НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК + НАЦІОНАЛЬНЕ КОСМІЧНЕ АГЕНТСТВО УКРАЇНИ

КОСМІЧНА НАУКА І ТЕХНОЛОГІЯ Том 15 4 + 2009

НАУКОВО-ПРАКТИЧНИЙ ЖУРНАЛ + ЗАСНОВАНО В ЛЮТОМУ 1995 р. + ВИХОДИТЬ 6 РАЗІВ ЗА РІК + КИЇВ

3MICT

Ляшенко М. В., Черногор Л. Ф. Эффекты в геокосмической плазме во время частного затмения Солнца 1 августа 2008 г. над Харьковом. 2. Результаты расчётов и обсуждение

Емельянов Л. Я., Скляров И. Б., Черногор Л. Ф. Отклик ионосферы на солнечное затмение 1 августа 2008 г.: результаты вертикального зондирования

Гавриленко А. С., Ефимов В. Б., Курекин А. С., Клочко Г. И., Матвеев А. Я., Цымбал В. Н., Яцевич С. Е. Дистанционное зондирование подповерхностных объектов радиофизическими методами и средствами

Вольвач А. Е., Пушкарев А. Б., Вольвач Л. Н., Аллер Х. Д., Аллер М. Ф. Эволюция потоков и парсековой структуры компактных внегалактических радиоисточников по результатам мониторинга на частотах 4.8–36.8 ГГц и картографирования

CONTENTS

- 3 *Lyashenko M. V., Chernogor L. F.* Some effects in the geospace plasma during the partial solar eclipse of 1 August 2008 above Kharkov. 2. Calculation results and discussion
- 12 *Emelyanov L. Ya., Sklyarov I. B., Chernogor L. F.* Ionosphere response to the solar eclipse on 1 August 2008: Some results of vertical sounding
- 22 Gavrilenko A. S., Yefimov V. B., Klochko G. I., Kurekin A. S., Matveev A. Ya., Tsymbal V. N., Yatsevich S. Ye. Remote sensing of subsuperficial objects by radiophysical methods and facilities
- **33** Volvach O. E., Pushkarev A. B., Volvach L. N., Aller H. D., Aller M. F. Evolution of flux density and parsec-scale structure of compact extragalactic radio sources from monitoring results at 4.8–36.8 GHz and imaging on the basis of geodetic VLBI observations

[©] НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ, 2009 © НАЦІОНАЛЬНЕ КОСМІЧНЕ АГЕНТСТВО УКРАЇНИ, 2009

Доценко О. В., Маслюк В. Т., Тарасов В. Б., Тихий В. Г., Шовкопляс Ю. А. Улучшение характеристик углепластиковых сотовых конструкций для защиты от ионизирующих излучений космического пространства

Калногуз А. Н., Тиховский В. М., Батаев В. А., Пильгуй В. Н., Рюмин М. Н. Усовершенствованные алгоритмы системы стабилизации первой ступени РН с управлением по углам атаки и скольжения

НАШІ АВТОРИ

- 58 Dotsenko O. V., Masłyuk V. T., Tarasov V. B., Tikhii M. G., Shovkoplyas Y. A. Improvement of space radiation shielding characteristics of carbon-fiber reinforced honeycomb structures
- 72 *Kalnoguz A. N., Tykhovskiy V. M., Bataev V. A., Pilguy V. N., Rymin M. N.* Advanced stabilization system algorithms of launch vehicle's first stage with attack and sliding angles control
- 79 OUR AUTHORS

Свідоцтво про реєстрацію КВ № 1232 від 2 лютого 1995 р.

Підписано до друку 15.10.2009. Формат 84×108/16. Папір крейдований. Гарн. Ньютон. Друк офс. Ум. друк. арк. 8,4. Обл.-вид. арк. 8,82. Тираж 200 прим. Зам. № 2520.

Оригінал-макет виготовлено та тираж видруковано Видавничим домом «Академперіодика» НАН України, 01004, Київ, вул. Терещенківська, 4.

Свідоцтво про внесення до Державного реєстру суб'єктів видавничої справи серії ДК № 544 від 27.07.2001 р.

УДК 550.388.2

М. В. Ляшенко¹, Л. Ф. Черногор²

¹ Інститут іоносфери Національної академії наук і Міністерства освіти і науки України, Харків ² Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна

ЭФФЕКТЫ В ГЕОКОСМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ ВО ВРЕМЯ ЧАСТНОГО ЗАТМЕНИЯ СОЛНЦА 1 АВГУСТА 2008 г. НАД ХАРЬКОВОМ. 2. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЁТОВ И ОБСУЖДЕНИЕ

Представлено результати теоретичних розрахунків параметрів динамічних процесів у геокосмічній плазмі під час часткового (фаза 0.42) затемнення Сонця 1 серпня 2008 р. Показано, що температура нейтральної атмосфери зменшувалась на 17—40 К у діапазоні висот 250—350 км. Густина повного потоку плазми та густина потоку плазми за рахунок амбіполярної дифузії збільшилися на висотах 210—580 км. В іоносфері відбувалося посилення швидкості нейтрального вітру в діапазоні висот 210—410 км. Енергія, що підводиться до електронів, зменшилась приблизно на 12 % на висотах 210—290 км, а густина потоку тепла зменшилась на 9—16 % у висотному діапазоні 240—340 км. Порівнюються варіації параметрів іоносферної плазми під час затемнень 11 серпня 1999 р., 31 травня 2003 р., 3 жовтня 2005 р., 29 березня 2006 р. і 1 серпня 2008 р.

введение

Затмения Солнца (ЗС), как известно, относятся к высокоэнергетическим явлениям, которые существенно воздействуют на открытую динамическую нелинейную систему Земля — атмосфера — ионосфера — магнитосфера (ЗАИМ) [8—11, 14]. В частности, эффекты затмения оказывают существенное влияние на поведение параметров динамических и тепловых процессов в ионосферной плазме, ответственных за перенос заряженных частиц и энергии в подсистемах.

Вариации параметров среды во время 3С качественно подобны вариациям, имеющим место при переходах день — ночь и ночь — день [1—7].

В предыдущей работе [6] мы представили результаты наблюдений вариаций основных параметров ионосферной плазмы по данным радара НР в Харькове во время частного затмения Солнца 1 августа 2008 г.

Целью настоящей работы является теоретическое моделирование временных вариаций параметров динамических и тепловых процессов в околоземной среде во время частного 3С 1 августа 2008 г., а также анализ и обсуждение полученных результатов наблюдений и моделирования.

ИСХОДНЫЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ СООТНОШЕНИЯ

Как известно, процессы переноса заряженных частиц и энергии играют доминирующую роль в формировании высотной структуры области F2 ионосферы на высотах главного максимума и выше. Мы выполнили теоретическое моделирование основных параметров динамических процессов в плазме во время 3С 1 августа 2008 г., а также в контрольные сутки 2 августа 2008 г.

Теоретические соотношения, применяемые здесь, такие же, как и в работах [1-3, 5, 7]. В качестве исходных использованы основные параметры ионосферы ($N, T_e, T_i \, u \, V_z$), полученные на харьковском радаре НР. Расчет параметров нейтральной атмосферы выполнен с помощью современной эмпирической термосферной модели NRLMSISE-00 [15].

Для расчета температуры нейтральных частиц применялась методика, основанная на уравнении теплового баланса ионного газа [12]. Данная методика справедлива только в диапазоне высот 250—350 км, так как для z > 350 км необходим учет теплопроводности электронного газа, а для z < 250 км имеет место интенсивная потеря тепла при соударениях электронов с нейтральными частицами.

[©] М. В. ЛЯШЕНКО, Л. Ф. ЧЕРНОГОР, 2009



Рис. 1. Временные вариации температуры нейтралов *T_n* во время затмения Солнца 1 августа 2008 г. Здесь и далее штриховой линией на графиках показана ожидаемая зависимость

Таким образом, при условии квазистационарности скорость нагрева ионов O⁺ за счет теплообмена с электронами можно приравнять к скорости охлаждения за счет передачи тепла нейтральным частицам. Выражение для расчета T_n в системе СИ имеет вид

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

где N, $N(N_2)$, $N(O_2)$ и N(O) — концентрации электронов, молекулярного азота, молекулярного кислорода и атомарного кислорода соответственно.

РЕЗУЛЬТАТЫ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ РАСЧЕТОВ

Температура нейтралов. На рис. 1 приведены результаты расчета температуры нейтралов во время 3С 1 августа 2008 г.

Частное 3С 1 августа 2008 г. привело к уменьшению T_n на 17, 17, 29, 32 и 40 К на высотах 250, 270, 300, 320 и 350 км соответственно. Время запаздывания этого эффекта в вариациях T_n по отношению к моменту главной фазы затмения на рассматриваемых высотах составило примерно 32, 23, 18 и 0 мин.

На рис. 2—6 представлены результаты теоретического моделирования временных вариаций параметров динамических процессов в геокосмической плазме во время солнечного затмения 1 августа 2008 г. и в контрольные сутки 2 августа 2008 г.

Потоки заряженных частиц. Временные вариации плотностей полного потока Π_p плазмы и потока Π_d частиц за счет амбиполярной диффузии во время 3С 1 августа 2008 г. и в контрольный день 2 августа 2008 г. представлены на рис. 2 и 3. Видно, что во время 3С имело место увеличение по модулю Π_p в диапазоне высот 210—580 км. В момент главной фазы 3С значения плотностей полного потока достигали $1.5 \cdot 10^{12}$, $2 \cdot 10^{12}$, $5 \cdot 10^{12}$ и 10^{13} м⁻²·с⁻¹ на высотах 210, 290, 410 и 580 км соответственно.

В контрольный день 2 августа 2008 г. на высоте 410 км в течение всего времени наблюдался поток частиц, направленный вниз в ионосферу. В день 3С до начала затмения поток частиц был направлен вверх, после начала 3С наблюдалось изменение направления движения плазмы. Обратная ситуация имела место на высоте 580 км.



Рис. 2. Временные вариации плотности П_р полного потока плазмы. Здесь и далее сплошная кривая — день ЗС 1 августа 2008 г., пунктир — контрольные сутки 2 августа 2008 г.

В контрольные сутки поток частиц был направлен вверх в течение всего времени наблюдения. В день затмения 1 августа 2008 г. также происходит изменение направления переноса заряженных частиц. Таким образом, во время 3С имело место либо увеличение по модулю плотности потока частиц, направленного в ионосферу, либо смена направления движения плазмы на высотах 410 и 580 км.

Нейтральные ветры в ионосфере. Временные вариации скорости эквивалентного нейтрального ветра w [13] и меридиональной составляющей скорости нейтрального ветра V_{nx} в день затмения 1 августа 2008 г. и в контрольные сутки 2 августа 2008 г. представлены на рис. 4. Видно, что эффекты 3С во временных вариациях скоростей нейтральных ветров проявились достаточно явно. Результаты расчетов w и V_{nx} показали, что в момент максимального покрытия диска Солнца изменение w составило примерно 16, 28 и 68 м/с; V_{nx} — примерно 43, 76 и 185 м/с на высотах 210, 290 и 410 км соответственно. На высотах 210 и 290 км 3С вызвало увеличение скорости направленного от экватора к полюсу нейтрального вет-



Рис. 3. Временные вариации плотности П_{*d*} потока плазмы за счет амбиполярной диффузии



Рис. 4. Временные вариации скорости *w* эквивалентного нейтрального ветра и меридиональной составляющей V_{nx} скорости нейтрального ветра

ра. На высоте 410 км до затмения, после него и в контрольные сутки наблюдался нейтральный ветер, направленный от полюса к экватору. Во время затмения 1 августа 2008 г. имело место уменьшение скорости нейтрального ветра от полюса к экватору, изменение направления и усиление ветра от экватора к полюсу.

Величина энергии, подводимой к электронам. На рис. 5 приведены временные вариации энер-



Рис. 5. Временные вариации энергии Q/N, подводимой к электронному газу

гии Q/N, подводимой к электронному газу в единицу времени во время 3С 1 августа 2008 г. и в контрольные сутки 2 августа 2008 г. В момент главной фазы 3С наблюдалось уменьшение величины энергии, подводимой к электронам. В диапазоне высот 210—290 км падение Q/N составило примерно 12 % (рис. 5).

Поток тепла, переносимого электронами. Временные вариации плотности потока тепла Π_T , переносимого электронами из плазмосферы в ионосферу, представлены на рис. 6. Как и следовало ожидать, 3С привело к уменьшению величины Π_T в диапазоне высот 240—340 км. Уменьшение Π_T во время 3С составило 9, 11 и 16 % на высотах 240, 290 и 340 км.



Рис. 6. Временные вариации плотности Π_T потока тепла, переносимого электронами из плазмосферы в ионосферу

ОБСУЖДЕНИЕ

Обсудим более подробно результаты наблюдений и теоретического моделирования вариаций параметров ионосферной плазмы во время затмения Солнца 1 августа 2008 г.

Концентрация электронов в ионосфере. Как известно, в околополуденные часы концентрация в максимуме области F2 ионосферы N_m достигает своих максимальных значений. Затмение Солнца 1 августа 2008 г. произошло как раз в указанное время. В момент главной фазы затмения зафиксировано уменьшение N_m примерно на 32 %. Высота максимума слоя F2 во время 3С увеличилась примерно на 3 км. Уменьшение

концентрации N_m связано в первую очередь с падением потока ионизирующего ультрафиолетового излучения Солнца. Наибольшее уменьшение концентрации электронов имеет место в нижней части области F ионосферы. На больших высотах уменьшение концентрации электронов компенсируется за счет потоков заряженных частиц в ионосферу из плазмосферы. Этот факт подтверждается теоретическими расчетами в данной работе и данными [1—5, 7].

Затмение Солнца приводит к заметной перестройке структуры ионосферы в целом, ее динамического и теплового режимов. Об этом свидетельствует высотный профиль N(z) в момент времени, близкий к главной фазе затмения [6]. Затмение привело к смещению профиля N(z), что соответствует постепенному переходу к ночным условиям. В работах [2—5] наблюдалось подобное поведение высотного профиля N.

Увеличение высоты z_m слоя F2 в момент главной фазы 3С также указывает на то, что во время затмения имел место переход к «ночным» условиям.

Температуры электронов и ионов. Эффекты затмения хорошо заметны в вариациях температуры электронов и ионов. Во время 3С 1 августа 2008 г. наблюдалось уменьшение T_e примерно на 70—180 К на высотах 190—490 км. Такое поведение T_e во время 3С связано с уменьшением интенсивности ионизирующего солнечного излучения и, тем самым, с уменьшением числа фотоэлектронов, образующихся в F-области ионосферы [1, 2].

Следует обратить внимание на то, что во время затмения Солнца 1 августа 2008 г. минимум в вариациях T_e запаздывал по отношению к моменту наступления затмения примерно на 95—75 мин в высотном диапазоне 190—490 км. Во время 3С 11 августа 1999 г., 31 мая 2003 г., 3 октября 2005 г. и 29 марта 2006 г. наблюдалось практически безынерционное уменьшение T_e [1—5]. Такое поведение T_e связано прежде всего с малой инерционностью процесса охлаждения электронного газа на высотах, где времена переноса тепла за счет теплопроводности и теплообмена между электронами, ионами и нейтральными частицами достаточно малы [2].

Рассмотрим временные вариации температуры ионов. Во время 3С T_i уменьшилась примерно на 60—140 К в диапазоне высот 190—490 км. Максимальное уменьшение T_i наблюдалось с запаздыванием примерно на 80—35 мин после начала затмения на высотах 190—490 км соответственно.

Эффекты ЗС хорошо заметны и в высотном распределении температуры электронов и ионов. В момент, близкий к главной фазе затмения, имело место смещение высотных профилей $T_e(z)$ и $T_i(z)$, что указывает на перестройку теплового режима ионосферы в широком диапазоне высот и постепенному переходу к ночным условиям.

Скорость переноса заряженных частиц. Эффекты ЗС 1 августа 2008 г. заметно проявились в вариациях вертикальной составляющей скорости переноса заряженных частиц и тем самым повлияли на динамический режим ионосферной плазмы. Во время ЗС наблюдалось уменьшение V_7 примерно на 10—55 м/с в диапазоне высот 200-530 км. Как известно, в дневные часы перенос плазмы преимущественно направлен вверх вдоль магнитных силовых линий. В ночные часы имеет место обратный процесс заряженные частицы, запасенные в дневное время в плазмосфере, посредством диффузии переносятся вниз в ионосферу, компенсируя рекомбинационные потери на высотах области F2 ионосферы.

В течение 3С 1 августа 2008 г. на высотах 200 и 310 км наблюдалось усиление направленной вниз скорости переноса частиц, а на высотах 420 и 530 км имело место изменение направления движения заряженных частиц. Такое поведение V_z характерно для ночного времени и свидетельствует о том, что во время 3С происходил постепенный переход к «ночным» условиям. Это хорошо иллюстрируют высотные профили V_z . Действительно, в момент времени, близкий к максимальной фазе 3С, профиль V_z качественно похож на высотный профиль скорости переноса плазмы в ночные часы [6].

Вариации концентрации ионов водорода. Как уже говорилось выше, ЗС заметно влияет на высотное распределение заряженных частиц в ионосфере. По данным радара HP во время 3С 1 августа 2008 г. наблюдалось увеличение примерно на 10—20 % относительной концентрации ионов водорода $N(H^+)/N$ в широком диапазоне высот по сравнению с контрольными сутками 2 августа 2008 г.

По высотным профилям концентрации ионов водорода получено, что 3С привело к увеличению $N(H^+)$ примерно на 15—20 % в диапазоне высот 500—900 км, причем высотный профиль $N(H^+)$ в фазу максимального покрытия диска Солнца качественно подобен профилю концентрации ионов H⁺ в ночное время. Поведение $N(H^+)/N$ в период 3С 1 августа 2008 г. согласуется с ранее полученными вариациями концентрации ионов водорода во время нескольких затмений Солнца [1—5].

Температура нейтралов. Уменьшение температуры Т_n связано с уменьшением освещенности атмосферы, и следовательно, эффективности солнечного нагрева. Как видно из рис. 1, во время ЗС с увеличением высоты уменьшение Т_и возрастало и отслеживало вариации температуры ионов. Запаздывание реакции Т_n относительно момента главной фазы затмения, наоборот, с увеличением высоты уменьшалось. Такая же картина наблюдалась и в вариациях T_i. Такое временное запаздывание можно объяснить увеличением роли теплопроводности нейтрального и ионного газа с ростом высоты. В целом временные вариации Т_n во время ЗС 1 августа 2008 г., 11 августа 1999 г., 31 мая 2003 г. и 3 октября 2005 г. согласуются между собой [1, 2, 7].

Потоки заряженных частиц в ионосфере. Поведение вертикальной составляющей скорости переноса плазмы и плотностей потоков заряженных частиц свидетельствует о том, что во время 3С происходит увеличение по модулю значений Π_p и Π_d в широком диапазоне высот. Поскольку увеличение потоков сверху характерно для ночного времени, можно считать, что 3С привело к наступлению кратковременной ночи. Результаты расчетов Π_p и Π_d в течение солнечного затмения 1 августа 2008 г. согласуются с результатами теоретического моделирования, выполненного в работах [1—3, 5, 7] для других 3С.

Скорости нейтральных ветров. Поведение параметров нейтральных ветров в периоды солнечных затмений в средних широтах исследовалось крайне редко. Данные харьковского радара НР о вертикальной составляющей скорости переноса заряженных частиц позволяют рассчитывать величины скоростей нейтральных ветров. Как уже было описано выше, эффекты 3С заметны в вариациях скоростей нейтральных ветров. Достаточно очевидным является факт усиления направленного от экватора к полюсу нейтрального ветра во время 3С. Такое поведение w и V_{nx} наблюдалось в периоды затмений в 1999 и 2005 гг. [1, 2, 7].

Однако есть и различия в поведении w и V_{nx} во время 3С. Так, 1 августа 2008 г. на высоте 410 км наблюдалась смена направления w и V_{nx} . Похожая ситуация имела место во время 3С 29 марта 2006 г., когда за несколько часов до 3С w и V_{nx} были направлены от экватора к полюсу, а в период затмения их направление изменилось на противоположное.

Подвод энергии к электронному газу. Как и следовало ожидать, солнечное затмение привело к уменьшению величины энергии, подводимой к электронам. Уменьшение Q/N в диапазоне высот 210—290 км составило не более 12 %. Следует также отметить, что поведение Q/N во время 3С качественно отражает вариации температуры электронов. Уменьшение величины энергии, подводимой к электронному газу, связано с уменьшением в период затмения удельной энергии, передаваемой фотоэлектронами электронам на высотах z < 350 км [1-3, 5, 7].

Поток тепла из плазмосферы в ионосферу. Хорошо известно, что при наличии разности температур в среде устанавливается тепловой поток от слоя с высокой температурой к слою с низкой температурой. В ионосфере обычно $\partial T_e/\partial z > 0$ и $\Pi_T < 0$. Это означает, что поток тепла направлен вниз в ионосферу. В работе [6] уже говорилось о том, что ЗС привело к уменьшению T_e в широком диапазоне высот. Уменьшение (по модулю) Π_T вблизи главной фазы затмения составило примерно 9—16 % в диапазоне высот 240—340 км. Это связано главным образом с охлаждением электронного газа ($\Pi_T \propto T_e^{5/2} \partial T_e/\partial z$). Таким

образом, эффекты ЗС 1 августа 2008 г. заметно проявились и в вариациях плотности потока тепла, переносимого электронами из плазмосферы в ионосферу.

Сравнение эффектов 3С 11 августа 1999 г., 31 мая 2003 г., 3 октября 2005 г., 29 марта 2006 г. и 1 августа 2008 г. В работах [1—7] представлены результаты наблюдений эффектов в околоземной среде во время частных 3С 11 августа 1999 г, 31 мая 2003 г., 3 октября 2005 г., 29 марта 2006 г. и 1 августа 2008 г., полученных с помощью радара НР в Харькове.

