден международный научный и общественно-политический журнал «Общество и экономика», который ежемесячно издается с мая 1998 г. В состав его международной редколлегии входят представители всех академий наук-членов МААН. Журнал выполняет функции междисциплинарного издания, которое не только освещает новейшие научные результаты, достигнутые в социально-экономических и гуманитарных исследованиях, но и всемерно способствует координации и углублению кооперации фундаментальных исследований и разработок в академиях наук-членах МААН. Результаты этих работ должны стать теоретической основой для эффективной трансформации на пути к современному высокоразвитому обществу в странах СНГ. По инициативе и при участии редколлегии журнала Российской академии наук была проведена под эгидой МААН в Москве: в 1999 г. международная научная конференция «Социальные модели общества в период перехода к социально ориентированной рыночной экономике: принципы, практика, перспективы», в 2001 г. «Проблемы управляемости социальных и экономических процессов в период современной трансформации общества в странах СНГ: концептуальные основы, механизмы, результативность», в 2002 г. «Дифференциация и консолидация общества в период рыночной трансформации».

Ассоциация имеет свою награду — медаль МААН «За содействие развитию науки», которая присуждается видным государственным и общественным деятелям за усилия по оказанию поддержки науке.

Естественно, что усилий одних только академий наук, входящих в МААН, явно недостаточно для восстановления и развития научных связей. Поэтому с момента своего создания Ассоциация стремилась установить конструктивный диалог с властными структурами стран СНГ и информировала их о коллективном мнении ученых академий наук стран Содружества. Этой цели служат принятие обраще-

ний Совета МААН к главам государств, правительства и парламентам стран СНГ, письма президента Ассоциации в адрес президентов отдельных стран по вопросам функционирования национальных академий наук, встречи членов Совета МААН с президентами стран, в которых проводятся его заседания.

Так, участников заседания Совета МААН приняли: в 1993 г. — Президент Украины Л. М. Кравчук, в 1994 г. — Президент Украины Л. Д. Кучма, в 1995 г. — Президент Республики Беларусь А. Г. Лукашенко, в 1996 г. — Президент Грузии Э. А. Шеварднадзе, в 2001 г. — Президент Республики Таджикистан Э. Ш. Рахмонов.

Такого рода встречи позволяют заострять внимание высших должностных лиц на проблемах сферы науки, предлагать конструктивные пути их решения, в том числе с учетом накопленного опыта, в частности в отдельных странах Содружества, который зачастую является последним аргументом, позволяющим склонить чашу весов в пользу интересов научного сообщества.

В ноябре 1994 г. МААН предложила рассмотреть на заседании Совета глав государств СНГ вопрос о согласованных мерах по воссозданию единого научного пространства в рамках Содружества. Эта инициатива Ассоциации была активно поддержана Президентом Украины Л. Д. Кучмой. В результате главы правительств стран СНГ подписали в ноябре 1995 г. Соглашение о создании общего научно-технологического пространства государств-участников СНГ. В этом соглашении содержатся положения, определяющие функции и место МААН в вопросах практического создания такого пространства.

Ассоциации принадлежит важная роль в реализации Соглашения о создании общего научно-технологического пространства. При этом она тесно сотрудничает с Межгосударственным комитетом по научно-технологическому развитию (Комитет), созданным для организации выполнения Соглашения, наполнения его конкретными проектами. В состав Комитета входят также президенты национальных академий наук стран СНГ. Весом вклад МААН в подготовку заседаний Комитета и их проведение.

Участвуя в реализации планов Комитета, Ассоциация подготовила и опубликовала в своем бюллетене развернутую информацию о 139 уникальных научных объектах национальных академий наук и отдельных министерств стран СНГ, которая представляет значительный интерес для научного сообщества. В их числе: Международный центр астрономических и медико-экологических исследований, учредителями которого являются НАН Ук-

раины, РАН и Правительство Кабардино-Балкарии (расположен в Приэльбрусье Российской Федерации); Абастуманская астрофизическая обсерватория АН Грузии; Специальная астрофизическая обсерватория РАН; Московская мезонная фабрика Института ядерных исследований РАН; Баксанская нейтринная обсерватория Института ядерных исследований РАН; Бизеркальная оптико-энергетическая установка Института материаловедения НПО «Физика—Солнце» АН Республики Узбекистан, Радиотелескоп УТР-2 Радиофизического института НАН Украины.

Конструктивной работе МААН и Комитета способствует подписание в 1996 г. «Основных принципов взаимодействия и сотрудничества между Межгосударственным комитетом по научно-технологическому развитию и Международной ассоциацией академий наук».

Деятельность МААН, и прежде всего ее Совета, несомненно способствовала разворачиванию в странах СНГ работы по созданию столь необходимой для сохранения и развития сферы науки законодательной базы. В настоящее время в большинстве стран Содружества уже принятые законы о научной деятельности, об академиях наук. В других — работают над их подготовкой и эта работа достаточно успешно продвигается. Упомянутые законы содержат положения, направленные на повышение престижа труда ученых, притока талантливой молодежи в науку и в целом создают определенные государственные гарантии предотвращения разрушительных процессов, которые в последнее десятилетие происходили в сфере науки стран СНГ. Вопросы развития и совершенствования законодательной базы науки, выполнения принятых законов в полном объеме продолжают оставаться в центре внимания Ассоциации.