В таблице приведены основные характеристики частных ЗС над Харьковом в 1999—2008 гг.: время начала, главной фазы и конца ЗС, значения функции покрытия солнечного диска по площади (A) и диаметру (D/D_0) . Приведена также информация о солнечной и геомагнитной активности во время солнечных затмений. Видно, что наиболее подходящими для сравнения являются ЗС 11 августа 1999 г., 29 марта 2006 г. и 1 августа 2008 г. Следует отметить, что перечисленные затмения происходили примерно в одно и тоже время (околополуденное и вскоре после него). Геомагнитная обстановка во время этих затмений была спокойной. Затмения Солнца 1999 и 2006 гг. были близки по величине фазы затмения. Однако ЗС 11 августа 1999 г. происходило в период максимума солнечной активности (СА), а затмение 29 марта 2006 г. — в период минимума СА.

Рассмотрим вариации основных параметров максимума области F2 ионосферы во время этих 3С. Концентрация электронов N_m уменьшилась примерно на 15, 33 и 32 %, а высота максимума z_m увеличилась на 30, 25 и 3 км соответственно во время затмений 1999, 2006 и 2008 гг.

Во время затмений 1999, 2006 и 2008 гг. эффекты проявились и в высотном распределении концентрации N электронов. Затмение 11 августа 1999 г. привело к уменьшению N примерно на 15—20 % в диапазоне высот 250—300 км, а с ростом высоты падение концентрации было незначительным. Во время 3С 29 марта 2006 г. уменьшение N составило 30—40, 50 и 20 % на высотах 190—210, 290 и 410 км. Во время затмения 1 августа 2008 г. уменьшение N составило около 32 % в диапазоне высот 190—210 км и примерно 25 % на высотах 290—680 км.

Температура электронов во время затмения 11 августа 1999 г. уменьшилась на 400—600 К в диапазоне высот 200—700 км. Во время 3С 2006 и 2008 гг. на высотах 190—490 км уменьшение T_e составило примерно 150—300 и 70—180 К соответственно.

Во время 3С 11 августа 1999 г. температура ионов уменьшилась примерно на 600 К на высоте 700 км, для 3С 29 марта 2006 г. падение T_i составило 30—50 К в диапазоне высот 290—410 км, во время 3С 1 августа 2008 г. — 10—30 К на высотах 190—210 км и 60—140 К на высотах 240—490 км. Следует отметить, что эффекты 3С в вариациях T_i более заметны в диапазоне высот 240—680 км.

Эффекты рассматриваемых 3С в вариациях относительной концентрации ионов водорода количественно и качественно подобны. Так, во время затмений в 1999, 2006 и 2008 гг. наблюдалось увеличение $N(\rm H^+)/N$ примерно на 15—30 % в диапазоне высот 500—900 км.

Как уже было описано выше, ЗС привели к заметной перестройке динамического режима ионосферной плазмы. Во время ЗС имело место увеличение плотности потока заряженных частиц, направленного в ионосферу, что качествен-

Краткие сведения о частных солнечных затмениях над Харьковом и данные о солнечной и геомагнитной активности в периоды затмения Солнца

Дата ЗС	Начало 3C, UT	Главная фаза 3C, UT	Конец ЗС, UT	A	D/D_0	F _{10.7}	$\overline{F_{10.7}}$	A_p
11.08.99	09:57:32	11:15:40	12:29:27	0.746	0.794	131	158	6
31.05.03 03.10.05	02:16:08 08:41:40	03:14:34 09:41:57	04:17:27 10:42:34	0.658 0.153	0.740 0.263	113 74	125 79	49 7
29.03.06 01.08.08	10:02:47 09:11:28	11:12:59 10:15:41	12:21:59 11:17:47	0.724	0.774 0.439	82 66	78 66	6

но напоминало перестройку среды к ночным условиям.

Во время ЗС в 1999, 2006 и 2008 гг. эффекты наблюдались и в вариациях величины энергии, подводимой к электронному газу. Так, во время затмений 11 августа 1999 г. и 29 марта 2006 г. величина Q/N уменьшилась примерно на 20—30 % в диапазоне высот 250—350 км. В момент главной фазы ЗС 1 августа 2008 г. падение Q/N в диапазоне высот 210—290 км составило не более 12 %. Такое количественное отличие в вариациях Q/N связано, скорее всего, с величиной фазы самого затмения и изменениями температуры электронов во время ЗС, а также с тем, что последнее ЗС наблюдалось в период глубокого минимума солнечной активности.

Вариации плотности потока тепла, переносимого электронами из плазмосферы в ионосферу, для 3С 1999, 2006 и 2008 гг. качественно подобны. Во всех трех случаях наблюдается уменьшение модуля Π_T в момент максимального покрытия диска Солнца. Во время затмения 11 августа 1999 г. и 29 марта 2006 г. Π_T уменьшилась в 2.5 и 1.5 раза соответственно. Для 3С 1 августа 2008 г. уменьшение (по модулю) Π_T вблизи главной фазы составило примерно 9—16 % в диапазоне высот 240—340 км.

Сравнительный анализ показал качественное подобие эффектов 3С в вариациях параметров ионосферы и атмосферы. Затмения существенно влияют на динамический и тепловой режим плазмы. Количественные различия вариаций параметров ионосферы и динамических процессов в большой степени могут быть объяснены различным уровнем солнечной и геомагнитной активности, а также величиной фазы 3С.

выводы

Частное затмение Солнца 1 августа 2008 г. привело к заметной перестройке структуры ионосферы, ее динамического и теплового режимов в широком диапазоне высот. Как показали результаты экспериментальных наблюдений и теоретических расчетов, вариации параметров ионосферной плазмы, динамических и тепловых процессов в период 3С качественно подобны вариациям при переходе сначала к ночным, а затем к дневным условиям.

Основные результаты, полученные в данной работе, заключаются в следующем.

1. Затмение Солнца сопровождалось уменьшением температуры нейтралов на 17, 17, 29, 32 и 40 К на высотах 250, 270, 300, 320 и 350 км соответственно, время запаздывания этого эффекта в вариациях T_n по отношению к моменту главной фазы затмения на рассматриваемых высотах составило примерно 32, 23, 18 и 0 мин.

2. Во время ЗС имело место увеличение модуля Π_p в диапазоне высот 210—580 км. В момент главной фазы затмения величина плотности полного потока достигала $1.5 \cdot 10^{12}$, $2 \cdot 10^{12}$, $5 \cdot 10^{12}$ и 10^{13} м⁻²·c⁻¹ на высотах 210, 290, 410 и 580 км соответственно.

3. Вариации плотности потока заряженных частиц за счет амбиполярной диффузии Π_d во время 3С 1 августа 2008 г. подобны вариациям Π_p . Затмение привело к увеличению модуля плотности потока Π_d и переносу плазмы на более низкие высоты, что характерно для ночных условий.

4. Эффект ЗС в вариациях скоростей нейтральных ветров проявился достаточно заметно. В момент максимального покрытия диска Солнца изменение *w* составило примерно 16, 28 и 68 м/с; V_{nx} — примерно 43, 76 и 185 м/с на высотах 210, 290 и 410 км соответственно.

5. В момент главной фазы 3С в диапазоне высот 210—290 км наблюдалось уменьшение величины энергии Q/N, подводимой к электронам, примерно на 12 %. Также вариации Q/N в период 3С обусловлены вариациями температуры электронов.

6. Затмение Солнца привело к уменьшению величины Π_T на 9, 11 и 16 % на высотах 240, 290 и 340 км соответственно.

7. Сравнительный анализ эффектов частных 3С 11 августа 1999 г., 29 марта 2006 г. и 1 августа 2008 г. показал, что поведение параметров ионосферы во время ЗС качественно подобны. Количественные различия вариаций параметров ионосферной плазмы объясняются различным уровнем солнечной и геомагнитной активности, а также величиной фазы ЗС. Авторы благодарны Л. Я. Емельянову, А. Ф. Кононенко, И. Б. Склярову, С. В. Черняеву за организацию и проведение измерений на радаре HP, а также Д. А. Дзюбанову за интерес к работе.

- Акимов Л. А., Боговский В. К., Григоренко Е. И. и др. Атмосферно-ионосферные эффекты солнечного затмения 31 мая 2003 года в Харькове // Геомагнетизм и аэрономия. — 2005. — 45, № 4. — С. 526—551.
- Акимов Л. А., Григоренко Е. И., Таран В. И. и др. Комплексные радиофизические и оптические исследования динамических процессов в атмосфере и геокосмосе, вызванных солнечным затмением 11 августа 1999 года // Зарубежная радиоэлектроника. Успехи современной радиоэлектроники. — 2002. — № 2. — С. 25—63.
- 3. Бурмака В. П., Григоренко Е. И., Емельянов Л. Я. и др. Радарные наблюдения эффектов в геокосмосе, вызванных частным солнечным затмением 29 марта 2006 г. // Успехи современной радиоэлектроники. 2007. № 3. С. 38—53.
- Бурмака В. П., Лысенко В. Н., Ляшенко М. В., Черногор Л. Ф. Атмосферно-ионосферные эффекты частного солнечного затмения 3 октября 2005 г. в Харькове. 1. Результаты наблюдений // Космічна наука і технологія. — 2007. — 13, № 6. — С. 74—86.
- 5. Григоренко Е. И., Ляшенко М. В., Черногор Л. Ф. Эффекты в ионосфере, вызванные солнечным затмением 29 марта 2006 г. // Геомагнетизм и аэрономия. — 2008. — **48**, № 3. — С. 350—364.
- Емельянов Л. Я., Ляшенко М. В., Черногор Л. Ф. Эффекты в геокосмической плазме во время частного затмения Солнца 1 августа 2008 г. над Харьковом. 1. Результаты наблюдений // Космічна наука і технологія. — 2009. — 15, № 3. — С. 70—81.
- Ляшенко М. В., Черногор Л. Ф. Атмосферно-ионосферные эффекты частного солнечного затмения 3 октября 2005 г. в Харькове. 2. Моделирование и обсуждение результатов // Космічна наука і технологія. — 2008. — 14, № 1. — С. 57—64.
- Черногор Л. Ф. Физика Земли, атмосферы и геокосмоса в свете системной парадигмы // Радиофизика и радиоастрономия. – 2003. – 8, № 1. – С. 56–104.
- 9. *Черногор Л. Ф.* Земля атмосфера геокосмос как открытая динамическая нелинейная система // Космічна наука і технологія. 2003. **9**, № 5/6. С. 96—105.

- Черногор Л. Ф. «Земля атмосфера ионосфера магнитосфера» как открытая динамическая нелинейная физическая система (часть 1) // Нелинейный мир. — 2006. — 4, № 12. — С. 655—697.
- Черногор Л. Ф. «Земля атмосфера ионосфера магнитосфера» как открытая динамическая нелинейная физическая система (часть 2) // Нелинейный мир. — 2007. — 5, № 4. — С. 198—231.
- Эванс Дж. Теоретические и практические вопросы исследования ионосферы методом некогерентного рассеяния радиоволн // ТИИЭР. — 1969. — 57, № 4. — С. 139—177.
- Buonsanto M. J., Richards P. G., Torr D. G., Sipler D. P. Ionospheric effects of the March 1990 magnetic storm: Comparison of the theory and measurement // J. Geophys. Res. – 1994. – 99A, N 12. – P. 359–365.
- Chernogor L. F., Rozumenko V. T. Earth Atmosphere Geospace as an Open Nonlinear Dynamical System // Radio Phys. and Radio Astron. – 2008. – 13, N 2. – P. 120–137.
- Picone J. M., Hedin A. E., Drob D. P., Aikin A. C. NRLM-SISE-00 empirical model of the atmosphere: Statistical comparisons and scientific issues // J. Geophys. Res. – 2002. – 107A, N 12. – P. 1–16.

Надійшла до редакції 18.05.09

M. V. Lyashenko, L. F. Chernogor

SOME EFFECTS IN THE GEOSPACE PLASMA DURING THE PARTIAL SOLAR ECLIPSE OF 1 AUGUST 2008 ABOVE KHARKOV. 2. CALCULATION RESULTS AND DISCUSSION

We present our theoretical calculation results for dynamic processes parameters in geospace plasma during partial (phase is about 0.42) solar eclipse of 1 August 2008. It is shown that the neutral atmosphere temperature decreased by 17-40 K in the height range from 250 to 350 km. The densities of the total plasma flux and flux due to ambipolal diffusion increased in the height range from 210 to 580 km. In the ionosphere an intensification of the neutral wind velocity took place in the height range between 210 and 410 km. The energy delivered to the electron gas decreased approximately by 12 % at heights from 210 to 290 km and the heat flux density was diminished by 9-16 % in the height range from 240 to 340 km. We compared the ionospheric plasma parameter variations during the eclipses of 11 August 1999, 31 May 2003, 3 October 2005, 29 March 2006 and 1 August 2008.

УДК 551.510.535: 550.388.2

Л. Я. Емельянов¹, И. Б. Скляров¹, Л. Ф. Черногор²

¹Інститут іоносфери Національної академії наук і Міністерства освіти і науки України, Харків ²Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна

ОТКЛИК ИОНОСФЕРЫ НА СОЛНЕЧНОЕ ЗАТМЕНИЕ 1 АВГУСТА 2008 г.: РЕЗУЛЬТАТЫ ВЕРТИКАЛЬНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

Описано результати спостереження за динамікою іоносфери на висотах 100—200 км протягом часткового (покриття 0.42) сонячного затемнення 1 серпня 2008 р. поблизу м. Харкова. Затемнення викликало перебудову іоносфери на всіх висотах від денних до нічних умов, а потім — до денних. Критична частота шару F1 зменшилася на 10 %, а шару F2 — на 17 %. Запізнення цих варіацій відносно фази покриття сонячного диску склало 0 і 15 хв відповідно. Діюча висота відбиття сигналу поблизу максимуму іонізації шару F2 значно зросла (на 100—200 км). Зафіксовано зменшення електронної концентрації та підсилення квазіперіодичних варіацій (з періодом близько75 хв) протягом сонячного затемнення на всіх висотах, що спостерігалися.

введение

Эффекты солнечного затмения (СЗ) в ионосфере изучаются давно. Для этой цели используются различные методы: оптические [1-4, 26], частичных отражений [7, 17, 25], вертикального зондирования (ВЗ) [5, 7–10, 15, 16, 20, 27], доплеровского зондирования [3, 10, 21, 39], некогерентного рассеяния (НР) [2-4, 12-14, 18-19, 29, 36, 37, 41, 43, 44], спутниковые методы [5, 6, 28, 35, 42] и др. [23, 30–34, 38, 40]. Наиболее полную информацию о процессах в ионосфере в широком диапазоне высот (100-1000 км) получают при помощи метода НР [2-4, 12-14, 18-19, 36, 37, 43]. К сожалению, радаров НР мало (не более 10), и расположены они в основном на американском континенте. К тому же эти радары включаются лишь в определенные периоды времени, что связано с большим энергопотреблением. Значительный объем информации об ионосфере получен при помощи ионозондов. Ионозонды отличаются простотой, низкой стоимостью и практически непрерывным режимом наблюдений. Существует мировая сеть ионозондов.

По указанным причинам метод ВЗ давно применяется для наблюдения эффектов затмений в ионосфере [9, 10, 15, 16, 20, 27]. Такие

исследования остаются актуальными и сегодня [5, 7, 8].

В цитируемых работах исследовались временные вариации ряда параметров ионограмм. При этом установлено, что СЗ приводит к их заметным возмущениям. Наибольшие возмущения имеют место в F-области ионосферы. При полном или близком к нему затмении критическая частота f_0F2 уменьшалась на 1–2.8 МГц, а концентрация N электронов – в 1.5–2.3 раза. Действующая высота отражения h' при этом увеличивалась на 10-40 км. Эффекты в слое F1 (если он был) выражены несколько меньше, чем в слое F2. Наименьшие изменения происходят в области Е, однако и они в ряде случаев были регистрируемые. Время запаздывания Δt вариаций в слое F1 по отношению к моменту наступления главной фазы затмения составляло 10-25 мин. а в области E – 12 мин. Обшая длительность возмущений составляла 2-2.5 ч. Иногда во временных вариациях f₀F2 регистрировались квазипериодические вариации, но они не обязательно были связаны с затмением [9].

Цель настоящей работы — изложение результатов наблюдения методом ВЗ за перестройкой ионосферы в период частного СЗ 1 августа 2008 г. вблизи г. Харькова. Это затмение существенно отличается от других затмений, наблюдавшихся в этой же местности последние 10 лет, тем, что оно происходило в условиях глубокого миниму-

[©] Л. Я. ЕМЕЛЬЯНОВ, И. Б. СКЛЯРОВ, Л. Ф. ЧЕРНОГОР, 2009

ма солнечной активности. Естественно было ожидать, что и реакция ионосферы на C3 будет иметь свои особенности.

ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

Краткие сведения о затмении. СЗ началось в 08:04 1 августа 2008 г (здесь и далее мировое время) в северной части Канады, а закончилось в 12:38 в Китае. Центральная линия затененной области пересекла Гренландию, Арктику, Новую Землю, Центральную Россию (города Надым, Нижневартовск, Барнаул и др.), Монголию и Китай. Ширина этой области составляла 237 км, а скорость ее движения — около 900 м/с. В месте измерений (вблизи г. Харькова) покрытие диаметра диска Солнца достигало 0.42. При этом максимальная затененная площадь диска составляла около 31.1 %. СЗ началось в 09:11, а закончилось в 11:17, главная фаза наступила в 10:15.

Состояние космической погоды. Охарактеризуем кратко состояние космической погоды в период с 29 июля по 4 августа 2008 г., которую удобно описывать в терминах временных вариаций плотностей потоков протонов и электронов, межпланетного магнитного поля, H_p -компонента геомагнитного поля, а также индексов авроральной и магнитной активностей (*AE*, K_p и D_{st}).

Затмению предшествовало малосущественное магнитное возмущение (индекс K_p изменялся от 0 до 2). Незначительными были вариации плотности потока протонов. Плотность потока электронов изменялась по квазипериодическому закону с периодом около 1 сут в пределах (2– 5) $\cdot 10^6 \text{ м}^{-2}\text{c}^{-1}\text{стеp}^{-1}$. Компонент B_z хаотически варьировал в пределах 2–3 нТл. Малосущественными были флуктуации уровня B_t (около ±1 нТл). Достаточно упорядоченными с периодом в 1 сут были вариации H_p -компонента геомагнитного поля (в пределах 50 нТл). Значения индекса D_{st} также хаотически флуктуировали в пределах ±(3–5) нТл. Вариации индекса AE были незначительными, но иногда достигали 300 нТл.

Таким образом, день затмения был спокойным. Это обстоятельство существенно облегчило идентификацию возмущений, связанных с C3.

СРЕДСТВА И МЕТОДЫ

Наблюдения ионосферы осуществлялись с помощью модифицированного ионозонда «Базис». Ионозонд расположен в Ионосферной обсерватории Института ионосферы (49°36' с.ш., 36°18' в.д.) вблизи г. Харькова. Он позволяет проводить вертикальное, наклонное и трансионосферное зондирование и получать высотно-частотные характеристики ионосферы в диапазоне частот при вертикальном зондировании от 0.3 до 20 МГц, дистанционно-частотные при наклонном зондировании от 0.3 до 40 МГц, трансионограммы в диапазоне от 0.3 до 15.95 МГц. Частота зондирования изменяется линейно с дискретным шагом от 1 до 100 кГц и возможностью выбора начальной частоты зондирования. Количество рабочих частот в одном сеансе зондирования – 400. Количество импульсов, последовательно излучаемых на каждой из 400 частот, составляет 2^m (m = 0, 1, ..., 8). Приемная и передающая антенны станции идентичны и расположены ортогонально. Каждая из антенн состоит из двух широкополосных вертикальных ромбов. Малый ромб работает в диапазоне частот 6-20 МГц, большой - 0.3-6 МГц. Переключение антенн производится антенным коммутатором. Передатчик ионозонда «Базис» работает в диапазоне частот 0.3-20 МГц. Выходная мощность составляет 10 кВт, длительность излучаемого импульса – 100 мкс. Частота следования импульсов может изменяться от 3.125 до 25 Гц. Передатчик представляет собой мощный импульсный усилитель с сеточной модуляцией. Приемное устройство ионозонда «Базис» создано на основе супергетеродина с многократным преобразованием частоты: в диапазоне частот от 0.3 до 2.3 МГц с двойным преобразованием, от 2.3 до 40 МГц – с тройным. Погрешность отсчета частоты на ионограммах не хуже 0.1 МГц, а критической частоты области F — 0.05 МГц.

В данном эксперименте последовательные зондирования ионосферы осуществлялись через $\Delta = 15$ мин. При равномерном законе распределения моментов наступления реакции среды на СЗ временные отсчеты определялись с дисперсией $\sigma^2 = \Delta^2/12$. При этом $\sigma \approx 4.3$ мин.



Рис. 1. Ионограммы до, в период (09:11-11:17) и после окончания солнечного затмения 1 августа 2008 г.

РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ

Описание ионограмм. На рис. 1 представлены некоторые наиболее характерные ионограммы, полученные перед, в период и после окончания C3 1 августа 2008 г., а на рис. 2 – ионограммы, полученные в те же моменты времени в контрольный день 2 августа 2008 г., когда не было значительных возмущений в ионосфере. По шкале вертикальной оси, как обычно, обозначены действующие высоты отражения зондирующего сигнала. Отметим, что и 1 августа, и 2 августа 2008 г. на протяжении практически всех измерений регистрировался слой E_s (см. рис. 1 и 2), который частично экранировал исследуемую область ионосферы, что, к сожалению, затрудняло получение



Рис. 2. Ионограммы, полученные в контрольный день 2 августа 2008 г.

качественных высотно-частотных характеристик. Несмотря на это, имеющиеся ионограммы позволили достаточно адекватно оценить результаты воздействия C3 на исследуемые параметры.

Из рис. 1 видно, что до наступления СЗ ионосфера была спокойной. Ионограммы, полученные в 9:01 (до СЗ) и 9:16 (т. е. через 4 мин после начала СЗ), отличаются еще незначительно — наблюдается лишь слабое изменение следа отражения от слоя F2. На ионограмме в 9:46 заметно увеличилась действующая высота слоя F2, произошло уменьшение критических частот слоев F2 и F1 (f_0F2 и f_0F1 соответственно). Особенно заметные изменения ионограмм произошли вблизи главной фазы C3, которая наступила в 10:15 (см. ионограммы, полученные в



Рис. 3. Временные вариации критических частот f_0F^2 (*a*) и f_0F^1 (*б*): 1 – в день СЗ 1 августа 2008 г., 2 – в контрольный день 2 августа 2008 г.

10:16 и 10:31). Видно, что действующая высота увеличилась по сравнению с началом СЗ приблизительно на 200 км, значительно уменьшилась f_0F2 , частота f_0F1 также достигла своего минимума. В 10:31 значения критических частот слоев F2 и F1 наиболее близки, и оба слоя (F2 и F1) почти слились в один слой, что характерно для ночных условий. В 10:46 слой Е в большой степени экранировал исследуемые области ионосферы, однако при скрупулезной обработке цифровых данных можно получить сведения о параметрах ионограммы. Приблизительно в момент окончания СЗ ионограмма (в 11:16) по своему характеру приблизилась к ионограммам до СЗ, однако увеличивающаяся по мере открывания солнечного диска частота f_0F2 еще не достигла своего невозмущенного затмением значения. В то же время действующая высота слоя F2 после ее уменьшения приблизилась к своему первоначальному значению (отличие составляло не более 20-30 км). Ионограмма, полученная в 12:16, свидетельствует о том, что через час после окончания СЗ вид ионограммы и ее параметры вернулись к состоянию, предшествующему моменту начала затмения.

Результаты вертикального зондирования в контрольный день 2 августа 2008 г., представленные на рис. 2, показывают, что в тот же самый период измерений отличия ионограмм незначительны как между собой, так и по сравнению с ионограммами, полученными 1 августа до начала и после окончания влияния СЗ. Этого и следовало ожидать в околополуденное время при невозмущенной ионосфере. Отметим, что в качестве эталонов для качественного сравнения ионограмм мы выбрали характер следов F1 и F2.

Таким образом, в результате качественного анализа ионограмм можно сделать вывод о заметном влиянии СЗ на характер и параметры ионограмм.

Временные вариации критических частот. На рис. 3 представлены временные вариации критических частот области F ионосферы: f_0F2 и f_0F1 . Сплошной линией 1 обозначены вариации параметров ионосферы в день солнечного затмения 1 августа 2008 г., а пунктирной линией 2в контрольный день 2 августа 2008 г. Тремя вертикальными линиями обозначены моменты начала, главной фазы и окончания затмения. Из рис. 3, *а* видно, что до затмения f_0F2 изменялась в пределах от 4.4 до 4.85 МГц. По мере покрытия диска Солнца значения f_0F2 уменьшались от 4.6 до 3.8 МГц. Им соответствовало уменьшение концентрации электронов от $N \approx 2.6 \cdot 10^{11}$ до $N_{\rm min} \approx 1.8 \cdot 10^{11} {\rm M}^{-3}$. Максимальное значение $\delta f_0 F2 \approx 0.8$ МГц. При этом уменьшение концентрации электронов составило $\Delta N = 0.8 \cdot 10^{11} \text{ м}^{-3}$, $N_{\min} / N \approx 0.68$ и $\delta_N = \Delta N / N \approx 32$ %. С учетом погрешности измерения f_0F2 имеем $\delta_N = 32 \pm$ \pm 3 %. Отметим, что минимальное значение f_0F_2 , а значит и электронной концентрации в максимуме слоя F2, наблюдалось в 10:31, т. е. с задержкой 14 ± 4.3 мин по отношению к моменту главной фазы СЗ.

После главной фазы C3 значения f_0F2 изменялись по квазипериодическому закону. Величина квазипериода $T \approx 75$ мин, а амплитуда $\delta f_0F2 = 0.2$ МГц. При этом $\delta_N = 10$ %. Продолжи-

тельность этого процесса была около 2 ч, и полное восстановление частоты f_0F2 произошло около 12:16, т. е. приблизительно через час после завершения C3.

В контрольный день подобного уменьшения значений f_0F2 (и электронной концентрации) не наблюдалось. Отметим, что данные измерений f_0F2 до начала СЗ и после окончания реакции критической частоты на СЗ близки к значениям f_0F2 , полученным в соответствующие моменты времени в контрольный день.

Критическая частота слоя F1 (f_0 F1) претерпела меньшие вариации по сравнению с f_0F2 (рис. 3, δ). Уменьшение $f_0 F$ 1 началось с момента начала покрытия диска Солнца. Частота f_0F1 снизилась приблизительно на $\delta f_0 F1 \approx 0.4$ МГц (с 4.1 до 3.7 МГц). Это соответствует уменьшению электронной концентрации на $\Delta N = 4.2 \times$ $\times 10^{10}$ м⁻³. Минимального значения $N \approx 1.6 \times$ $\times 10^{11}$ м⁻³ достигла в момент главной фазы C3. При этом в слое F1 отмечалось N_{\min} / $N \approx 0.81$, $\delta_N = \Delta N / N \approx 18.6 \pm 2.5 \%$. В некоторые моменты времени данные измерений f_0F1 определить не удалось из-за мощного слоя Е, однако значение f_0F1 в 11:16, равное 4.0 МГц, свидетельствует о том, что критическая частота f_0F1 к моменту завершения СЗ достигла своего значения, близкого к невозмущенному затмением.

В контрольный день частота f_0F1 в рассматриваемый период времени практически не изменялась и составляла 4.1 ± 0.1 МГц.

Временные вариации действующих высот. Временные вариации действующих высот вблизи максимума ионизации слоя F2 в день C3 1 августа 2008 г. и в контрольный день 2 августа 2008 г. показаны на рис. 4. Видно, что покрытие солнечного диска сопровождалось увеличением действующей высоты $h'(f_0F2)$ от первоначального значения, равного приблизительно 400 км, до 530 км и более в момент главной фазы СЗ (10:16). Особенно интенсивное возрастание $h'(f_0F2)$ произошло с 10:01 до 10:31 (на рисунке показано штриховой линией). В момент времени 10:46 высоту $h'(f_0F2)$ определить не удалось, а с 11:01 до 11:31 (т. е. до окончания C3) произошло снижение значений $h'(f_0F2)$ до невозмущенного затмением уровня. Следует отметить, что в



Рис. 4. Временные вариации действующей высоты $h'(f_0F2)$ отражения вблизи максимума ионизации слоя F2: I – в день C3 1 августа 2008 г., 2 – в контрольный день 2 августа 2008 г.

контрольный день 02.08.08 высоты $h'(f_0F2)$ изменялись незначительно $(h'(f_0F2) \approx 420 \pm 50 \text{ км}).$

Временные вариации концентрации электронов на различных действующих высотах. На рис. 5 показаны временные зависимости электронной концентрации N на нескольких действующих высотах в день затмения 1 августа 2008 г. (точки) и в контрольный день 2 августа 2008 г. (кружки). Значения N получены из значений измеренных с помощью ионозонда плазменных частот. Видно, что во время СЗ на всех действующих высотах наблюдаются близкие по своему характеру временные вариации N(t). Сразу после начала СЗ происходит уменьшение электронной концентрации от 2.5 · 10¹¹ до 1.7 · 10¹¹ м⁻³. Минимум N наблюдается около 10:30, т. е. через 15.0 \pm ± 4.3 мин после наступления главной фазы СЗ. Максимальное уменьшение N равно приблизительно 0.8·10¹¹ м⁻³, что составляет 32 %. По мере открывания солнечного диска электронная концентрация увеличивалась, достигнув значения 2.4·10¹¹ м⁻³ в 11:16, т. е. к концу СЗ. На действующих высотах 400 и 450 км отчетливо виден незначительный минимум N (около 2.0 × $\times 10^{11}$ м⁻³), а к 12:31 произошло восстановление значений N, близких к тем, что наблюдались до СЗ (2.5.10¹¹ м⁻³). После наступления главной фазы СЗ на всех действующих высотах проявлялись квазипериодические изменения электронной концентрации.



Рис. 5. Временные вариации электронной концентрации N на фиксированных действующих высотах h': темные кружки — в день СЗ 1 августа 2008 г., светлые кружки — в контрольный день 2 августа 2008 г.

В контрольный день 2 августа 2008 г. на протяжении рассматриваемого периода значения Nне претерпевали существенных изменений, подобных выше описанным, и были довольно близки к значениям N в соответствующие моменты до и после C3 1 августа 2008 г.

ОБСУЖДЕНИЕ

Вариации параметров ионограмм. Анализ ионограмм, полученных перед, в течение и после C3 показал, что имели место значительные вариации всех параметров ионограммы. Наличие слоя E_s затрудняло наблюдение эффектов, вызванных затмением. Тем не менее, уверенно наблюдалось уменьшение критических частот сло-

ев F1 и F2, достигавшее 0.4 и 0.8 МГц соответственно. После окончания затмения критические частоты практически вернулись к своим значениям, которые предшествовали C3. Минимальные значения f_0F1 и f_0F2 регистрировались с задержкой по отношению к моменту наступления главной фазы затмения, близкой с точностью до $\sigma \kappa 0$ и 15 мин. Одновременно с вариациями f_0F1 и f_0F2 наблюдалось сначала увеличение на 130 и более километров действующей высоты $h'(f_0F2)$, а затем ее уменьшение на такое же значение. Примечательно, что вблизи моментов наступления главной фазы C3 слои F1 и F2 слились в один слой, что свойственно ночной ионосфере.

Таким образом, даже относительно слабое затмение вызывает перестройку ионосферы сначала к «ночным» условиям, а затем в обратном направлении.

Кроме указанных вариаций, происходили квазипериодические изменения параметров ионограмм, свидетельствующие о том, что СЗ сопровождалось усилением волновой активности в ионосфере.

Такое поведение ионограмм является достаточно типичным для периодов СЗ и в целом соответствует результатам предыдущих наблюдений [7–10, 15, 16, 20, 27].

Вариации концентрации электронов. Рассмотрим подробнее высотно-временные вариации *N*, сопутствующие C3.

С учетом процессов образования электронов и ионов, их рекомбинации и движения плазмы в вертикальном направлении со скоростью V_z для среднеширотной ионосферы уравнение непрерывности для N имеет вид [11]

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} (NV_z) = q(t) - L, \qquad (1)$$

где *q* – скорость ионизации, *L* – скорость потерь электронов.

При низкой солнечной активности высота максимума слоя F2 не превосходит 200 км. На высотах $z \le 200$ км движением плазмы можно пренебречь, на этих высотах роль процессов ионизации и рекомбинации становится главной [11]. Тогда (1) сводится к уравнению

$$\frac{dN}{dt} = q(t) - L.$$
 (2)

Здесь $q(t) = q_0[1 - A(t)], A(t) = S(t)/S_0 - функция покрытия диска Солнца, S - площадь затененной части диска Солнца, S_0 - площадь последнего.$

Поскольку характерное время солнечного затмения $t_e \approx 63$ мин намного превышает время рекомбинационных процессов на высотах $z \le 200$ км, соотношение (2) можно заменить выражением

$$q \approx L. \tag{3}$$

В максимуме слоя F2 скорость потерь [11] равна

$$L = \beta N, \tag{4}$$

где β — коэффициент потерь. Полагая, что в течение C3 коэффициент β изменяется несущественно, из (3), (4) получим

$$\frac{N}{N_0} = \frac{q}{q_0} = 1 - A \equiv B.$$
 (5)

Здесь B(t) = 1 - A(t), N_0 – значение N при отсутствии C3.

Вблизи главной фазы $A_{\max} \approx 0.311, B_{\min} \approx 0.689.$ Тогда расчетное значение

$$\frac{N_{\min}}{N_0} = 0.689.$$

При этом $\Delta N/N_0 = 1 - N_{\min}/N_0 = 0.311 \approx 31 \%$. Это значение хорошо согласуется с экспериментально полученным значением $\delta_N = 32 \pm 3 \%$.

Рассмотрим слой F1. В максимуме этого слоя [11]

$$L = \alpha N^2, \tag{6}$$

где α – коэффициент рекомбинации электронов с молекулярными ионами. Из (3) и (6) получим

$$\frac{N}{N_0} = \sqrt{\frac{q}{q_0}} = \sqrt{B} \ . \tag{7}$$

Соотношение (7) предполагает, что в течение затмения α изменяется несущественно. При $B_{\min} =$ = 0.689 имеем $N_{\min}/N_0 \approx 0.83$, $\Delta N/N_0 \approx 0.17 =$ = 17 %. Это значение близко к значению $\delta_N =$ = 18.6 ± 2.5 %, полученному экспериментально.

Обсудим времена становления *N*. Исходя из высотной зависимости β [24], можно показать, что в слое F2 на высоте z = 200 км $\beta \approx 0.002$ с⁻¹. Тогда время становления концентрации элект-

ронов $t_N = \beta^{-1} \approx 500$ с ≈ 8.3 мин. Значение t_N близко к тому, что наблюдалось экспериментально. Последнее из-за дискретности зондирования составляет 15 ± 4.3 мин.

В слое *F*1

$$t_N = \frac{1}{2\alpha N_0},$$

где $\alpha \approx 2 \cdot 10^{-13} \text{c}^{-1}$ [11]. Полагая $N_0 \approx 2.1 \cdot 10^{11} \text{ м}^{-3}$ (это соответствует $f_0 F1 \approx 4.1 \text{ МГц}$), получим, что $t_N \approx 10 \text{ с. } \text{В}$ эксперименте время запаздывания N_{\min} по отношению к наступлению главной фазы было близко к нулю (с точностью до σ).

Таким образом, высотно-временные вариации N в течение C3 полностью соответствуют представлениям о физико-химических процессах в средней ионосфере (высоты 100—300 км).

Волновые возмущения. Затмение сопровождалось увеличением амплитуды квазипериодических колебаний f_0F2 приблизительно до 0.2– 0.3 МГц. При этом $\delta_N \approx 10-15$ %. Период колебаний составлял около 75 мин. Квазипериодические вариации усилились примерно через 30– 35 мин после начала СЗ и продолжались около 3 ч.

В контрольный день средняя амплитуда колебаний f_0F2 составляла 0.14 ± 0.02 МГц, т. е. была меньше приблизительно в 1.5–2.2 раза. При этом $\delta_N \approx 5.1-6.8$ %. Период преобладающих колебаний изменялся в пределах 30–60 мин. Различие периодов колебаний позволяет предположить, что именно СЗ вызвало усиление колебаний параметров ионосферы. Природа возникновения колебаний в ионосфере, скорее всего, связана с генерацией волн в нейтральной атмосфере в результате охлаждения атмосферного газа и сверхзвукового движения области тени. Волны в нейтральной атмосфере модулируют концентрацию электронов в ионосфере, что и наблюдается радиофизическими методами.

выводы

1. СЗ вызвало существенные вариации параметров ионограмм, что свидетельствует о перестройке ионосферы в течение затмения. В частности, критические частоты слоев F1 и F2 уменьшились на 0.4 и 0.8 МГц, или на 10 и 17 % соответственно.

2. СЗ сопровождалось заметным уменьшением концентрации электронов на всех высотах средней ионосферы. Так, в максимумах слоев F1 и F2 относительное уменьшение концентрации электронов равнялось 19 и 32 % соответственно. Время запаздывания этих вариаций составляло (с точностью до σ) около 0 и 15 мин соответственно.

3. СЗ привело к увеличению действующей высоты отражения $h'(f_0F2)$ примерно на 100—200 км.

4. Подтверждено, что в слоях F1 и F2 справедливы соответственно квадратичный и линейный законы рекомбинации. Физико-химические процессы в этих слоях полностью соответствовали существующим представлениям.

5. СЗ сопровождалось усилением (по сравнению с фоновым днем) относительной амплитуды δ_N квазипериодических вариаций концентрации электронов примерно в 2 раза. Различались и периоды колебаний.

- 1. Акимов А. Л., Акимов Л. А., Черногор Л. Ф. Параметры турбулентных процессов в атмосфере, сопровождавших затмения Солнца // Радиофизика и радиоастрономия. – 2007. – 12, № 2. – С. 117–134.
- Акимов Л. А., Боговский В. К., Григоренко Е. И. и др. Атмосферно-ионосферные эффекты солнечного затмения 31 мая 2003 года в Харькове // Геомагнетизм и аэрономия. – 2005. – 45, № 4. – С. 526–551.
- 3. Акимов Л. А., Григоренко Е. И., Таран В. И. и др. Комплексные радиофизические и оптические исследования динамических процессов в атмосфере и геокосмосе, вызванных солнечным затмением 11 августа 1999 года // Зарубеж. радиоэлектроника. Успехи соврем. радиоэлектроники. – 2002. – № 2. – С. 25–63.
- Акимов Л. А., Григоренко Е. И., Таран В. И., Черногор Л. Ф. Особенности атмосферно-ионосферных эффектов солнечного затмения 31 мая 2003 года: результаты оптических и радиофизических наблюдений в Харькове // Успехи соврем. радиоэлектроники. – 2005. – № 3. – С. 55–70.
- 5. Афраймович Э. Л., Воейков С. В., Перевалова Н. П. и др. Ионосферные эффекты солнечного затмения 29 марта 2006 г. над Казахстаном // Геомагнетизм и аэрономия. – 2007. – **47**, № 4. – С. 491–500.
- 6. Афраймович Э. Л., Косогоров Е. А., Лесюта О. С. Ионосферный отклик полного солнечного затмения 11 августа 1999 г. по данным глобальной сети GPS // Геомагнетизм и аэрономия. – 2001. – **41**, № 4. – С. 495–502.

- 7. Беликович В. В., Вяхирев В. Д., Калинина Е. Е. и др. Отклик ионосферы на частное солнечное затмение 29 марта 2006 г. по наблюдениям в Нижнем Новгороде и Мурманске // Геомагнетизм и аэрономия. – 2007. – **48**, № 1. – С. 103–108.
- Белинская А. Ю., Хомутов С. Ю., Григорьева С. А. Ионосферный отклик на солнечное затмение 29.03. 2006 г. // Изв. вузов. Физика – 2006. – № 9. – С. 68–72.
- 9. Бойтман О. Н., Калихман А. Д., Тащилин А. В. Среднеширотная ионосфера в период полного солнечного затмения 9 марта 1997 г. 2. Результаты наблюдений и сравнение с результатами моделирования // Геомагнетизм и аэрономия. – 1999. – **39**, № 6. – С. 52–60.
- 10. Борисов Б. Б., Егоров Д. А., Егоров Н. Е. и др. Комплексное экспериментальное исследование реакции ионосферы на солнечное затмение 9 марта 1997 г. // Геомагнетизм и аэрономия. – 2000. – **40**, № 3. – С. 94–103.
- 11. Брюнелли Б. Е., Намгаладзе А. А. Физика ионосферы. М.: Наука, 1988. 527 с.
- Бурмака В. П., Григоренко Е. И., Емельянов Л. Я. и др. Радарные наблюдения эффектов в геокосмосе, вызванных частным солнечным затмением 29 марта 2006 г. // Успехи соврем. радиоэлектроники. – 2007. – № 3. – С. 38–53.
- 13. Бурмака В. П., Лысенко В. Н., Ляшенко М. В., Черногор Л. Ф. Атмосферно-ионосферные эффекты частного солнечного затмения 3 октября 2005 г. в Харькове. 1. Результаты наблюдений // Космічна наука і технологія. – 2007. – 13, № 6. – С. 74–86.
- 14. *Бурмака В. П., Черногор Л. Ф.* Волновые возмущения в ионосфере в период весеннего равноденствия 2006 г. // Космічна наука і технологія. 2008. 14, № 4. С. 82–91.
- 15. Васильев К. Н., Зелешин А. С., Косенков А. Р. Ионосферный эффект солнечного затмения 15 февраля 1961 г. по наблюдениям в Москве // Геомагнетизм и аэрономия. – 1961. – 1, № 2. – С. 277–278.
- 16. Васин В. А., Гришкевич Л. В. Об эффектах в ионосфере, наблюдавшихся в период солнечных затмений 2.XII.1956 г. и 15.II.1961 г. в Горьком // Геомагнетизм и аэрономия. 1961. 1, № 6. С. 949–954.
- 17. *Гоков А. М., Черногор Л. Ф.* Результаты наблюдений процессов в нижней ионосфере, сопутствующих затмению Солнца 11 августа 1999 г. // Радиофизика и радиоастрономия. 2000. **5**, № 4. С. 348–360.
- 18. Григоренко Е. И., Ляшенко М. В., Черногор Л. Ф. Эффекты в ионосфере и атмосфере, вызванные солнечным затмением 29 марта 2006 г. // Геомагнетизм и аэрономия. – 2008. – **48**, № 3. – С. 350–364.
- 19. Григоренко Е. И., Пазюра С. А., Пуляев В. А. и др. Динамические процессы в ионосфере во время геокосмической бури 30 мая и затмения Солнца 31 мая 2003 года // Космічна наука і технологія. — 2004. — 10, № 1. — С. 12–25.