Одним из важнейших результатов деятельности Ассоциации является то, что она в определенной степени способствовала предохранению от разрушения исторически сложившейся и во многом себя оправдавшей системы организации академической науки, существующей в странах СНГ. По мнению МААН, все формы организации фундаментальных исследований, созданные научным сообществом, являются его достоянием и имеют право на существование и развитие. Их разнообразие и специфика обусловлены тем, что они учитывают исторические особенности становления и развития науки в конкретной стране.

В центре внимания МААН находится организация международного научного сотрудничества для решения ряда глобальных проблем, вызванных безоглядной техногенной деятельностью человека. В

частности, можно привести следующие примеры.

В декабре 2000 г. была закрыта Чернобыльская атомная электростанция. Однако тридцатикилометровая зона вокруг станции осталась и останется на многие десятилетия. А ведь это уникальный, по существу, полигон, который в настоящее время используется в интересах мировой науки явно недостаточно. Остались к сожалению, и проблемы, связанные с функционированием саркофага. В его помещениях продолжаются разнообразные деструктивные процессы, представляющие потенциальную угрозу для объекта «Укрытие». Без основательных фундаментальных и прикладных исследований, тесного международного научного сотрудничества большой комплекс сложных проблем не решить. Работы для ученых и специалистов здесь на десятки лет. Учитывая, что международная координация и сотрудничество ученых Белоруссии, России и Украины по минимизации тяжелых последствий чернобыльской катастрофы, к сожалению, до настоящего времени не достигли желаемого уровня, решением Совета МААН в 2000 году создан Научно-консультативный совет по вопросам научного сопровождения совместных работ по Чернобыльской тематике (председатель Совета — академик НАН Украины В. Г. Барьятар), выполняемой учеными Белоруссии, России и Украины. Совету поручено проработать вопрос создания международного института по Чернобыльской тематике на базе существующего в Украине Межотраслевого научно-технического центра «Укрытие», научное руководство деятельностью которого осуществляют НАН Украины.

Исключительно острой для многих стран является проблема оценки технического состояния и остаточного ресурса наиболее важных промышленных, энергетических и хозяйственных объектов, мостовых сооружений и ряда инженерных сетей. По имеющимся данным убытки в экономике стран вследствие разрушений и аварий составляют 4 % внутреннего валового продукта. А в странах СНГ, в которых основные фонды значительно больше устарели и давно подлежат замене, такие потери еще значительно больше. В решении этой проблемы, несомненно, требуется международное научное сотрудничество, широкое привлечение возможностей соответствующих международных организаций и структур. Пристальное внимание этой проблеме уделяет и МААН.

МААН стремится иметь самые тесные контакты с ЮНЕСКО, принимать активное участие в мероприятиях, реализуемых ЮНЕСКО.

Так, вопросы подготовки к Всемирной конференции «Наука в XXI веке: новые обязательства»

(Будапешт, 1999 г.), участия в ней академий наук, входящих в Ассоциацию, претворения в жизнь принятых на ней рекомендаций, были в центре внимания МААН на всех заседаниях ее Совета, начиная с 1997 г. В частности, по решению Совета МААН в плане подготовки к упомянутой Всемирной конференции в Киеве в октябре 1998 г. с участием Ассоциации была проведена Международная конференция «Трансформация научных систем в государствах с переходной экономикой и роль науки в изменяющемся обществе», которая имела статус ассоциированной со Всемирной конференцией. На заседании Совета МААН, состоявшемся 21–22 июня 2000 г. в Объединенном институте ядерных исследований (Дубна, Российская Федерация) было принято решение в поддержку итоговых документов Всемирной конференции. В сентябре 2001 г. в Киеве МААН при поддержке ЮНЕСКО и Европейской комиссии провела международный симпозиум «Роль международных организаций в развитии общеевропейского научно-технологического пространства», который имел широкий общественный резонанс.

МААН заинтересована в том, чтобы взаимодействие с ЮНЕСКО осуществлялось на постоянной основе. Этому, без сомнения, способствовало бы включение Ассоциации в число организаций, с которыми ЮНЕСКО поддерживает официальные отношения сотрудничества. Такой статус несомненно, увеличил бы возможность Ассоциации вносить более весомый вклад в развитие науки, установление новых взаимоотношений науки и общества и в целом позволил бы более активно содействовать достижению благородных целей, стоящих перед ЮНЕСКО. Ходатайство МААН по этому вопросу, поддержанное национальными комиссиями ряда стран СНГ по делам ЮНЕСКО, рассматривается в настоящее время в ЮНЕСКО.

МААН готова стать активным участником процесса углубления взаимодействия между международными организациями, улучшения их согласованных действий для развития международного научного сотрудничества, формирования общего научно-технологического пространства, в частности общеевропейского.