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2009. Т. 15. № 4

- 20. Данилкин Н. П., Коченова Н. А., Свечников А. М. и др. Состояние ионосферы над Ростовом-на-Дону в период солнечного затмения 15 февраля 1961 г. // Геомагнетизм и аэрономия. – 1961. – 1, № 4. – С. 612–615.
- Костров Л. С., Черногор Л.Ф. Результаты наблюдения процессов в средней ионосфере, сопутствующих затмению Солнца 11 августа 1999 г. // Радиофизика и радиоастрономия. – 2000. – 5, № 4. – С. 361–370.
- Ляшенко М. В., Черногор Л.Ф. Атмосферно-ионосферные эффекты частного солнечного затмения 3 октября 2005 г. в Харькове. 2. Результаты расчетов и обсуждение // Космічна наука і технологія. – 2008. – 14, № 1. – С. 57–64.
- 23. Мусатенко С. И., Максименко О. И., Мусатенко Ю.С. и др. Возмущения в ионосфере и атмосфере, вызванные солнечным затмением 11 августа 1999 г. // Геомагнетизм и аэрономия. – 2006. – 46, № 1. – С. 78–87.
- 24. Физика верхней атмосферы / Под ред. Дж. А. Ратклиффа. – М.: Гос. изд-во физ.-мат. лит., 1963. – 504 с.
- 25. Черногор Л. Ф. Высыпание электронов из магнитосферы, стимулированное затмением Солнца // Радиофизика и радиоастрономия. – 2000. – 5, № 4. – С. 371–375.
- 26. Черногор Л. Ф. Эффекты солнечных затмений в приземной атмосфере // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. – 2008. – 44, № 4. – С. 467–482.
- Шашунькина В. М., Турбин Р. И. Предварительные результаты наблюдений ионосферного эффекта солнечного затмения 15.II.1961 г. // Геомагнетизм и аэрономия. – 1961. – 1, № 5. – С. 835–838.
- Afraimovich E. L., Palamartchouk K. S., Perevalova N. P., Chernukhov V. V. Ionospheric effects of the solar eclipse of March 9,1997, as deduced from GPS data // Geophys. Res. Lett. – 1998. – 25, N 4. – P. 465–468.
- Baron M. J. Incoherent scatter radar observations of the auroral zone ionosphere during the total eclipse of July 10, 1972 // J. Geophys. Res. - 1973. - 78, N 31. -P. 7451-7460.
- Bertin F., Hughes K. A., Kersley L. Atmospheric waves induced by the solar eclipse of 30 June 1973 // J. Atmos. Terr. Phys. – 1977. – **39**, N 4. – P. 457–461.
- Broche P., Crochet M., de Maitre J. G. Gravity waves generated by the June 1973 solar eclipse in Africa // J. Atmos. Terr. Phys. – 1976. – 38, N 12. – P. 1361–1364.
- Buther E. C., Downing A. M., Kole K. D. Wavelike variations in the *F*-region in the path of totality of the eclipse of 23 October 1976 // J. Atmos. Terr. Phys. 1979. 41, N 5. P. 439–444.
- Chandra H., Sethia G., Vyas G. D., et al. Ionospheric effects of the total solar eclipse of 16 Feb. 1980 // Proc. Indian Nat. Acad. Sci. – 1980. – A47, N 1. – P. 57–60.
- Davis M. J., da Rosa A. V. Possible detection of atmospheric gravity waves generated by the solar eclipse // Nature. – 1970. – 226, N 5221. – P. 1123–1128.
- ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2009. Т. 15. № 4

- Deshpande M. R., Chandra H., Sethia G., et al. Effects of the total solar eclipse of 16 February 1980 on TEC at low latitudes // Proc. Indian. Nat. Acad. Sci. – 1982. – A48, Suppl. N 3. – P. 427–433.
- 36. Evans J. V. An F region eclipse // J. Geophys. Res. 1965. - 70, N 1. – P. 131–142.
- 37. Evans J. V. On the behavior of f_0F2 during solar eclipses // J. Geophys. Res. 1965. 70, N 3. P. 733-738.
- Farges T., Le Pichon A., Blanc E., et al. Response of the lower atmosphere and the ionosphere to the eclipse of August 11, 1999 // J. Atmos. Solar.-Terr. Phys. – 2003. – 65, N 6. – P. 717–726.
- 39. Ishinose T., Ogawa T. Internal gravity waves deduced from HF Doppler data during the April 19, 1958, solar eclipse // J. Geophys. Res. – 1976. – 8, N 13. – P. 2401–2404.
- 40. Jones T. B., Wright D. M., Milner J., et al. The detection of atmospheric waves produced by the total solar eclipse 11 August 1999 // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. 2004. 66, N 5. P. 363-374.
- MacPherson B., Gonzalez S. A., Silzer M. P., et al. Measurements of the topside ionosphere over Arecibo during the total solar eclipse of February 26, 1998 // J. Geophys. Res. – 1998. – 105A, N 10. – P. 23.055–23.068.
- 42. Rama Rao P. V. S., Rao B. V. P. S., Nru D., Niranjan K. TEC observations at Waltair during the total solar eclipse of 16 February 1980 // Proc. Indian Nat. Acad. Sci. – 1982. – 48, N 3. – P. 434–438.
- 43. Salah J. E., Oliver W. L., Foster J. C., et al. Observations of the May 30, 1984, annular solar eclipse at Millstone Hill // J. Geophys. Res. – 1986. – 91A, N 2. – P. 1651–1660.
- 44. Sterling D. L., Hanson W. B., Woodman R. F. Synthesis of data obtained at Jicamarca, Peru, during the September 11, 1969, eclipse // Radio sci. – 1972. – 7, N 2. – P. 279–289.

Надійшла до редакції 27.04.09

L. Ya. Emelyanov, I. B. Sklyarov, L. F. Chernogor

IONOSPHERE RESPONSE TO THE SOLAR ECLIPSE ON 1 AUGUST 2008: SOME RESULTS OF VERTICAL SOUNDING

The results of the ionosphere dynamics observation at heights of 100 to 200 km during the partial (the phase 0.42) solar eclipse on 1 August 2008 near Kharkiv are described. The solar eclipse caused some alteration of the ionosphere at all heights from at first the daily to nightly conditions and then to daily ones. Critical frequency decreased by 10 % for the F1-layer and by 17 % for the F2-layer. The delay of these variations in relation to the phase of the solar disk obscuration was 0 and 15 min, respectively. The virtual height of signal reflection near the maximum of the F2-layer ionization increased considerably (by 100–200 km). Some decrease of electron density and amplification of quasi-periodic variations (with a period of about 75 min) during the solar eclipse at all the observable heights are fixed.

УДК 621.396.96

А. С. Гавриленко¹, В. Б. Ефимов¹, А. С. Курекин², Г. И. Клочко¹, А. Я. Матвеев¹, В. Н. Цымбал¹, С. Е. Яцевич²

¹Центр радіофізичного зондування Землі Національної академії наук України і Національного космічного агентства України, Харків

² Інститут радіофізики і електроніки Національної академії наук України, Харків

ДИСТАНЦИОННОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ ПОДПОВЕРХНОСТНЫХ ОБЪЕКТОВ РАДИОФИЗИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ И СРЕДСТВАМИ

Теоретично і експериментально показано можливість виявлення підповерхневих об'єктів, а також визначення їхніх параметрів з використанням даних багатоканального радіолокаційного зондування, зокрема багаточастотних і поляризаційних методів. Наведено багатоканальні радіозображення, отримані з борту літака-лабораторії, а також їхня тематична інтерпретація.

введение

Радиолокационные методы исследования природной среды в силу их разнообразных возможностей находят применение для решения широкого круга задач дистанционного зондирования. Одним из перспективных направлений радиолокационного дистанционного зондирования является наблюдение различных структур и объектов под слоем почвы. Достигается это за счет проникающих свойств длинноволновой части диапазона СВЧ-радиоволн. Поскольку характерная глубина проникновения радиоволн для большинства почвогрунтов составляет $\delta = \lambda \sqrt{\epsilon' / \pi \epsilon''}$ (λ — длина радиоволны, а ϵ' и ϵ'' действительная и мнимая части диэлектрической проницаемости грунта), в длинноволновой части СВЧ-диапазона значение б для сухих песков может достигать многих десятков метров.

Многообразие задач подповерхностного зондирования вызывает различные подходы к их практическому решению. Очень широко используется подповерхностное радиолокационное зондирование при вертикальном облучении (радиовысотомерный режим), обеспечивающий измерение толщины слоистых сред [9]. При

© А. С. ГАВРИЛЕНКО, В. Б. ЕФИМОВ, А. С. КУРЕКИН, Г. И. КЛОЧКО, А. Я. МАТВЕЕВ, В. Н. ЦЫМБАЛ, этом для вертикального радиолокационного зондирования используются либо сверхширо-кополосные короткие радиоимпульсы, либо сложные частотно- или фазокодомодулированные сигналы.

Отдельные эксперименты, выполненные с использованием радиолокационных космических систем, например наблюдения подповерхностных структур в пустыне Сахара, в Саудовской Аравии при помощи РСА ИСЗ «Seasat», SIR-A,B [10, 11, 14], позволили убедиться, что и в режиме бокового радиолокационного обзора возможно получение информации о геологических структурах, находящихся под слоем песка.

Для обнаружения подповерхностных объектов и структур представляет интерес синхронное многочастотное радиолокационное зондирование, по крайней мере в дециметровом и метровом диапазонах, где значительны, но существенно различны глубины проникновения радиоволн в грунт.

ОСОБЕННОСТИ ПОДПОВЕРХНОСТНОГО РАДИОЛОКАЦИОННОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

В настоящее время нет однозначной физической модели, позволяющей строго описать процессы рассеяния радиоволн различными объектами, расположенными под слоем грунта. Ниже приводится упрощенная модель [3], которая

I. И. КЛОЧКО, А. Я. МАТВЕЕВ, В. Н. ЦВ

позволяет интерпретировать результаты, полученные с использованием многочастотных РСА.

Радиолокационные сигналы при подповерхностном зондировании объектов (G) формируются в результате совместного влияния нескольких факторов: рассеяния на неровностях границы раздела воздух (среда 1) и грунта (среда 2); рассеяния на неоднородностях грунта; отражения от объекта G, находящегося на глубине Hпод поверхностью; дифракции и рассеяния волн на неровностях поверхности самого объекта G и т. д. (рис. 1). Так как для подповерхностного зондирования используются дециметровые, метровые и более длинные волны, объемным рассеянием можно пренебречь, поскольку размеры частиц фрагментов грунта и расстояния между ними намного меньше длины радиоволны. Для достаточно крупных и «гладких» (в масштабе длины волны) объектов G можно также пренебречь диффузным и дифракционным компонентами сигнала, рассеянного на G, ограничившись учетом только зеркально отраженных волн.

Если в качестве подповерхностного объекта *G* выступает плоская граница раздела Z = -Hдвух однородных сред 2 и 3, то удельное сечение обратного рассеяния от объекта G превышает сечение G_S рассеяния на неровностях грунта (граница раздела сред 1 и 2) в *K* раз. Для горизонтальной поляризации зондирующего сигнала коэффициент контраста K_H дается выражением [3]

$$K_H = \frac{\sigma}{\sigma_S} = \left| \frac{1 + \tilde{R}_l}{1 + R\tilde{R}_l} \right|^4, \tag{1}$$

а для вертикальной - выражением

$$K_V = \left| \frac{1 + \tilde{R}_1 + 2\tilde{R}_1 \frac{\sin^2 \Theta - \cos^2 \Theta}{\sin^2 \Theta + \cos^2 \Theta}}{(1 + R\tilde{R}_1)^2} \right|^2, \quad (2)$$

где \tilde{R}_1 — экспоненциальный множитель, R и R_1 — коэффициенты Френеля отражения поляризованных волн от границ раздела сред 1, 2 при Z = 0 и 2, 3 при Z = -H соответственно.

Особенностью этих формул является то, что коэффициенты контраста *К* не зависят от пара-

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2009. Т. 15. № 4



Рис. 1. Схема формирования подповерхностных «сильных» отражений (см. текст)

метров шероховатостей, в частности от их энергетического спектра W, хотя отличный от нуля радиолокационный сигнал (при $\Theta \neq 0$) наблюдается только благодаря резонансному (избирательному) рассеянию [8] на шероховатых грунтах Z = S(x, y).

Зависимость толщины слоя H входит в эти формулы только в виде экспоненциального множителя \tilde{R}_{l} :

$$\tilde{R}_{l} = R_{l}e^{i\phi_{l}} = R_{l}e^{2kH(i\alpha-\beta)} = R_{l}e^{i\Phi-\Gamma}, \quad (3)$$

$$\alpha = \operatorname{Re}\sqrt{\varepsilon-\sin^{2}\Theta} \approx \sqrt{\varepsilon'-\sin^{2}\Theta}, \quad (3)$$

$$\beta = \operatorname{Im}\sqrt{\varepsilon-\sin^{2}\Theta} \approx \varepsilon''/2\sqrt{\varepsilon'-\sin^{2}\Theta}.$$

Здесь $\varepsilon' = \text{Re}\varepsilon; \ \varepsilon'' = \text{Im}\varepsilon, \ \Phi = 2kH\alpha, \ \Gamma = 2KH\beta$, причем предполагается, что поглощение в среде достаточно мало ($\varepsilon'' << \varepsilon' - \sin^2 \Theta$). Легко видеть, что K_H и K_V являются осциллирующими функциями не только толщины H, но и угла визирования Θ , длины волны λ . На этот факт было обращено внимание в работе [1], где была решена задача рассеяния на слое с двумя шероховатыми границами. Периоды осцилляций ΔH , $\Delta\Theta, \Delta\lambda$, по этим параметрам определяются из условия $\Delta\Phi = 2\pi$, откуда следует

$$\Delta H = \lambda / 2\sqrt{\varepsilon' - \sin^2 \Theta} , \qquad (4)$$

$$\Delta \Theta = \lambda \sqrt{\varepsilon' - \sin^2 \Theta} / H \sin 2\Theta , \qquad (5)$$

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\lambda}{2H\sqrt{\varepsilon' - \sin^2\Theta}} .$$
 (6)

23

Максимальное значение контраста на горизонтальной поляризации

$$K_{H\max} = \left| 1 + \frac{\sqrt{\varepsilon - \sin^2 \Theta}}{\cos \Theta} \right|^4 \tag{7}$$

имеет место в отсутствии затухания ($\beta = 0$) при отражении от хорошо проводящей среды ($|\varepsilon_1| >> \varepsilon', R_1 \approx -1$) в условиях резонанса, когда

$$kH\sqrt{\varepsilon'-\sin^2\Theta} = \left(n+\frac{1}{2}\right)\pi.$$
 (8)

При выполнении условия (8) направление обратного рассеяния совпадает с направлением одного из пространственно-угловых интерференционных максимумов в среде 1, возникающих при многократном отражении от границ раздела Z = 0 и Z = -H преломленных плоских волн в среде 2.

Формулы (1) и (2) являются результатом учета бесконечного числа таких отражений. Однако разложение их по степеням параметра R_1 позволяет получить формулы для К, учитывающие любое конечное число отражений. В частности, если в среде 2 волна испытывает сильное затухание при распространении до границы слоя Z == -H и обратно ($\Gamma = 2kH\beta > 1$), или коэффициент отражения R_1 от границы Z = -H достаточно мал (что имеет место при $|\varepsilon_1 - \varepsilon| << |\varepsilon|$), либо, наконец, линейный размер L_G отражателя G в плоскости падения меньше, чем расстояние $MM' = 2H \sin \Theta / \sqrt{\varepsilon' - \sin^2 \Theta}$ между двумя последовательными отражениями луча от плоскости Z = -H, то в (1) и (2) можно ограничиться учетом только однократных отражений от G. В результате *К*_{*H*} можно выразить формулой

$$K_H = \overline{K}_H + \delta K_H, \qquad (9)$$

$$\overline{K}_{H} = 1 + 4e^{-2\Gamma} \left| R_{1}T_{2,1} \right|^{2};$$

$$\delta K_{H} = 4e^{-\Gamma} R_{e} \left(R_{1}T_{2,1} e^{i\Phi} \right),$$
(10)

где $T_{2,1}$ – коэффициент отражения от границы Z= = 0 волны, падающей на нее со стороны среды 2:

$$T_{2,1} = 1 - R = \frac{2K'_z}{K_z + K'_z} = \frac{2\sqrt{\varepsilon - \sin^2 \Theta}}{\cos \Theta + \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \Theta}}.$$
 (11)

Формула для коэффициента контраста *K*_v при вертикальной поляризации имеет вид

$$T_{2,1} \to Q = \frac{2\cos\Theta'(\sin^2\Theta - \sqrt{\epsilon}\cos\Theta\cos\Theta')}{(\cos\Theta' + \sqrt{\epsilon}\cos\Theta)(\sin^2\Theta + \cos^2\Theta')}.$$
 (12)

В формулах (11) и (12) угол преломления Θ' является комплексным и определяется законом Снеллиуса: $\sin \Theta' = \sin \Theta / \sqrt{\epsilon}$. Рассчитанные по этим формулам контрасты К_{Н V} соответствуют учету в радиолокационном сигнале наряду с волнами, рассеянными непосредственно на границе раздела Z = S(x, y), также еще двух типов волн. В результате происходит так называемое усиление обратного рассеяния [2]. По этой же причине в формуле (10) возникает коэффициент 4 (а не 2, как должно быть при некогерентном сложении интенсивностей волн). Интерференция этих волн с волной, непосредственно рассеянной на границе $Z = \zeta$ (без прохождения в среду 2), приводит к появлению осциллирующего по параметрам H, Θ, λ слагаемого δK_H в формуле (9) с периодами осцилляций (4)-(6). Максимального значения К_н достигает при $\varepsilon \rightarrow \infty$ (объект *G* при этом является металлическим листом с размером $\lambda \ll L_G \ll MM_1$, находящимся на глубине Н в однородной среде с проницаемостью ε). В этом случае коэффициент отражения для горизонтальной поляризации равен $R_1 = -1$ и $R_1 = 1 - для$ вертикальной. Если пренебречь поглощением в среде 2 (Г<<1) и учесть, что $(T_{2,1})_{\text{max}} = 2$ (при $|\varepsilon| >> 1$), то легко получить следующие оценки:

$$(\bar{K}_H)_{\max} = 17, \ (\delta K_H)_{\max} = 8,$$
 (13)

т. е. максимально возможное значение контраста K_H равно 25 или 17.7 дБ.

Столь высокое значение контрастов при учете только однократных отражений от не очень протяженных подземных объектов ($L_G < MM_1$) могут реализоваться только при достаточно малом затухании волн в слое 2, когда выполняется неравенство

$$\Gamma = 2kH\beta = kH \frac{\varepsilon'}{\sqrt{\varepsilon' - \sin^2 \Theta}} \ll 1.$$
 (14)

Типичные зависимости є' и є" от частоты приведены на рис. 2 [12]. В широком диапазоне частот ($10^6...10^9$ Гц) величина є' монотонно убывает с частотой. Зависимость же є" от *f* имеет ярко выраженную особенность: уменьшение є" в диа-

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2009. Т. 15. № 4



Рис. 2. Типичные зависимости действительной (ε') и мнимой (ε'') части диэлектрической проницаемости почв в СВЧ-диапазоне

пазоне $10^8 - 10^9$ Гц является причиной существенного уменьшения затухания в дециметровом и метровом диапазонах. Конкретные значения є' и є'' существенно зависят также от влажности [6].

По формулам (10)–(12) были получены расчетные зависимости средних коэффициентов контраста K_H и K_V для двух длин волн — 23 см и 1.8 м (рис. 3, 4).

Расчеты контрастов отражений металлической пластины под слоем песка ($\varepsilon' = 3.2$, $\varepsilon'' = 0.01$) показывают, что при горизонтальной поляризации значения \overline{K}_H в секторе углов $\Theta = 20^{\circ}-80^{\circ}$ существенно выше, чем на вертикальной поляризации \overline{K}_V . Контраст \overline{K}_H слабо зависит от угла облучения Θ , в то время как \overline{K}_V имеет глубокий минимум вблизи угла Брюстера $\Theta = \Theta_R$, где $\sin^2\Theta_R = \varepsilon'/(\varepsilon'+1)$.

Из выражения (12) видно, что при $\varepsilon'' = 0$ и $\Theta = \Theta_B$ величина Q = 0, и следовательно, $\overline{K}_V = 1$, т. е. контраст полностью отсутствует.

Результаты проведенных расчетов достаточно хорошо согласуются со значениями контрастов, наблюдаемых на практике.

Рассмотренный механизм позволяет оценить возможность наблюдения объектов, расположенных в слое почвы и формирующих «сильные» отражения, на фоне рассеяния поверх-

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2009. Т. 15. № 4



Рис. 3. Расчетные зависимости коэффициентов контрастов горизонтальной (K_H) и вертикальной (K_V) поляризаций от угла падения Θ в диапазонах волн 0.23 м (a, δ) и 2 м (e, c) для различных глубин H (тип почвы – песок)



Рис. 4. Расчетные зависимости коэффициентов контраста горизонтальной поляризации K_H от глубины отражателей H при $\Theta = 50^{\circ}$ для волн 0.23 м (*a*) и 2 м (*б*) для песка (1) и глины (2) соответственно

ностью. В этом варианте повышение потенциала локатора с целью увеличения глубины обнаружения не дает результата, так как с усилением отражений от подповерхностного объекта в той же мере возрастают отражения и от поверхности.

В варианте плоской верхней границы [3] повышение потенциала приводит к увеличению



глубины обнаружения, Это становится важным при обнаружении геологических структур или объектов под слоем грунта, поскольку в ряде случаев, например для сухого песка (є' = 2 – - *i*0.01), они могут обнаруживаться на значительных глубинах, т. е. наблюдаться без искажающего влияния культурного слоя. Определенные перспективы увеличения глубин наблюдения структур под песками связаны с удлинением волны РСА до декаметров. Однако это не позволит расширить диапазон глубин наблюдения глинистых почв, парметры которых приведены на рис. 2. Из рис. 5 видно, что глубина скинслоя для глины растет с длиной волны в диапазоне от 10 до 200 см, после чего увеличение глубины проникновения падающей волны ограничивается.

Далее представлены примеры использования радиолокационных средств дистанционного зондирования для наблюдения природных образований и искусственных сооружений, расположенных под поверхностью земли, т.е. под слабопоглощающим слоем.

ОСОБЕННОСТИ ОБНАРУЖЕНИЯ ПОДПОВЕРХНОСТНЫХ ОБРАЗОВАНИЙ ПРИ МНОГОЧАСТОТНОМ РАДИОЛОКАЦИОННОМ ЗОНДИРОВАНИИ САМОЛЕТНЫМ КОМПЛЕКСОМ «МАРС»

Результаты теоретического анализа и моделирования процессов подповерхностного радиолокационного зондирования, представленные ранее, убедительно свидетельствуют о принципиальной возможности обнаружения радиолокационными средствами расположенных под поверхностью земли искусственных сооружений, геологических и гидрологических структур. При этом наиболее перспективным является использование многочастотного и многополяризационного радиолокационного зондирования одновременно в метровом и более коротковолновых (например сантиметровом и дециметровом) диапазонах радиоволн. Наилучшие результаты достигаются в аридных и других засушливых районах благодаря более глубокому проникновению в почву радиоволн. Многочисленные эксперименты подтверждают эти выводы [3, 10, 11, 13, 14].

Ниже приведены результаты специальных экспериментов по обнаружению подповерхностных объектов при помощи одновременного зондирования в миллиметровом, сантиметровом, дециметровом и метровом диапазонах длин многочастотным радиолокационным волн комплексом МРЛК «МАРС» [7]. В состав комплекса, установленного на борту самолета-лаборатории ИЛ-18Д, входили радиолокаторы бокового обзора миллиметрового и сантиметрового диапазонов, а также РЛС с синтезированием апертуры дециметрового и метрового диапазонов (РБО-08, РБО-3, РСА-23 и РСА-180). Для комплекса радиолокаторов характерны совмещенные полосы обзора (в среднем 30 км) и согласованное пространственное разрешение (в среднем 20-50 м).

Один из проведенных экспериментов по обнаружению подповерхностных объектов территориально проходил в в опустыненных районах Средней Азии. Поверхность, представляющая собой песчаные барханы, представляла идеальные условия для обнаружения объектов в силу сильного проникновения радиоволн под поверхность (рис. 2). Рабочие маршруты самолета-лаборатории проходили в центральных Каракумах неподолеку от Тедженского оазиса в Туркмении. Карта исследуемого района представлена на рис. 6. Восточнее Тедженского водохранилища и реки Теджен проходит шоссе Теджен — Серахс (обозначено на карте 8А). Между шоссе и р. Теджен расположена зона активного земледелия. Восточнее шоссе простираются пески. Данная ситуация прослеживается на оптическом изображении (рис. 7, а), полученном с природоох-



Рис. 6. Карта Тедженского оазиса



Рис. 7. Оптическое изображение Тедженского оазиса (*a*) и увеличенный фрагмент А (*б*). Стрелки – месторасположение объекта под поверхностью

ранного спутника (http://www.google.map.ru). На рис. 7, δ показан увеличенный фрагмент местности, на котором отлично видна дорога и линии электропередач вдоль нее. На рис. 8 представлены синхронные многочастотные изображения радиолокаторов комплекса «МАРС» ($a - PEO-08, \delta - PEO-3, e - PCA-23BB, e - PCA23\Gamma\Gamma$), полученные по этому же району. Сравнение оптического и радиолокационных изображений дает возможность уверенного обнаружения периодического протяженного подповерхностного объекта, который расположен



Рис. 8. Радиолокационные изображения района Тедженского оазиса: a - PEO-08, $\delta - PEO-3$, a - PCA-23BB, $e - PCA-23\Gamma\Gamma$

параллельно шоссе на расстоянии 2 км вглубь песчаного массива. В отличие от оптического (на рис. 7, δ стрелками указано местоположение подповерхностного объекта) и коротковолновых радиолокационных изображений в сантиметровом и миллиметровом диапазонах радиоволн этот объект с большим контрастом отображается в дециметровом диапазоне на горизонтальной поляризации, что подтверждает вышеприведенные теоретические предпосылки.

В условиях грунтов, характерных для средней полосы Украины, где преобладают различного вида черноземы, был проведен эксперимент по



Рис. 9. Схематическое изображение подповерхностного объекта



Рис. 10. Внешний вид места расположения подповерхностного объекта



Рис. 11. Внешний вид места крепления антенной мачты

обнаружению тестового объекта с известными характеристиками.

Подповерхностный объект представлял собой систему небольших подземных бетонных



Рис. 12. Вид на внутренность бетонного бункера через люк. Наблюдаются остатки кабелей и оборудования, кабельные каналы и т. п.

бункеров, соединенных между собой и с основанием антенны системой кабельных каналов (рис. 9). Обстановка на поверхности над бункерами представлена на рис. 10 и 11, а вид внутренности — на рис. 12. Объект был оставлен после расформирования одной из частей Советской армии и представляет собой основной бункер, расположенный на глубине 4 м под поверхностью, малый бункер с металлическим люком, систему кабельных каналов и бетонное основание для установки антенной мачты. Поверхность над объектом покрыта асфальтовой дорожкой. Вокруг растет густая многолетняя трава. Общая протяженность объекта достигает 170 м.

На рис. 13 представлены радиолокационные изображения исследуемой территории в сантиметровом (a), дециметровом (δ) и метровом диапазонах радиоволн (s), а также карта, соот-



Рис. 13. Радиолокационное изображение исследуемого района: *а* – в см-диапазоне, *б* – в дм- диапазоне, *в* – в м-диапазоне (стрелка 1 – изображение подземного объекта); *г* – топографическая карта участка радиолокационной съемки (крестик – место расположения подземного объекта). (см. также с. 30)

ветствующая участку радиолокационной съемки (г).

На сантиметровом радиолокационном изображении хорошо наблюдаются лишь поверхностные образования — растительность и т. п. На нем стрелкой показано место расположения подземного объекта. На дециметровом радиолокационном изображении наблюдаются лишь

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2009. Т. 15. № 4



Рис. 13. Окончание

более крупные поверхностные образования — искусственные сооружения, кустарник, лес и т. п., трава в районе исследуемого объекта не видна, но сам объект также не виден. На метровом радиолокационном изображении наблюдаются подповерхностные объекты, а поверхностные образования (трава и т. п.) не наблюдаются. Стрелкой показано изображение подземного объекта. Эксперимент подтвердил возможность наблюдения «сильных» подповерхностных объ-





Рис. 14. Радиолокационные изображения района, прилегающего к станции Чертомлык (Днепропетровская обл.): a - PCA-M, вертикальная поляризация излученного и принятого сигнала (BB), $\delta - PCA-M$, горизонтальная поляризация (ГГ), e - PEO-CM, вертикальная поляризация (BB), e - PEO-MM, вертикальная поляризация (BB)

ектов (расположенных на глубине 3—4 м) многочастотным радиолокационным способом в условиях черноземно-глинистых грунтов средней полосы.

Влияние поляризации радиосигналов метрового диапазона при наблюдении подповерхностных объектов может быть проиллюстрировано изображениями района, прилегающего к станции Чертомлык (Днепропетровская обл.), полученными РБО-08, РБО-3, РСА-23 и РСА-180 МРЛК «МАРС» (рис. 14).

При сравнении представленных изображений можно заметить разницу проникающей способности радиоволн различных диапазонов. Проявления подповерхностных объектов наблюдаются на радиоизображениях метрового диапазона (РСА-М, $\lambda = 1.8$ м), их местоположение отмечено стрелками на всех изображениях. Как и было отмечено выше при анализе результатов модельных экспериментов на изображениях с ГГ-поляризацией, эти образования наблюдаются с большим контрастом.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате теоретических исследований показана возможность обнаружения подповерхностных объектов, а также определения их параметров с использованием данных многоканального радиолокационного зондирования, в частности многочастотных и поляризационных методов. Тематическая интерпретация экспериментальных радиоизображений, полученных на борту самолета-лаборатории ИЛ-18Д в широком диапазоне частот, показала возможность проявления подповерхностных объектов с высоким контрастом на горизонтальной поляризации в дециметровом и метровом диапазонах радиоволн.

В проведенных работах по выявлению подповерхностных объектов использовалось невысокое разнообразие маскирующей подстилающей поверхности на тестовых полигонах. В последующих экспериментах целесообразно расширить разнообразие почв, характерных для различных климатических зон в различные сезоны.

- Брюховецкий А. С. Некогерентное рассеяние радиоволн шероховатой слоистой почвой. Борновское приближение для ЭПР // Межвед.науч.-техн. совещание «Статистические методы и системы обработки данных дистанционного зондирования окружающей среды»: Тез. докл. (Минск, 1–3 ноября 1989 г.). – Минск. Изд-во БГУ, 1989.
- Заворотный В. У., Татарский В. И. Эффект усиления обратного рассеяния волн на теле, расположенном вблизи случайной границы раздела двух сред // Докл. АН СССР. – 1982. – 265, № 3. – С. 608–611.
- Калмыков А. И., Фукс И. М., Цымбал В. Н. и др. Радиолокационные наблюдения сильных отражателей, расположенных под слоем почвы. Модель подповерхностных отражений. –: Харьков, 1993. — 30 с. — (Препринт / АН УССР. Ин-т радиофизики и электроники; № 93-6).
- Калмыков А. И., Цымбал В. Н., Курекин А. С. и др. Многоцелевой радиолокационный самолетный комплекс исследования Земли «МАРС» // Радиофизика и Радиоастрономия. – 1998. – 3, № 2. – С. 119–129.
- 5. *Кронберг П*. Дистанционное изучение Земли: Основы и методы дистанционных исследований в геологии: Пер. с нем. М.: Мир, 1988. 343 с.
- Лещинский Ю. М., Лебедева Г. Н., Шумилин В. Д. Электрические параметры песчаного и глинистого грунтов в диапазоне сантиметровых, дециметровых и метровых волн // Изв. вузов. Радиофизика. — 1971. — 14, № 4. — С. 562—569.
- Радиолокационные методы и средства оперативного дистанционного зондирования Земли с аэрокосмических носителей / Под ред. С. Н. Конюхова, В. И. Драновского, В. Н. Цымбала. – Киев: Джулиа принт, 2007. – 439 с.
- Райзер В. Ю., Зайцева И. Г., Анискевич В. М., Эткин В. С. Определение физических параметров морского льда по данным дистанционных СВЧ-измерений в диапазоне 0.3–18 см // Исслед. Земли из космоса. – 1985. – № 1. – С. 23–31.

- Финкельштейн М. И., Мендельсон В. Л., Кутев В. А. Радиолокация слоистых земных покровов. — М.: Сов. радио, 1977. — 174 с.
- Berlin G. L., Tarabzonni M. A., Al. Naser A. H., et al. SIR-B subsurface imaging of a sand-buried landscape: Al Laban Plateau, Saudi Arabia // IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing. — 1986. — GE-24, N 4. — P. 595— 602.
- Elashi C., Roth L. E., Schaber G. G. Spaceborne radar subsurface imaging in hyperarid regions // IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing. – 1986. – GE-22, N 4. – P. 383–387.
- Hoekstra P., Delaney A. Dielectric properties of soils at UHF and microwave frequencies // J. Geophys. Res. – 1974. – 79, N 11. – P. 1699–1708.
- Kalmykov A. I., Tsymbal V. N., Matveev A. Ya., et al. The Two-Frequency Multipolarisation L/VHF Airborne SAR for Subsurface Sensing // AE International Journal of Electronics and Communications. Archiv fr Electronik und bertragunstechnik. — 1996. — 50, N 2. – P. 145– 149.
- McCanley J. F., Shaber G. G., Breed C. S., et al. Subsurface valleys and geoarcheology of eastern Sahara revealed by Shuttle radar // Science. – 1982. – 218, N 4576. – P. 1004–1020.

Надійшла до редакції 13.04.09

A. S. Gavrilenko, V. B. Yefimov, G. I. Klochko, A. S. Kurekin, A. Ya. Matveev, V. N. Tsymbal, S. Ye. Yatsevich

REMOTE SENSING OF SUBSUPERFICIAL OBJECTS BY RADIOPHYSICAL METHODS AND FACILITIES

The possibility to determinate the manifestation of subsurface objects and their parameters using multichannel radar sensing, in particular, multifrequency and polarization methods, is shown theoretically and experimentally. Multichannel radar images obtained aboard of an airplane-laboratory and their thematic interpretation are presented.

УДК 524.7-823

А. Е. Вольвач¹, А. Б. Пушкарев^{2,1,3}, Л. Н. Вольвач¹, Х. Д. Аллер⁴, М. Ф. Аллер⁴

¹Науково-дослідний інститут «Кримська астрофізична обсерваторія», Научний, Крим

² Радіоастрономічний інститут ім. Макса Планка, Бонн, Німеччина

³Головна (Пулковська) астрономічна обсерваторія, Санкт-Петербург, Росія

⁴Радіоастрономічна обсерваторія Мічиганського університету, Анн Арбор МІ, США

ЭВОЛЮЦИЯ ПОТОКОВ И ПАРСЕКОВОЙ СТРУКТУРЫ КОМПАКТНЫХ ВНЕГАЛАКТИЧЕСКИХ РАДИОИСТОЧНИКОВ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ МОНИТОРИНГА НА ЧАСТОТАХ 4.8—36.8 ГГц И КАРТОГРАФИРОВАНИЯ ПО ГЕОДЕЗИЧЕСКИМ РСДБ-НАБЛЮДЕНИЯМ

Представлено результати досліджень змінності радіоджерел за даними регулярного моніторингу в діапазоні частот 4.8— 36.8 ГГц, що проводиться в НДІ «Кримська астрофізична обсерваторія» (Україна) і Радіоастрономічній обсерваторії Мічиганського університету (США), а також спостережень у рамках міжнародних геодезичних РНДБ-програм на частотах 2 і 8 ГГц. Спільний аналіз варіацій інтегральних потоків і структур на мілісекундних масштабах, виконаний для 32 джерел, показав, що для частини об'єктів спалах на високих радіочастотах не супроводжується появою нового РНДБ-компонента, але для ряду джерел зміни потоків на різних радіочастотах відбуваються одночасно, а посилення потоку супроводжується появою нового РНДБ-компонента

введение

Переменность активных ядер галактик (АЯГ) представляет собой сложное и многообразное явление. Предполагается, что огромная энергия, излучаемая АЯГ, рождается в результате аккреции на сверхмассивные черные дыры, находящиеся в центрах галактик. Сам феномен активности остается открытым вопросом, поскольку даже наличие сверхмассивной черной дыры является лишь необходимым, но не достаточным условием возникновения релятивистских выбросов, наблюдаемых в квазарах, объектах типа BL Lacertae и мощных радиогалактиках. Фактически все галактики в процессе своей эволюции проходят стадию активности, что подтверждается шкалой расстояний, на которой обнаружены активные галактические ядра — от красных смещений, близких к нулю, до z > 5.

Длительный мониторинг нестационарных источников открывает хорошую перспективу для установления связи между структурой источника, полученной из интерферометрических наблюдательных сессий, и переменностью его интегрального потока.

Настоящая работа ставит своей целью выделение явлений активности источников от момента зарождения первичного возмущения в ядрах до затухания вторичных процессов в джете.

НАБЛЮДЕНИЯ

Мониторинг в диапазоне частот 4.8–36.8 ГГц. Наблюдения переменности внегалактических радиоисточников на частотах 22.2 и 36.8 ГГц проводились с помощью 22-м радиотелескопа РТ-22 НИИ «КрАО» [14]. Представлены усредненные результаты наблюдений с 1973 по 2005 гг., объединенные с ранее опубликованными данными [2, 9, 12, 3, 11, 13]. Интервал усреднения — одна неделя. Применялась модуляция (переключение)

[©] А. Е. ВОЛЬВАЧ, А. Б. ПУШКАРЕВ, Л. Н. ВОЛЬВАЧ,

Х. Д. АЛЛЕР, М. Ф. АЛЛЕР, 2009

диаграммы направленности антенны между двумя направлениями, разнесенными по азимуту, для уменьшения влияния флуктуаций излучения атмосферы на результаты измерений. Перед измерением интенсивности излучения определялось положение источника сканированием. Затем радиотелескоп устанавливался на источник поочередно главным и опорным (условно) лепестками диаграмм направленности, которые формируют при диаграммной модуляции и имеют взаимно ортогональные поляризации. Антенные температуры исследуемых объектов пересчитывались в плотности потоков по абсолютным значениям потоков калибровочных источников. Поглощение в атмосфере Земли определялось методом разрезов.

Наблюдения переменности радиоисточников на частотах 4.8, 8 и 14.5 ГГц проводились на 26-м радиотелескопе Радиоастрономической обсерватории Мичиганского университета. Методика наблюдений и обработки данных на РТ-26 приведены в работе [4].

РСДБ-наблюдения на частотах 2 и 8 ГГц. Геодинамические измерения регулярно проводятся с участием глобальной радиоинтерферометрической сети одновременно на частотах 8.6 и 2.3 ГГц, в том числе (начиная с 1994 г.) с участием 22-м радиотелескопа НИИ «КрАО» (станция Симеиз) [1, 18, 15]. Наблюдательные станции выполняют две основные функции: а) наведение радиотелескопа на источник; б) сопровождение источника и регистрацию сигнала.

Обычно в течение одной сессии наблюдаются 80–100 компактных источников. Длительность одной сессии составляет 24 ч. Каждая станция за этот период делает 300–500 сканов источников. Запись сигнала велась в правой круговой поляризации с однобитным квантованием одновременно в восьми частотных каналах шириной 8 МГц каждый: в *S*-полосе с центрами на 2.22, 2.24, 2.33, 2.36 ГГц и в *X*-полосе с центрами на 8.41, 8.48, 8.79, 8.90 ГГц. Общая ширина полосы составила 32 МГц при 16 спектральных каналах в каждом частотном. Для каждого источника получено 5–7 сканов с интегральным временем слежения около 55 мин, что для используемой конфигурации антенн соответствует около 65 тыс. измерений амплитуды и фазы функции видности. Корреляция данных была осуществлена на VLBA-корреляторе в Сокорро (Нью-Мексико, США) со временем интегрирования 4 с. Из РСДБ-наблюдений, выполненных согласно геодинамическим программам в периоды 16-17 января, 8-9 мая и 25-26 сентября 2002 г., получена тонкая структура ряда компактных внегалактических источников с активными ядрами (данные получены из архива HPAO http://archive.nrao.edu). Первичная калибровка была проведена с помощью пакета обработки AIPS (NRAO). Для калибровки амплитуды использовались кривые усиления антенн и системные температуры, измеренные в течение каждого сеанса. Коррекция фазы за остаточные задержки была выполнена процедурой FRING с использованием четырехминутного интервала усреднения при нахождении решений и применением модели точечного источника.

Самокалибровка и гибридное картографирование были проведены в DIFMAP [10]. В качестве начальной модели во всех случаях использовалась модель точечного источника в фазовом центре. При построении окончательной карты источника использовалось естественное взвешивание данных функции видности. Моделирование структуры объектов также было выполнено в DIFMAP с использованием круговых гауссовых составляющих.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Комплексный анализ вариаций интегрального излучения внегалактических источников и их структуры на масштабах миллисекунд дуги (мсд) может дать ключ к обнаружению и пониманию важных свойств активных галактических ядер. В табл. 1 указаны 32 радиоисточника, для которых проведен совместный анализ вариаций интегральных потоков и структур на миллисекундных масштабах. В первой и второй графах приведено название источника в нотации В1950.0 и J2000.0 соответственно, в третьей — его альтернативное название, в четвертой и пятой — оптический класс и красное смещение *z*, в шестой и седьмой — эпохи наблюдений в режиме одиночной антенны и РСДБ-наблюдений.

Источник В1950.0	Источник J2000.0	Другое название	Опт. класс	z	Эпоха одиночных наблюдений	Эпоха РСДБ-наблюдений
0003 - 066	0006 - 0623	NRAO 005	BL Lac	0.347	1980.18-2007.01	2002.04-2002.95
0048 - 097	0050 - 0929		BL Lac	_	1969.72-2007.08	2002.04-2003.19
0133 + 476	0136 + 4751	DA 55	QSO	0.859	1971.30-2006.50	2002.04-2002.95
0234 + 285	0237 + 2848	CTD 20	QSO	1.207	1981.52-2006.98	2002.04-2003.19
0235 + 164	0238 + 1636		BL Lac	0.940	1974.63-2007.07	2002.04-2002.95
0336 - 019	0339 - 0146	CTA 26	QSO	0.852	1967.12-2006.62	2002.04-2003.19
0430 + 052	0433 + 0521	3C 120	RG	0.033	1966.59-2007.07	2002.04-2002.35
0458 - 020	0501 - 0159		QSO	2.291	1982.98-2006.87	2002.04-2003.19
0528 + 134	0530 + 1331		QSO	_	1976.29-2006.97	2002.04-2003.19
0552 + 398	0555 + 3948	DA 193	QSO	2.363	1970.80-2007.08	2002.04-2003.19
0642 + 449	0646 + 4451	OH 471	QSO	3.408	1980.73-2006.81	2002.04-2003.19
0716 + 714	0721 + 7120		BL Lac	0.310	1981.18-2007.08	2002.73
0804 + 499	0808 + 4950		QSO	1.432	1980.52-2006.83	2002.04-2003.19
0851 + 202	0854 + 2006	OJ 287	BL Lac	0.306	1971.07-2007.08	2002.04-2003.19
0923 + 392	0927 + 3902	4C 39.25	QSO	0.698	1967.12-2007.07	2002.04-2003.19
1101 + 384	1104 + 3812		BL Lac	0.031	1978.28-2007.08	2002.04-2003.19
1308 + 326	1310 + 3220	OP 313	QSO	0.997	1976.33-2007.08	2002.04-2002.73
1334 - 127	1337 - 1257		QSO	0.539	1974.73-2007.08	2002.04-2003.19
1404 + 286	1407 + 2827	OQ 208	RG	0.077	1974.56-2006.75	2002.04-2003.19
1606 + 106	1608 + 1029	4C + 10.45	QSO	0.672	1977.39-2006.53	2002.04-2003.19
1611 + 343	1613 + 3412	DA 406	QSO	1.401	1979.45-2006.47	2002.04-2003.19
1638 + 398	1640 + 3946	NRAO 512	QSO	1.666	1982.86-2006.62	2002.04-2003.19
1725 + 044	1728 + 0427		QSO	0.293	1977.43-2006.21	2002.73
1739 + 522	1740 + 5211	4C +51.37	QSO	1.379	1983.62-2006.83	2002.04-2002.73
1741 - 038	1743 - 0350		QSO	1.057	1974.54-2007.07	2002.04-2003.19
1749 + 096	1751 + 0939	4C + 09.57	BL Lac	0.320	1978.87-2007.08	2002.04-2003.19
1803 + 784	1800 + 7828		BL Lac	0.680	1981.18-2007.08	2002.04-2003.19
1921 - 293	1924 — 2914		QSO	0.352	1974.68-2007.08	2002.04-2003.19
2145 + 067	2148 + 0657	4C + 06.69	QSO	0.999	1967.86-2007.07	2002.04-2003.19
2200 + 420	2202 + 4216	BL Lac	BL Lac	0.069	1968.32-2007.07	2002.01-2002.09
2223 - 052	2225 - 0457	3C 446	QSO	1.404	1967.30-2007.08	2002.04-2003.19
2230 + 114	2232 + 1143	CTA 102	QSO	1.037	1974.56-2007.07	2002.73

Таблица 1. Объекты и эпохи их наблюдений

На рис. 1 для каждого из 32 источников из табл. 1 приведены: 1) кривые блеска на частотах 4.8, 8, 14.5, 22.2 и 36.8 ГГц, 2) результаты РСДБ-картографирования на частоте 8.6 ГГц, 3) реальная часть комплексной функции видности объекта на частоте 8.6 ГГц.

Многочастотные кривые блеска для большинства объектов покрывают периоды от 20 до 40 лет. Измерения интегральных плотностей потока источников проводятся с высокой временной скважностью, в среднем один раз в неделю на частотах 4.8–14.5 ГГц и 2–3 раза в месяц на частотах 22.2 и 36.8 ГГц. Средние квадратичные ошибки σ измеренных интегральных плотностей потоков определялись с учетом: средней квадратичной ошибки среднего σ_{cp} , оцениваемой по серии ON-ON измерений (шумы и неточность ведения телескопа); ошибки $\sigma_{rш}$ измерения сигнала от генератора шума, который применялся для отслеживания изменений коэффициента усиления радиометра (обычно $\sigma_{rш} < 1\%$); ошибки $\sigma_{погл}$, вносимой неточным знанием коэффициента поглощения в атмосфере; ошибки $\sigma_{эф}$ учета зависимости $A_{э\phi}$ от положения PT-22 по углу высоты (в среднем $\sigma_{э\phi} \approx 2.5\%$). Результирующие значения ошибки в большинстве случаев сравнимы с размерами символов на рисунке.



Рис. 1. Многочастотные кривые блеска *F*, а также РСДБ-карты и амплитуды функции видности на частоте 8.6 ГГц для 32 объектов (см. также с. 37–51)


Рис. 1. Продолжение

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2009. Т. 15. № 4



Рис. 1. Продолжение

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2009. Т. 15. № 4



Рис. 1. Продолжение

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2009. Т. 15. № 4



Рис. 1. Продолжение

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2009. Т. 15. № 4



Рис. 1. Продолжение

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2009. Т. 15. № 4



Рис. 1. Продолжение

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2009. Т. 15. № 4



Рис. 1. Продолжение

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2009. Т. 15. № 4



Рис. 1. Продолжение

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2009. Т. 15. № 4



Рис. 1. Продолжение

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2009. Т. 15. № 4



Рис. 1. Продолжение

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2009. Т. 15. № 4



Рис. 1. Продолжение

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2009. Т. 15. № 4



Рис. 1. Продолжение

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2009. Т. 15. № 4



Рис. 1. Продолжение

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2009. Т. 15. № 4



Рис. 1. Продолжение

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2009. Т. 15. № 4



1965 1969 1973 1977 1981 1985 1989 1993 1997 2001 2005 2009 1963

1965 1969 1973 1977 1981 1985 1989 1993 1997 2001 2005 2009 *T*, годы



Рис. 1. Окончание

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2009. Т. 15. № 4

РСДБ-изображения источников на частоте 8.6 ГГц, приведенные на рис. 1, получены с применением естественного взвешивания данных. Размер одного пикселя выбирался равным 0.2 мсд. На каждой из карт показаны контуры плотности потока. Закрашенный в левом нижнем углу эллипс представляет ориентацию и размер диаграммы направленности по уровню половинной мощности. Контуры положительного потока проведены сплошными линиями, отрицательного потока — пунктирными. Контуры проведены с коэффициентом 2, начиная с уровня, соответствующего утроенному шуму с остаточной карты. На каждом изображении мы также приводим имя источника, дату, пиковое значение плотности потока в Ян/луч, а также уровень нижнего контура в процентах от величины соответствующего пикового значения. Среднее значение динамического диапазона восстановленных РСДБ-карт, определяемого как отношение пикового значения плотности потока к остаточному шуму, составляет около 1000, что дает возможность проследить развитие выбросов на парсековых масштабах. Типичные значения углового разрешения находятся в пределах 0.7-2.5 мсд для наблюдений на 8.6 ГГц. Нижний предел этого интервала соответствует источникам с высокими склонениями, а верхний предел — источникам с низкими склонениями.

На рис. 1 мы также приводим реальную часть (амплитуду) комплексной функции видности, полученную для разных (максимально удаленных во времени) эпох наблюдений на 8.6 ГГц для каждого из объектов. Таким образом, функция видности представляет собой плотность коррелированного потока в зависимости от длины L соответствующей проекции базы. Каждая точка соответствует усредненному в пределах одного скана наблюдения значению коррелированной плотности потока. Среднее количество таких независимых измерений около 200. Значения функции видности показаны в проекции на направление струи, определяемое по позиционному углу ярких компонентов выброса. Изменение функции видности соответствуют изменению РСДБ-структуры объекта.

Численный анализ неравномерных временных рядов интегральных потоков радиоисточников базы данных КрАО и Мичиганского университета. В связи с тем, что исследуемые данные не имеют постоянного шага по времени, в работе применены методы спектрального анализа неравномерных временных рядов. Разработан пакет программ, позволяющий вычислять оценки спектров мощности различными способами, исключать из них ложные пики, вызванные неравномерностью временной сетки, а также выделять с заданной вероятностью достоверные спектральные максимумы [17]. С их помощью удается свести к минимуму влияние неравномерности временной сетки на вычисляемую периодограмму — оценку спектра мощности. Одной из часто применяемых на практике оценок спектра мощности является LS-спектр, в основе построения которого лежит аппроксимация временного ряда суммой гармонических функций методом наименьших квадратов [5]. Преимуществом LS-спектра считается экспоненциальное распределение отсчетов периодограммы белого шума, главным недостатком является отсутствие аналитической связи между оценкой спектра мощности и его истинным значением. Другим методом анализа, свободным от этого недостатка, является вычисление периодограммы Шустера $D(\omega)$, связанной с истинным спектром мощности $g(\omega)$ и спектральным окном $W(\omega)$ фундаментальным соотношением [6]

$$D(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} g(\omega') W(\omega - \omega') d\omega'.$$

Наличие такой связи позволяет производить «чистку» спектра — удаление боковых лепестков и пиков, временной сетки, а также ложных максимумов, наличие которых определяется шумом.

В настоящей работе для «чистки» спектра применяется метод CLEAN. Суть указанного алгоритма заключается в последовательном вычитании из «грязного» спектра всех достоверных максимумов. Каждый вычитаемый спектральный пик определяется своей комплексной амплитудой, частотой и спектральным окном, зависящим от распределения временных отсчетов. Все вычтенные пики образуют «чистый» спектр свободный от ложных максимумов и шумового компонента.

Для обнаружения временного сдвига между каждыми двумя записями $x_1(t)$ и $x_2(t)$ вычислялась их взаимная корреляционная функция

$$R(\tau) = \lim_{T \to \infty} \frac{1}{T} \int_{0}^{T} x_1(t) x_2(t+\tau) dt .$$

Из-за того что отсчеты исследуемых временных рядов распределены неравномерно, при вычислении взаимной корреляции данные интерполировались на равномерную временную ось с шагом, определяемым по максимуму распределения расстояний между каждыми соседними отсчетами. По положению ближайшего к нулю максимума корреляционной функции можно определить запаздывание или опережение (в зависимости от знака абсциссы соответствующего максимума) сигнала на одной частоте относительно сигнала на другой.

Главными характерными особенностями многолетних кривых блеска источников являются наличие квазипериодических всплесков (вспышек) разной степени интенсивности, а также запаздывание всплеска с понижением частоты наблюдения. В качестве примера в табл. 2 мы приводим оценки запаздывания всплеска 1998 года в источнике 3С 120.

Запаздывание всплеска на низких частотах может быть объяснено эффектами поглощения излучения, усиливающимися с понижением частоты. Оценив из эволюции структуры источника скорость распространения возмущения по джету, можно перейти от разности моментов достижения максимума всплеска к разности абсолютных положений ядра на разных частотах и оценить светимость, величину магнитного поля и геометрические свойства джета [7].

На основе полученных баз данных миллиметрового и сантиметрового диапазонов длин волн проведен гармонический анализ кривых изменения потока излучения источников методом Шустера. Периоды, полученные для источника 3С 120, приведены в табл. 3.

Эволюция РСДБ-структуры и кривые блеска. Данные о РСДБ-структуре 32 объектов, для которых наблюдались изменения интенсивности

Таблица 2. Задержки прихода излучения на разных частотах в источнике 3С 120

Частотный				
интервал, ГГц	36.8-22.2	22.2-14.5	14.5-8.0	8.0-4.8
Задержка, годы	0.03	0.08	0.31	0.24

Таблица 3. Циклы активности источника 3С 120 на разных частотах

Частота, ГГц	36.8	22.2	14.5	8.0	4.8
Период, годы	6.6 4.5 2.0	9.0 4.1 2.0	11.2 7.7 5.3 4.6	11.1 7.8 6.0	11.1 4.2

радиоизлучения, приведены в табл. 4. В третьей и четвертой графах приведены данные об РСДБ-структуре объекта на частотах 2 и 8 ГГц соответственно, в пятой — даты максимумов всплесков в период 1997—2002 гг. на частотах 4.8—36.8 ГГц, в шестой — оценочные амплитуды всплесков на частоте 36.8 ГГц. Оценочные амплитуды всплесков определялись как разность между значением плотности потока в максимуме всплеска и минимальным значением, зарегистрированным перед всплеском.

Как видно из табл. 4, РСДБ-структура «ядро выброс» на частотах 2 и 8 ГГц зарегистрирована для большинства объектов для эпохи наблюдений 2002–2003 гг. Полученные нами мониторинговые данные о всплесках в период с 1997 по 2002 гг. коррелируют с наличием РСДБ-структур.

Мы также провели анализ на соответствие самых мощных вспышек эпохам рождения ярких РСДБ-компонентов, которые разрешаются на РСДБ-изображениях спустя, как правило, несколько месяцев, в зависимости от расстояния до объекта и скорости движения соответствующих компонентов в выбросах. Эти яркие джеткомпоненты могут быть прослежены в течение достаточно долгого промежутка времени с характерным масштабом в несколько лет. Поэтому РСДБ-наблюдения на разных эпохах позволяют исследовать кинематику релятивистских выбросов, а именно определить угловую видимую скорость движения компонентов струи, а экстраполируя зависимость расстояния компонента от оптически толстого начала струи, так называемого РСДБ-ядра, оценить также и эпоху рождения соответствующего компонента.

Исследование кинематики струй возможно при выполнении следующих условий:

1) выброс источника хорошо детектируется;

2) выброс содержит яркие компоненты, которые могут быть надежно промоделированы;

3) РСДБ-наблюдения достаточно разнесены по времени эпох (желательно нескольких), а положения кросс-идентифицированного на разных эпохах компонента отличаются в пределах ошибок измерений. По имеющейся у нас на данный момент геодинамической РСДБ-базе данных не для всех объектов имеется возможность проследить изменение эволюции структуры источника с течением времени.

Ниже мы представляем результаты анализа для четырех объектов, но по мере обработки РСДБ-сессий мы ожидаем увеличение числа источников для анализа кинематики их струй. Для анализа эволюции РСДБ-структуры мы использовали данные на частоте 8.6 ГГц, поскольку она обеспечивает более высокое угловое разрешение и возможность зарегистрировать движение

Источник	РСДБ-структура на 2 ГГц	РСДБ-структура на 8 ГГц	Дата всплеска, год	Амплитуда всплеска, Ян
0003-066	OB, 8 мсд	OB, 8 мсд	1999	1.4
0048-097	K	K	_	_
0133+476	ОВ. 18 мсл	OB. 5 мсл	1998	2.1
0234+285	OB, 15 мсд	ОВ, 10 мсд	2000	1.9
0235+164	Н	Н	1998	4.9
0336-019	OB, 8 мсд	OB, 5 мсд	1997	2.2
0430+052	ОВ, 35 мсд	ОВ, 12 мсд	1998	4.1
0458-020	OB, 20 мсд	ОВ, 15 мсд	2000	0.5
0528+134	ОВ , 10 мсд	OB, 6 мсд	1998, 2000	2.1, 2.9
0552+398	K	K	_	_
0642+449	OB, 8 мсд	Κ	2001	1.5
0716+714	ОВ , 10 мсд	OB, 4 мсд	1999	3.1
0804+499	OB, 10 мсд	OB, 2 мсд	1998	2.2
0851+202	OB, 20 мсд	OB, 2 мсд	2000	1.9
0923+392	OB, 10 мсд	OB, 3 мсд	1997	7.8
1101+384	OB, 60 мсд	OB, 6 мсд	1997	0.4
1308+326	OB, 15 мсд	OB, 9 мсд	1998	0.5
1334-127	OB, 30 мсд	OB, 3 мсд	2000	10.8
1404+286	ОВ, 8 мсд	OB, 8 мсд	2001	1.2 (22.2 ГГц)
1606+106	OB, 10 мсд	OB, 4 мсд	2002	3.5
1611+343	OB, 4 мсд	OB, 4 мсд	2000	1.3
1638+398	ОВ, 14 мсд	Κ	1997	0.6 (22.2 ГГц)
1725+044	ОВ, 55 мсд	OB, 2 мсд	1997, 2000	0.4, 0.5
1739+522	OB, 15 мсд	OB, 2 мсд	1998	2.1
1741-038	Н	Н	1997, 2001	5.1, 3.2
1749+096	OB, 15 мсд	OB, 4 мсд	1998, 2002	6.1, 4.1
1803+784	ОВ, 40 мсд	OB, 10 мсд	1999	0.9
1921-293	ОВ, 8 мсд	OB, 6 мсд	1999, 2002	9.1, 6.2
2145+067	OB, 75 мсд	OB, 2 мсд	2000, 2002	7.1, 4.8
2200+420	OB, 25 мсд	ОВ, 12 мсд	1997, 2000	4.2, 2.1
2223-052	OB, 200 мсд	ОВ , 7 мсд	1997, 2001	3.2, 6.3
2230+114	OB, 20 мсд	OB, 15 мсд	1998, 2000, 2003	5.8, 1.1, 2.8

Таблица 4. РСДБ-структура и всплески в период 1997-2002 гг.

Примечание. К — компактная, Н — неразрешенная, ОВ — односторонний выброс.



Рис. 2. Эволюция РСДБ-структуры в объектах J0433+0531, J0854+2006, J1310+3220 и J2202+4216

компонентов струй на более коротких интервалах времени.

Мы построили модели РСДБ-структур выбросов источников по данным на частоте 8.6 ГГц

с помощью процедуры *modelfit* пакета DIFMAP. Использовалось минимальное количество круговых гауссовых компонентов, которые, будучи свернуты с соответствующей синтезированной

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2009. Т. 15. № 4

Истонник	μ,	β /c*	T ₀	, год
источник	мсд/год	Papp/ C	РСДБ	Мониторинг
J0433 + 0531 J0854 + 0531 J1310 + 3220 J2202 + 4216	$\begin{array}{c} 1.362 \pm 0.165 \\ 0.569 \pm 0.016 \\ 0.447 \pm 0.045 \\ 1.188 \pm 0.227 \end{array}$	$3.03 \pm 0.37 \\10.95 \pm 0.31 \\23.30 \pm 2.35 \\5.43 \pm 1.04$	$1998.61 \pm 0.47 2000.58 \pm 0.13 1998.92 \pm 0.27 2000.59 \pm 0.40$	$1998.29 \pm 0.04 2000.14 \pm 0.47 1998.74 \pm 0.36 2000.13 \pm 0.08$

Таблица 5. Корреляция эпох рождения ярких РСДБ-компонент и вспышек мониторинговых кривых блеска

* Для модели плоской Вселенной с параметрами $\Omega_{\rm m} = 0.3$, $\Omega_{\Lambda} = 0.7$ и постоянной Хаббла $H_0 = 70$ км с⁻¹ Мпк⁻¹.

диаграммой направленности, воссоздают изображение, схожее с оригиналом. Результаты моделирования, проведенные по данным на разные эпохи наблюдений, позволили определить скорость движения самых ярких деталей выбросов в четырех объектах: J0433+0521, J0854+2006, J1310+3220 и J2202+4216.

На рис. 2 мы представляем РСДБ-карты этих источников на разные эпохи, а также их разницу, отражающую эволюцию структуры. Для каждого из объектов на рис. 2 указаны стационарный компонент РСДБ-ядра (С) и движущийся самый яркий компонент струи (J1).

Значения видимой угловой скорости μ и линейной скорости β_{app} в единицах скорости света в проекции на небесную сферу, а также оценки даты рождения РСДБ-компонента и эпохи максимума всплеска по кривым блеска на частоте 36.8 ГГц просуммированы в табл. 5. В каждом из случаев соответствующие эпохи совпадают в пределах ошибок измерений.

Следует отметить, что эволюция структуры источника и вариаций потока свидетельствует о том, что короткопериодические и долгопериодические вариации потоков могут иметь разную природу. Так, для объекта 3C120 вариации потоков с масштабом 2 года могут быть связаны с орбитальным периодом в системе из двойных черных дыр [16]. Основой для такого предположения является наличие компонента у центральной черной дыры $M \sim 4 \cdot 10^6$ масс Солнца, который при наличии очень тесной орбиты с радиусом $R \sim 6 \cdot 10^{15}$ см служит мощным возмущающим компонентом системы. В перицентре компонент пересекает аккреционный диск цент-

ральной и более массивной черной дыры и формирует ударные волны, распространяющиеся по диску, в том числе и в направлении на его центральные области. Напротив, долгопериодические вариации потока с периодом в 11.1 лет могут быть следствием прецессии центрального тела, под которым мы понимаем центральную черную дыру и внутренние «вмороженные» области аккреционного диска, где формируются истоки выбросов и истечений релятивистского вещества. Наличие усредненного периода 4.3 года может быть связано с нутационными движениями в тесной двойной системе из черных дыр.

Тем не менее, есть возможность предсказывать наиболее важные события в жизни источника. Зная признаки начальной фазы цикла, мы сможем разместить на единой хронологической шкале разрозненные проявления активности. В связи с этим необходимо подчеркнуть важность постоянного мониторинга потоков в широком диапазоне частот для прогноза и исследования вспышечной активности.

выводы

Совместный анализ эволюции потоков и структуры, выполненный для 32 компактных внегалактических радиоисточников по результатам мониторинга на частотах 4.8—36.8 ГГц и картографирования по геодезическим РСДБ-наблюдениям, позволил выделить всплески, связанные с возникновением первичного возмущения в ядре. У большинства объектов следует, видимо, ожидать появления новых компонентов в ядрах, которые могут быть обнаружены с помощью РСДБ-наблюдений. Для источников J0433+0521, J0854+2006, J1310+3220 и J2202+4216 изменения плотности потоков на разных радиочастотах происходят одновременно, и вспышка в миллиметровом диапазоне длин волн сопровождается выбросом нового сантиметрового РСДБ-компонента из ядра: определены даты рождения РСДБ-компонентов, а также видимая угловая и линейная скорости выбросов.

Для части объектов вспышка на высоких радиочастотах не сопровождается появлением нового РСДБ-компонента.

Работа частично проводилась в рамках проекта научно-исследовательских работ «Российскоукраинская РНДБ-сеть для целей астрометрии и геодинамики» Национальной академии наук Украины.

- Вольвач А. Е., Петров Л. Ю. Результаты измерения горизонтальной скорости движения радиоастрономической станции Симеиз // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. — 2005. — 101. — С. 203–214.
- Ефанов В. А., Моисеев И. Г., Нестеров Н. С., и др. Наблюдения радиоисточников на РТ-22 КАО и РТ-14 РХУТ в мм-диапазоне волн // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. — 1981. — 64. — С. 103–108.
- 3. *Нестеров Н. С., Вольвач А. Е., Стрепка И. Д.* Наблюдения переменных внегалактических радиоисточников на частоте 36 ГГц // Письма в Астрон. журн. — 2000. — **26**, №.4. — С. 249–252.
- Aller H. D., Aller M. F., Latimer G. E., Hodge P. E. Spectra and linear polarizations of extragalactic variable sources at centimeter wavelengths // Astrophys. J. Supp. Ser. – 1985. – 59. – P. 513–768.
- Barning F. J. M. The numerical analysis of the light-curve of 12 Lacertae // Bull. Astron. Inst. Neth. – 1963. – 17. – P. 22–28.
- Deeming T. J. Fourier Analysis with Unequally-Spaced Data // Astrophys. and Space Sci. – 1975. – 36. – P. 137–158.
- Lobanov A. P. Ultracompact jets in active galactic nuclei // Astron. and Astrophys. - 1998. - 330. - P. 79-89.
- Nesterov N. S., Volvach A. E., Stepanov A. V., et al. Simeiz VLBI station — new pozition // Joint European and National Astronomy Meeting (JENAM-95): Absracts (Special Publication), 25–29 Sept. 1995, Catania, Italy. — Catania: Astrophysical Observatory, 1995. — P. 61.
- Salonen E., Terasranta H., Urpo S., et al. Five years monitoring of exstragalactic radio sources. Observations at 12, 22 and 37 GHz // Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. – 1987. – 70. – P. 409–435.

- Shepherd M. C. Difmap: an Interactive Program for Synthesis Imaging // Astron. Soc. Pacif. Conf. Ser. – 1997. – 125. – P. 77–84.
- Terasranta H., Achren J., Hanski M., et al. Twenty years monitoring of extragalactic sources at 22, 37 and 87 GHz // Astron. and Astrophys. – 2004. – 427. – P. 769–771.
- Tarasranta H., Tornikoski M., Valtaoja E., et al. Ten years monitoring of extragalactic radio sources at 22, 37 and 87 GHz // Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. – 1992. – 94. – P. 121–173.
- Terasranta H., Wiren S., Koivisto P., et al. 24 year monitoring of extragalactic sources at 22 and 37 GHz // Astron. and Astrophys. – 2005. – 440. – P. 409–410.
- Volvach A. E. RT-22 CrAO long-term monitoring of extragalactic radio sources at 22 and 37 GHz // Astron. Soc. Pacif. Conf. Ser. – 2006. – 360. – P. 133–136.
- Volvach A., Nesterov N., Petrov L. Simeiz radio telescope: IVS Network station, single-dish S/X band observations // Kinematics and Physics of Celestial Bodies. Suppl Ser. – 2000. – 3. – P. 43–45.
- Volvach A. E., Pushkarev A. B., Larionov M. G., et al. Variations in the integral fluxes and structure of the radio source 3C120 // Astrophysics. - 2007. - 50, N 3. -P. 265-272.
- Volvach A. E., Volvach L. N., Larionov M. G., et al. Flux density evolution of the sources 3C273, 3C279 and 3C454.3 at the frequencies 102 MHz 36.8 GHz // Astron. and Astrophys. Transactions. 2006. 25. P. 385–391.

Надійшла до редакції 18.03.09

A. E. Volvach, A. B. Pushkarev, L. N. Volvach, H. D. Aller, M. F. Aller

EVOLUTION OF FLUX DENSITY AND PARSEC-SCALE STRUCTURE OF COMPACT EXTRAGALACTIC RADIO SOURCES FROM MONITORING RESULTS AT 4.8–36.8 GHZ AND IMAGING ON THE BASIS OF GEODETIC VLBI OBSERVATIONS

We present some results on the variability of radio sources which from continuous monitoring observations made at 4.8–36.8 GHz at the Crimean Astrophysical Observatory (Ukraine) and Michigan Radio Astronomy Observatory (USA), and from international geodetic VLBI observations carried out at 2 and 8 GHz. The combined analysis of integral flux density variations and milliarcsecond scale structures was performed for 32 sources. It is found that for a number of sources the flux density bursts at high frequencies are not accompanied by emerging new VLBI jet component, while for some objects the flux density changes occur quasi-simultaneously at different frequencies and the bursts are accompanied by ejecting new VLBI component.

УДК 537.591

О. В. Доценко¹, В. Т. Маслюк², В. Б. Тарасов¹, В. Г. Тихий¹, Ю. А. Шовкопляс¹

¹ Державне підприємство «Конструкторське бюро «Південне» ім. М. К. Янгеля», Дніпропетровськ ² Інститут електронної фізики Національної академії наук України, Ужгород

УЛУЧШЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК УГЛЕПЛАСТИКОВЫХ СОТОВЫХ КОНСТРУКЦИЙ ДЛЯ ЗАЩИТЫ ОТ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ КОСМИЧЕСКОГО ПРОСТРАНСТВ

Подаються результати досліджень характеристик екранування іонізаційних випромінювань космічного простору тришаровими вуглепластиковими конструкціями. Пропонується рішення, яке покращує ці характеристики до заданого рівня, не виходячи за встановлені обмеження на масу вуглепластикової конструкції. Результати розрахунків та експериментів підтверджують ефективність розроблених рішень.

Композиционные материалы, создаваемые на основе углеродных волокон, заметно уступают традиционным материалам космической техники по эффективности экранирования ионизирующих излучений космического пространства (ИИКП). Этот факт в значительной степени нивелирует очевидные преимущества их использования в составе конструкций и бортовой аппаратуры космических аппаратов. Проектант всегда отдаст предпочтение более тяжёлому, но проверенному многолетней практикой алюминиевому сплаву, если не будет уверен в том, что аппаратура будет так же надёжно защищена от космических излучений корпусом из композиционного материала.

В настоящей работе проводятся исследования, цель которых — улучшение характеристик трёхслойной углепластиковой конструкции до уровня защиты от ИИКП, который обеспечивается алюминиевой пластиной толщиной два миллиметра. При этом доработанная углепластиковая конструкция, сохраняя присущие ей механические, теплофизические и электрофизические преимущества, не должна превосходить по массе алюминиевый аналог. Кроме того, предложенное решение должно быть универсальным с точки зрения характеристик радиационного окружения в условиях околоземного космического пространства.

Схема исследований представлена на рис. 1. Первый этап исследований ставит своей целью выбор варианта доработки трёхслойной углепластиковой конструкции, который в рамках заданных ограничений по массе обеспечивает наилучшие характеристики экранирования ИИКП. Решение этой задачи достигается путём перебора различных вариантов доработки исходной углепластиковой конструкции и анализа их эффективности в условиях воздействия ИИКП, характерных для различных областей околоземного космического пространства. В связи с большим объёмом необходимых для этого расчётов на первом этапе исследований задача решается в двумерном приближении. После выбора наилучшего из рассмотренных вариантов проводится детальное трехмерное моделирование транспорта космических излучений сквозь материалы доработанной углепластиковой сотовой конструкции. Сопоставление результатов этих расчётов с аналогичными результатами для алюминиевой пластины толщиной 2 мм должно подтвердить эффективность принятого решения по улучшению характеристик углепластиковой сотовой конструкции в части

[©] О. В. ДОЦЕНКО, В. Т. МАСЛЮК, В. Б. ТАРАСОВ,

В. Г. ТИХИЙ, Ю. А. ШОВКОПЛЯС, 2009



Рис. 1. Схема исследований по улучшению экранирующих характеристик углепластиковых сотовых конструкций

экранирования ИИКП. На заключительном этапе проводится экспериментальная верификация результатов исследований.

В табл. 1 приведен состав ИИКП, воздействующих на спутник в процессе орбитального полёта [5]. Как видим, космические излучения достаточно разнообразны как по составу, так и по энергетике частиц. Их воздействия на спутник деструктивны и ведут к деградации характеристик и отказам оборудования. В контексте поставленной задачи в качестве критериального параметра, на основании которого делался вывод об эффективности того или иного решения в части защиты от ИИКП, использована интегральная

T 1	C				
Таблица I.	Состав потоков	частиц, 1	воздейству	ующих на	спутник

Источник	Вид частиц	Энергетический диапазон	Примечания
Естественные радиационные пояса Земли	электроны протоны	0.04-7 МэВ 0.1-400 МэВ	
Солнечные космические лучи	протоны	0.1-200 МэВ	
Галактические космические лучи	ионы протоны	1 МэВ/n-800 МэВ/n 0.1-1000 МэВ	заряд ядра <i>Z</i> = 292
Плазма	ионы электроны	10 МэВ/n–100 ГэВ/n 0.1 эВ–27.5 кэВ	заряд ядра <i>Z</i> = 292
Верхняя атмосфера	протоны атомы	0.1 эВ–28 кэВ 699–1622 К	N ₂ , N, O ₂ , O, He, H, Ar

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2009. Т. 15. № 4



Рис. 2. Тормозная способность некоторых материалов для электронов

энергия частиц космических излучений, прошедших защиту. В таком случае из всего комплекса ИИКП, приведенных в табл. 1, в рассмотрение необходимо включить электроны и протоны естественных радиационных поясов Земли (ЕРПЗ), а также протоны солнечных космических лучей (СКЛ). Воздействие всех остальных космических излучений на мишень, размещённую за двухмиллиметровой алюминиевой защитой, которая принята в нашей задаче в качестве эталонной, пренебрежимо мало.

Для того чтобы обосновать выбор решений по улучшению защитных свойств углепластиковых сотовых конструкций, кратко рассмотрим физические аспекты взаимодействия вещества с электронами и протонами в энергетических диапазонах, характерных для ИИКП. Замедление частиц в веществе характеризуется тормозной способностью, которая численно равна потерям энергии частицы на единице длины её пути. Очевидно, что этот параметр является одним из определяющих при оценке эффективности экранирования ИИКП тем или иным материалом. Тормозные способности материалов в настоящее время достаточно хорошо исследованы [2, 4].

Основными механизмами потери энергии электронов при их прохождении сквозь вещество являются ионизация атомов среды и радиационные потери, связанные с генерированием тормозного излучения. На рис. 2 представлены интегральные тормозные способности некоторых материалов для электронов [3]. Как видим, в энергетическом диапазоне 0.1–7 МэВ, характерном для электронов ЕРПЗ, лучшей тормозной способностью обладают лёгкие материалы с низким ядерным зарядом. Эффективность экранов, включающих тяжёлые элементы, начинает возрастать с энергий электронов порядка 10 МэВ, так как для тяжёлых элементов увеличивается роль радиационных потерь. В контексте нашей задачи высокая тормозная способность по радиационным эффектам не слишком желательна. Материалы с высоким ядерным зарядом по сути трансформируют энергию электронов космических излучений в электромагнитное излучение, которое проникает намного глубже первичных электронов и не экранируется в рамках массовых затрат, приемлемых для изделий космической техники. В то же время дозы тормозного излучения в условиях космоса невелики, и чаще всего их повышение не является критичным при использовании материалов с высоким ядерным зарядом в качестве защиты от электронов. Упругие взаимодействия не играют существенной роли в общем балансе потерь энергии электронов, но определяют рассеивание частиц. В результате упругих взаимодействий электроны постоянно изменяют направление своего движения, что удлинняет их путь в материале экрана и способствует отражению. Сечение упругих взаимодействий увеличивается с ростом ядерного заряда вещества, то есть, тяжёлые элементы более интенсивно рассеивают электроны, генерируя при этом больше тормозного излучения.

В конечном итоге эффективность защиты от электронного излучения определяется тем, какой из приведенных выше эффектов доминирует в энергетическом диапазоне, характерном для космических излучений. В руководстве [6], в частности, показано, что для электронов с энергиями порядка нескольких МэВ доминирующим является эффект рассеивания. По этой причине суммарная энергия первичного и вторичного электронного излучения ЕРПЗ, прошедшего защиту из материала с высоким ядерным зарядом, будет ниже. Торможение протонов определяется главным образом взаимодействием с электронной подсистемой вещества, следствием которого является ионизация и возбуждение атомов. Неупругие взаимодействия с атомами среды, следствием которых является генерирование дефектов смещения и ядерные реакции, не играют существенной роли в общем балансе энергетических потерь протонов при их транспорте сквозь материал защиты.

На рис. 3 приведены значения тормозной способности некоторых материалов по отношению к протонам космических излучений [3]. Видно, что эффективность торможения протонов уменьшается с увеличением ядерного заряда материала; при этом водород как защита от протонов вне конкуренции во всём энергетическом диапазоне космических излучений. Тормозная способность всех материалов уменьшается с увеличением энергии протонов.

Последний вывод приводит к несколько парадоксальному заключению: увеличение защиты может привести не к снижению, а к увеличению дозы протонного облучения. По определению [5] доза облучения равна

$$D = \frac{dE}{dX} \cdot F ,$$

где dE/dX — тормозная способность материала, МэВ·см²/г, *F* — поток частиц, см⁻².

В том случае, если защита только замедлит протоны, и в особенности если после этого пробег протонов станет сопоставимым с толщиной мишени, доза за защитой будет выше, чем без защиты. В условиях космического пространства этот эффект нивелируется тем, что спектры протонов ЕРПЗ и СКЛ содержат большое количество низкоэнергетичных частиц, пробеги которых меньше, чем толщина защиты. Эффект уменьшения числа протонов за защитой доминирует над эффектом увеличения тормозной способности замедленных защитой частиц, и в целом доза протонного излучения имеет тенденцию к уменьшению с увеличением защиты. Тем не менее, если в спектре космических излучений есть протоны с энергиями порядка нескольких десятков МэВ, доза протонного излу-



Рис. 3. Тормозная способность некоторых материалов для протонов

чения за защитой достигает насыщения, и дальнейшее увеличение защиты не приводит к адекватному снижению дозы.

В отличие от электронов, протоны не так интенсивно рассеиваются веществом, и этот фактор не оказывает существенного влияния на выбор материала защиты.

Подведем итоги проведенного анализа.

1. Защита от ИИКП заключается в экранировании электронного излучения в энергетическом диапазоне 0.04—7 МэВ и протонного излучения в энергетическом диапазоне 0.1—400 МэВ. Физические аспекты экранирования электронного и протонного излучений существенно различаются.

2. Электронное излучение космического пространства более эффективно экранируется материалами с высоким ядерным зарядом. При этом негативным фактором является рост интенсивности генерирования тормозного излучения материалами защиты.

3. Протонное излучение космического пространства более эффективно экранируется лёгкими материалами, наилучшим из которых является водород.

Приведенное выше составляет основу двух используемых в настоящее время концепций повышения эффективности материалов в части защиты от космических излучений.

Для орбит, где доминирует электронное излучение, защита создаётся с использованиием материалов, в состав которых входят тяжёлые элементы. Примером такого решения может служить материал PolyRad^{тм} фирмы Longhill Technologies, Inc. [http://www.polyrad.net/]. Этот материал, изготавливаемый методом компрессионной формовки, имеет плотность порядка 15 г/см³, и при создании защиты требует на 20-30 % меньших массовых затрат, чем вольфрам. Понятно, что использование такого материала для коллективной защиты оборудования, находящегося внутри корпуса спутника или блоков аппаратуры, ведёт к неоправданному утяжелению конструкций. По этой причине его используют в качестве локальных защит наименее стойких элементов, что позволяет решить задачу обеспечения стойкости с минимальными массовыми затратами. Аналогичные решения применены при создании технологий RAD-PAK [http://www.maxwell.com/]. Все они ориентированы не на доработку конструкционных материалов с целью улучшения их защитных характеристик, а на непосредственную защиту критичных элементов аппаратуры спутников, которыми чаще всего являются микросхемы высокой степени интеграции.

Наиболее известным решением в части создания конструкционных материалов для защиты от электронного излучения космического пространства являются конструкции типа «сэндвич» с чередующимися слоями материалов, имеющих низкий и высокий ядерный заряд [6]. Логика построения такой структуры выглядит следующим образом. Электроны сначала замедляются в материале с низким ядерным зарядом Z, который при этом не генерирует тормозное излучение высокой интенсивности. В результате следующий за ним слой материала с высоким ядерным зарядом более эффективно остановит и рассеет проникшие электроны. Рассеянные частицы, в свою очередь, будут поглощены верхним слоем «сэндвича», который также частично ослабит и тормозное излучение. Третий слой остановит электроны, проникшие сквозь первые два, и также ослабит тормозное излучение.

Применительно к задаче улучшения защитных характеристик углепластиковых сотовых конструкций такая идеология выглядит достаточно перспективной. Роль материалов с низким ядерным зарядом вполне могут играть углепластиковые обшивки, где преобладающим элементом является углерод. Если разместить внутри каждой из обшивок слой материала с высоким ядерным зарядом, обе они будут играть роль «сэндвича», эффективно ослабляющего электронное излучение. Металлические соты также внесут некоторый вклад в рассеивание частиц.

Для орбит, где преобладает протонное излучение, защита создаётся с использованиием материалов, в максимальной степени включающих в свой состав лёгкие элементы, в особенности водород. С этих позиций наиболее перспективным выглядит полиэтилен С₂Н₄. Последний тезис подтверждается рядом исследований, проведенных в контексте обеспечения радиационной безопасности миссий к Луне и Марсу. Так, например, в работе [8] проанализированы материалы, потенциально пригодные для обеспечения защиты от солнечных и галактических излучений в ходе этих миссий. Результаты этого анализа представлены на рис. 4. Как видим, в качестве защиты от протонов и ионов СКЛ и ГКЛ полиэтилен на 20-40 % эффективнее, чем алюминий. Защита на базе углеродных нанотрубок была рассчитана в предположении технологического прогресса, который позволил бы обеспечить в нанотрубках соотношение атомов углерода и водорода в пропорции 1 к 25. К сожалению, ни сегодня, ни в ближайшей перспективе выход на такие показатели не ожидается. Таким образом, пока что наиболее перспективным материалом для улучшения защитных характеристик углепластиковых сотовых конструкций от протонного компонента ИИКП остается полиэтилен, который может быть интегрирован непосредственно в сотовый заполнитель углепластиковой конструкции.

Проведенный анализ показывает, что выбор концепции модификации углепластиковых сотовых конструкций с целью улучшения их защитных свойств по отношению к космическим излучениям, напрямую зависит от характеристик космических излучений, воздействующих на спутник в процессе его орбитального функционирования. В условиях околоземного и межпланетного космического пространства эти характеристики подвержены пространственным и временным вариациям в пределах нескольких порядков величин.

Вопросам пространственного распределения плотностей потоков электронной и протонной составляющих ЕРПЗ, а также закономерностей воздействия на спутники протонов СКЛ посвящена обширная литература [5–7]. Не вдаваясь в детали этой тематики, отметим ряд моментов, которые имеют значение для нашего исследования.

• Электроны ЕРПЗ образуют два пояса: внутренний и внешний. В первом плотности потоков и средняя энергия электронов несколько ниже. Максимум плотности потока электронного излучения во внутреннем поясе находится на высоте 3000 км в плоскости геомагнитного экватора. Во внешнем поясе максимум электронного излучения находится на высоте 20000 км в плоскости геомагнитного экватора.

• Максимум интенсивности протонного излучения ЕРПЗ находится на высоте 3000 км. В дальнейшем плотности потоков и средняя энергия протонов монотонно убывают с увеличением высоты.

• Протонное излучение ЕРПЗ достигает максимума интенсивности в период минимума солнечной активности; электронное — в период максимума.

• Воздействие на спутник протонов СКЛ зависит от продолжительности и интенсивности солнечных протонных событий, а также параметров орбиты спутника. Поскольку определяющим фактором для проникновения протонов СКЛ в заданную точку околоземного пространства является величина индукции геомагнитного поля в этой точке, интенсивность воздействия протонов СКЛ увеличивается с увеличением высоты и наклонения орбиты. На высоте геостационарной орбиты потоки протонов СКЛ такие же, как и в межпланетном пространстве.

Как видим, характеристики радиационных воздействий на спутник в условиях космического пространства зависят от нескольких факторов,



Рис. 4. Массы *М* радиационных защит для лунной (*a*) и марсианской (*б*) миссий: ALM – алюминий, PSF – полисульфон, PET – полиэтилен, LIN – гидрид лития, LME – жидкий метан, GNF – графитовые нанотрубки, LH2 – жидкий водород

причём в зависимости от параметров орбиты, состояния солнечной активности и величины защиты доминировать может либо протонная, либо электронная составляющая ИИКП. Невозможно задать орбиту, которая однозначно была бы «наихудшей» с точки интенсивности радиационных воздействий. Это означает, что задача не может быть решена с позиций «наихудшего случая», т. е. когда находится решение, которое во всех других ситуациях обеспечивает заведомо лучшие показатели.

В таких условиях единственным вариантом решения задачи остаётся проведение анализа

для набора «типовых» орбит, каждая из которых отражает специфические особенности космических излучений в некоторой области околоземного космического пространства. В нашем исследовании в качестве «типовых» были выбраны орбиты, параметры которых представлены в табл. 2.

Первым шагом на пути решения поставленной задачи является определение спектров космических излучений на выбранных орбитах. В качестве методологической базы для этих целей был выбран стандарт [5], регламентирующий как порядок проведения расчётов, так и состав используемых для этих целей моделей, которые приведены в табл. 3. Результаты расчётов интегральных и дифференциальных плотности потоков (I, F), проведенных с использованием интернет-сервиса SPENVIS [http://www.spenvis. ота.be/], представлены на рис. 5.

Рассмотрим два альтернативных варианта доработки углепластиковой сотовой конструкции, имеющих целью улучшить её характеристики в части экранирования ИИКП: 1) введение в углепластиковые обшивки слоя вольфрама; 2) введение в сотовый заполнитель слоя полиэтилена.

В обоих случаях толщина дополнительной защиты задаётся таким образом, чтобы общая масса реальной углепластиковой конструкции была не выше, чем у эталонного образца.

Высота круго- вой орбиты, км	Наклонение орбиты	Примечания
600	60°	Интенсивность электронно- го и протонного излучений примерно одинакова
3000	60°	Доминирует протонное излучение
35794	0°	Доминирует электронное излучение

Таблица 2. Параметры типовых орбит

Таблица З. Модели, используемые для характеристик ИИКП

Характеристика	Модель	Примечания
Спектр электронов ЕРПЗ	AE-8	Максимум СА
Спектр протонов ЕРПЗ	AP-8	Минимум СА
Спектр протонов СКЛ	JPL-90	Максимум СА

Первый цикл расчётов по оценке эффективности экранирования ИИКП доработанными углепластиковыми конструкциями был произведен с использованием кода MULASSIS, разработанного фирмой QUNETIQ [http://www. qunetiq.com/]. Эта программа, которая по сути является модификацией широко известного кода GEANT4 [http://geant4.web.cern.ch/], реализует двумерное моделирование транспорта частиц сквозь вещество с использованием методологии Монте-Карло. Геометрию задачи иллюстрирует рис. 6.

При использовании двумерного кода MULASSIS невозможно промоделировать сотовое заполнение углепластиковой конструкции, которое вносит существенный вклад в общую картину экранирования ИИКП. В этой связи масса представленных на рис. 6 расчётных моделей меньше, чем у эталонного образца. На данном этапе целью исследования ставится качественная оценка эффективности экранирования ИИКП на заданных орбитах с последующим выбором наилучшего из вариантов доработки углепластиковой сотовой конструкции.

Для обоих из представленных на рис. 6 вариантов была определена интегральная энергия ИИКП, спектральные характеристики которых приведены на рис. 5, в кремниевой мишени, размещённой за защитой. Толщина мишени выбрана таким образом, чтобы все частицы, прошедшие защиту, были ею поглощены. Потоки ИИКП соответствуют годичному пребыванию спутника на орбите. Угловое распределение частиц задано изотропным, что соответствует реальным условиям космического пространства. Для каждого из расчётов моделировался транспорт 107 частиц. Погрешность определения интегральной энергии космических излучений, прошедших защиту, при такой постановке задачи не превышала 1 %. После того как были найдены искомые значения энергии ИИКП, прошедших защиту, был проведен ещё один цикл расчётов, целью которого являлось определение толщины алюминиевой пластины, обеспечивающей такую же эффективность экранирования ИИКП, что и доработанная углепластиковая конструкция.



Рис. 5. Интегральная (*I*) и дифференциальная (*F*) плотность потоков ИИКП для рассматриваемых орбит: a – высота орбиты H = 600 км, наклонение $i = 60^{\circ}$, $\delta - H = 3000$ км, $i = 60^{\circ}$, e - H = 35794 км, i = 0

Результаты расчётов энергии ИИКП, поглощённой кремниевой мишенью за защитами представлены на рис. 7. Как и следовало ожидать, вариант с использованием полиэтилена обеспечивает более высокую эффективность экранирования протонов ЕРПЗ и СКЛ, в то время как для вольфрамового заполнителя характерно более эффективное ослабление электронов ЕРПЗ.

По этой причине на низкой орбите эффективность экранирования ИИКП для обоих рассмотренных вариантов примерно одинаков. На средней орбите преимущество у полиэтиленового заполнителя, а на ГСО вне конкуренции вариант с использованием вольфрама. В целом для всех орбит обеспечивается экранирование ИИКП на том же уровне, что и для плоской алюминиевой защиты толщиной 1.66—1.84 мм. При этом масса доработанной углепластиковой конструкции остаётся на 7.9—16.6 % ниже, чем у эквивалентной ей в плане защиты от ИИКП алюминиевой пластины.



Рис. 6. Геометрия двумерной задачи моделирования транспорта частиц в материалах углепластиковой сотовой конструкции



Рис. 7. Эффективность экранирования ИИКП углепластиковыми конструкциями с вольфрамовым и полиэтиленовым заполнением для различных орбит

Полученные результаты подтверждают возможность улучшения защитных характеристик углепластиковых сотовых конструкций до уровня, не уступающего алюминиевой защите с аналогичной массой. С другой стороны, мы видим подтверждение тезиса о том, что невозможно предложить решение задачи защиты от ИИКП, которое было бы «наилучшим» для всех возможных орбит в условиях околоземного космического пространства. В нашем случае мы отдали предпочтение варианту с использованием вольфрама, руководствуясь следующей аргументацией. 1. В контексте поставленной задачи вариант с использованием вольфрама обеспечивает требуемое решение.

2. Средние орбиты, где доминируют протоны ЕРПЗ, используются значительно реже, чем низкие и высокие орбиты, где эффективность варианта с использованием вольфрама выше.

3. Полиэтилен не обладает высокой стойкостью к воздействию факторов космического пространства [1], и в условиях практического применения может потребовать дополнительных мер защиты.

Очевидно, что полученные в представленной выше постановке характеристики экранирования радиационных излучений являются заниженными, поскольку в расчёт не принималось сотовое заполнение углепластиковых панелей. Для всех направлений прихода частиц, за исключением нормального к поверхности, их прохождение сквозь углепластиковые конструкции связано с многократным пересечением материала сотового заполнителя. Этот эффект играет существенную роль для электронного излучения, поскольку способствует рассеиванию частиц в объёме материала.

Расчёт характеристик экранирования углепластиковых конструкций с учётом сотового заполнителя возможен только с использованием трёхмерного моделирования транспорта заряженных частиц. Для этих целей был использо-



Рис. 8. Геометрия трёхмерной задачи моделирования транспорта частиц в углепластиковых сотовых панелях и алюминиевой пластине

ван код GEANT4, разработанный ядерным центром CERN [http://geant4.web.cern.ch/]. Как и в предыдущем случае, в рассмотрение были включены три орбиты, спектральные характеристики ИИКП для которых представлены на рис. 5. Для каждой из орбит были исследованы три варианта защиты:

- исходная углепластиковая конструкция;
- доработанная углепластиковая конструкция;
- алюминиевая пластина толщиной 2 мм.

В качестве сотового заполнения углепластиковых панелей был промоделирован материал PAMG-XR-3.1-3/16-P-5056 [www.plascore.com]. Геометрия задачи трёхмерного моделирования транспорта частиц с использованием кода GEANT4 представлена на рис. 8, а результаты расчётов энергии ИИКП, поглощённой кремниевой мишенью за защитами, — на рис. 9. Как видим, для всех трёх орбит предложенная схема доработки углепластиковых конструкций демонстрирует более высокую эффективность экранирования ИИКП, чем эталонная защита. При этом масса доработанной углепластиковой сотовой конструкции остаётся на 15 % ниже, чем у алюминиевой пластины толщиной 2 мм. Наилучшим образом предложенное решение проявляет себя на геостационарной орбите, где доминирует электронный компонент ИИКП. Здесь улучшение экранирующих характеристик составило 69 % по сравнению с исходной конструкцией, и при этом эффективность экранирования оказалась на 38 % выше, чем у эталонного аналога. Для орбиты № 2, где по предварительным оценкам вольфрамовое заполнение

E. 10¹² МэВ 0.06 6 1.2 0.04 4 0.80.02 2 0.40 0 $H = 3000 \text{ Km}, i = 60^{\circ}$ $H = 600 \text{ Km}, i = 60^{\circ}$ ГСО 🕅 Протоны ЕРПЗ 🕅 Протоны СКЛ Электроны ЕРПЗ

Рис. 9. Эффективность экранирования ИИКП углепластиковыми конструкциями с вольфрамовыми заполнением (3) в сравнении с исходной конструкцией (2) и алюминиевой пластиной толщиной 2 мм (1) на различных орбитах

проигрывало полиэтиленовому по эффективности экранирования ИИКП, эти цифры составили соответственно 16 и 4 %.

Достаточно неожиданным выглядит высокий уровень экранирования сотовыми конструкциями протонного компонента космических излучений. Для всех орбит он сопоставим с тем уровнем, который обеспечивается алюминиевой пластиной толщиной 2 мм. Этот эффект, который не проявлялся при двумерном моделировании транспорта заряженных частиц сквозь материалы защит, свидетельствует о существенной роли сотового заполнителя в общей картине экранирования космических излучений.



Рис. 10. Рассевание электронов с энергией E = 5 МэВ при падении на образцы под углом 50°

Окончательно правильность предложенного решения была подтверждена испытаниями, проведенными в Институте электронной физики Национальной академии наук Украины (г. Ужгород) на ускорителе электронов «Микротрон М-30». В качестве объектов испытаний были использованы три образца: образец № 1 — исходная углепластиковая сотовая панель; образец № 2 — сотовая панель, в углепластиковые обшивки которой введен слой вольфрама, толщина которого определена по результатам предшествующих расчётных работ; образец № 3 алюминиевая пластина толщиной 2 мм.

В настоящее время ни один из испытательных комплексов не обеспечивает воспроизведение в наземных условиях спектрального и углового распределения космических излучений. В отличие от условий космического пространства, где излучения изотропны и имеют выраженное энергетическое распределение, ускорители дают возможность воздействовать на объекты моноэнергетическим и мононаправленным пучком частиц. Применительно к нашей задаче это означает невозможность постановки прямого эксперимента, который позволил бы имитировать воздействие на образцы космических излучений со спектральными характеристиками, приведенными на рис. 5 и получить количественное подтверждение расчётных результатов, представленных на рис. 9. С другой стороны, достаточно сложно поставить численный эксперимент, в ходе которого моделировалось бы реальное распределение плотности потока частиц ускорителя по сечению пучка. Важность учёта этого фактора для сопоставления расчётных и экспериментальных результатов видно из рис. 10, где представлены примеры рассеивания электронов с энергией 5 МэВ, испущенных точечным источником под углом 50° к поверхности образцов (визуализация транспорта частиц с использованием кода GEANT-4). Даже от точечного источника рассеивание электронов весьма су-



Рис. 11. Матрица испытаний по исследованию характеристик экранирования образцов в поле излучения ускорителя электронов М-30

щественно, в особенности для сотовых конструкций. Следует ожидать, что в случае протяжённого источника с неравномерным распределением плотности потока электронов по сечению пучка картина рассеивания частиц существенно усложнится, и без учёта этого фактора сопоставление расчётных и экспериментальных результатов не будет адекватным.

В связи с этим на данном этапе целью экспериментальных исследований была поставлена качественная оценка эффективности экранирования электронного излучения выбранными образцами, на основании которой можно было бы сделать вывод о том, насколько предложенное решение улучшило экранирующие характеристики углепластиковой сотовой конструкции.

В ходе эксперимента каждый из образцов был облучён потоками электронов с энергиями 2, 4, 5, 6 и 7 МэВ под углами 0°, 25°, 50° и 75° к нормали. Для обеспечения надежной статистики каждое испытание было проведено не менее 1500 раз. Нижняя энергия облучения незначительно превышает пороговую энергию проникновения электронов сквозь образцы; верхняя задана как граничная энергия в спектре электронов ЕРПЗ. Матрица испытаний представлена на рис. 11.

В ходе каждого единичного испытания определялось значение безразмерного параметра D_{sp} , характеризующего экранирующие свойства образцов в поле электронного излучения:

$$D_{sp} = \frac{D}{F},$$



Рис. 12. Схема организации эксперимента по исследованию характеристик экранирования образцов в поле излучения ускорителя электронов М-30

где D — поток электронов, прошедших сквозь образец, F — поток электронов на внешней поверхности образца. Значения параметров D и Fизмерялись in situ с помощью монитора вторичной эмиссии и цилиндра Фарадея. Схема организации эксперимента представлена на рис. 12. Результаты испытаний приведены на рис. 13. Как видим, степень рассеивания электронов для всех возможных направлений прихода частиц и во всём энергетическом диапазоне, характер-



Рис. 13. Экспериментальные зависимости характеристик экранирования электронного излучения от энергии E электронов и угла падения α электронов на поверхность образцов 1, 2, 3

ном для ЕРПЗ, существенно выше для углепластиковой панели, в состав которой введен вольфрамовый заполнитель. По сравнению с исходной конструкцией эффективность рассеивания электронов возросла в среднем на 75.3 %, превосходя при этом показатели эталонного образца в среднем на 50.1 %. С учётом того, что рассеивание для электронов является доминирующим механизмом ослабления в материалах защит, результаты испытаний подтверждают правильность разработанных подходов к улучшению характеристик углепластиковых сотовых конструкций в части экранирования ИИКП.

Проведенные исследования подтвердили возможность создания углепластиковых сотовых конструкций, которые обеспечивают экранирование космических излучений на том же уровне, что и традиционные материалы космической техники, сохраняя при этом преимущества своих тепловых, механических и электрофизических характеристик. Естественным продолжением работ в этом направлении представляется интеграция методов радиационного проектирования в процесс разработки углепластиковых конструкций. Конечной целью должно стать оптимальное решение задачи обеспечения стойкости создаваемого оборудования с учётом следующих факторов:

• характеристик стойкости используемой элементной базы по отношению к эффектам общей дозы, неионизационной дозы и одиночных событий;

• степени защищённости критичных элементов оборудования с учётом их реального размещения в составе спутника;

• характеристик радиационного окружения на орбите, где планируется эксплуатация аппаратуры.

Решение задачи в такой постановке позволит не только минимизировать массу необходимой защиты от ИИКП, но и перейти к созданию качественно новых многофункциональных структур, в которых наравне с тепловыми, механическими и электрофизическими свойствами будут заложены решения, обеспечивающие требуемый уровень защиты от космических излучений.

- Радиационная стойкость органических материалов: Справочник / Под ред. В. К. Милинчука, В. И. Тупикова. — М.: Энергоатомиздат, 1986.
- Andersen H. H., Ziegler J. F. Hydrogen: stopping powers and ranges in all elements. — Elmsford, New York: Pergamon Press, 1977. — Vol. 3. The Stopping and Ranges of Ions in Matter.
- 3. Berger M. J., Coursey J. S., Zucker M. A., Chang J. Stopping-Power and Range Tables for Electrons, Protons, and Helium Ions. — Gaithersburg, MD, USA, National Institute of Standards and Technology.
- Berger M. J., Seltzer S. M. Stopping Powers and Ranges of Electrons and Positrons // Rep. NBSIR 82-2550 Aug., 1982.
- ECSS-E-10-04. Space Engineering. Space Environment. Noordwijk, The Netherlands, ECSS Secretariat, ESA-ESTEC, Requirements & Standards Division, 2000. – 196 p.
- ESA-PSS-01-609 The radiation design handbook. Noordwijk, the Netherlands, ESA, ESTEC, 1993.

- 7. Hastings D., Garret H. Spacecraft-Environment Interaction. – Cambridge: University Press, 1996.
- Tripathi R. K., Wilson J. W., Cucinotta F. A. Deep Space Mission Radiation Shielding Optimization // Paper Number 011CES-2326. – 2001.

Надійшла до редакції 02.04.09

O. V. Dotsenko, V. T. Maslyuk,

V. B. Tarasov, M. G. Tikhii, Y. A. Shovkoplyas

IMPROVEMENT OF SPACE RADIATION SHIELDING CHARACTERISTICS OF CARBON-FIBER REINFORCED HONEYCOMB STRUCTURES

The results of the investigation of space radiation shielding characteristics of three-layered carbon-fiber reinforced honeycomb structures are presented. A solution to improve these characteristics up to a given level taking into consideration mass restrictions is proposed. The results of calculations and tests to verify the proposed solution are given.

УДК 629.764

А. Н. Калногуз, В. М. Тиховский, В. А. Батаев, В. Н. Пильгуй, М. Н. Рюмин Науково-виробниче підприємство ХАРТРОН-АРКОС, Харків

УСОВЕРШЕНСТВОВАННЫЕ АЛГОРИТМЫ СИСТЕМЫ СТАБИЛИЗАЦИИ ПЕРВОЙ СТУПЕНИ РН С УПРАВЛЕНИЕМ ПО УГЛАМ АТАКИ И СКОЛЬЖЕНИЯ

Продовжено роботи з поліпшення основних характеристик контуру розвантаження корпусу PH від аеродинамічних навантажень при дії вітру. У результаті значно покращені: добуток швидкісного напору на кути атаки і ковзання та бокова й нормальна складові швидкості центру мас PH наприкінці ділянки регулювання кутами атаки та ковзання.

Опубликованная в 2002 г. работа ученых ОАО ХАРТРОН [1] в настоящее время используется разработчиками систем стабилизации PH с контуром регулирования по углам атаки и скольжения. Положительный отзыв на эту работу дан специалистами по системам управления PH КБ «Южное» и Днепропетровского университета [2].

Ниже приводятся результаты усовершенствования алгоритмов регулирования по углам атаки и скольжения, развитых в работе [1]. Для сокращения изложения рассматривается система стабилизации РН только в канале рысканья, причем все результаты действительны и для канала тангажа.

СИСТЕМА СТАБИЛИЗАЦИИ РН С РЕГУЛИРОВАНИЕМ ПО УГЛАМ АТАКИ И СКОЛЬЖЕНИЯ

Для исследования устойчивости и управляемости движения первой ступени РН традиционно используется система линейных дифференциальных уравнений возмущенного движения, которая для канала рысканья имеет вид

$$\ddot{z} = a_{zz}\dot{z} + a_{z\psi}\psi + a_{z\delta}\delta_{\psi} - a_{zz}W_{z}^{B} + f,$$

$$\ddot{\psi} = a_{\psi z}\dot{z} + a_{\psi\psi}\psi + a_{\psi\delta}\delta_{\psi} - a_{\psi z}W_{z}^{B} + m_{c} + m,$$

$$(1)$$

где \dot{z} — боковая скорость, ψ — угол рысканья,

 δ_{ψ} — угол поворота управляющих органов в канале рысканья, $W_z^{\rm B}$ — боковая скорость ветра, f, m — случайные возмущения из-за монтажных погрешностей, в основном от перекоса вектора тяги маршевого двигателя (МД), m_c — систематическое возмущение из-за смещения центра масс от продольной оси РН.

Линеаризованное уравнение работы гидропривода (ГП) для поворота управляющих органов представляется передаточной функцией

$$\delta_{\Psi}(p) = \frac{1}{\left(1 + T_{\delta}p\right)^2} \cdot \varepsilon_{\Psi y}(p), \qquad (2)$$

где є_{ψу} — управляющий сигнал (при отсутствии регулирования по углу скольжения) определяется алгоритмом

$$\varepsilon_{\psi y} = k_{\psi}(\psi + k_{\dot{z}}\dot{z}) + k_{\dot{\psi}}\dot{\psi}, \, k_{\dot{z}} < 0.$$
(3)

В работе [1] для исследования устойчивости движения РН методом Д-разбиений использована система дифференциальных уравнений

$$\dot{\beta}_{\dot{z}} = (c_1 + c_2)\beta_{\dot{z}} + c_1\psi + c_3\delta_{\psi} + c_1'\beta_w + f^*, \ddot{\psi} = b_2\beta_{\dot{z}} + b_2\psi + b_3\delta_{\psi} + b_2\beta_w + m_c + m,$$
(4)

где

$$\beta_{\dot{z}} = \frac{\dot{z}}{V}, \ c_1 = \frac{a_{z\psi}}{V}, \ c_2 = \frac{g}{V} \sin \vartheta_{np},$$
$$c_3 = \frac{a_{z\delta}}{V}, \ c_1' = a_{zz}, \ b_2 = a_{\psi\psi},$$
$$b_3 = a_{\psi\delta}, \ \beta_w = -\frac{W_z^B}{V}, \ f^* = \frac{f}{V},$$

[©] А. Н. КАЛНОГУЗ, В. М. ТИХОВСКИЙ, В. А. БАТАЕВ,

В. Н. ПИЛЬГУЙ, М. Н. РЮМИН, 2009
V — скорость центра масс PH, ϑ_{np} — программный угол тангажа.

Разработанная в работе [1] циклограмма работы системы стабилизации первой ступени PH приведена на рис. 1. Здесь моменты t_i обозначают моменты времени прохождения перечисленных команд, а величины n_0^i — соответствующие этим моментам порядковые номера тактовых меток работы алгоритмов стабилизации. На участке программного разворота PH по углу вращения на интервале времени между командами КП—КРВ регулирование по скоростным углам атаки α_{ij} и скольжения β_i нецелесообразно из-за большой скорости изменения проекций вектора скорости ветра на оси программной системы координат. Поэтому на этом интервале времени закон регулирования принят в виде

$$\varepsilon_{\psi v} = k_{\psi} \psi + k_{\dot{\psi}} \dot{\psi}.$$

На участке между командами КРВ—НР производится регулирование скоростного угла скольжения по алгоритму

$$\varepsilon_{\psi y} = k_{\psi} \psi + k_{\dot{\psi}} \dot{\psi} + k_{\psi} k_{\beta \dot{z}} \beta_{\dot{z}} \,. \tag{5}$$

Регулирование по скоростным углам атаки и скольжения $\alpha_{\dot{y}}$, $\beta_{\dot{z}}$ на интервале времени между командами КРВ—НР обеспечивает к моменту $t_{\rm HP}$ скорость центра масс PH, близкую к скорости ветра. В дальнейшем, после команды HP регулирование осуществляется по поточным углам атаки и скольжения, которые пропорциональны разностям между проекциями векторов скорости ветра и скорости центра масс PH в момент $t_{\rm HP}$. Этим уменьшается влияние на PH ветра.

На участке полета между командами HP—KP производится регулирование с использованием поточного угла скольжения по алгоритму

$$\varepsilon_{\psi y} = k_{\psi} \psi + k_{\psi} \dot{\psi} + k_{\psi} \times [k_{\beta \dot{z}} (\beta_{\dot{z}} - \beta_{\dot{z} \pi p}) + (\tilde{\beta}_{w \phi} - \beta_{w n p})], \qquad (6)$$

$$\begin{split} \beta_{\dot{z}\Pi p}[n_0 T_0] &= -\frac{\dot{z}[n_0^{\rm HP} T_0]}{V[n_0 T_0]}, \\ \beta_{wnp}[n_0 T_0] &= \beta_{\dot{z}\Pi p}[n_0 T_0], \end{split}$$

где $\tilde{\beta}_{w\phi}$ определяется приведенным ниже алгоритмом (7).

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2009. Т. 15. № 4

На участке между командами КР—ВМД1 производится программное регулирование бо-ковой скорости по алгоритму

$$\varepsilon_{\psi y} = k_{\psi} \psi + k_{\dot{\psi}} \dot{\psi} + k_{\dot{z}} (\dot{z} - \dot{z}_{\pi p}),$$

где \dot{z}_{np} — программная боковая скорость центра масс PH.

Оценка ветрового угла скольжения $\tilde{\beta}_{w\phi}$ в законе регулирования (6) определяется по алгоритму

$$\tilde{\beta}_{w\phi} = -\frac{\tilde{W}_{z\phi}^{B}}{V}, \ \tilde{W}_{z\phi}^{B}(z) = Q(z) \cdot \tilde{W}_{z}^{B}(z),$$
$$\tilde{W}_{z}^{B} = -\frac{\ddot{z}^{\Gamma C} - \dot{W}_{z}^{P}}{b_{zw}}, \ \ddot{z}^{\Gamma C} = \ddot{z} - x_{1}^{\Gamma C} \ddot{\psi}, \qquad (7)$$
$$\dot{W}_{z}^{P} = b_{zz} \dot{z} + b_{z\psi} \psi + b_{z\delta} \delta_{\psi},$$

$$\begin{split} x_1^{\Gamma \mathrm{C}} &= x_b^{\Gamma \mathrm{C}} - x_b^{\mathrm{T}}, \ b_{zz} = -b_{zw} = a_{zz} - x_1^{\Gamma \mathrm{C}} a_{\psi z} \\ b_{z\psi} &= a_{z\psi} - x_1^{\Gamma \mathrm{C}} a_{\psi \psi}, \ b_{z\psi} = a_{z\delta} - x_1^{\Gamma \mathrm{C}} a_{\psi \delta}, \end{split}$$

где Q(z) — импульсная передаточная функция фильтра Чебышева, $\ddot{z}^{\Gamma C}$ — линейное ускорение, измеряемое установленными на гироплатформе акселерометрами, $x_b^{\Gamma C}$, x_b^{T} — координаты точки установки гироплатформы и центра тяжести первой ступени PH на ось $0x_b$ базовой системы координат $0x_by_bz_b$.

Алгоритмы, аналогичные (5)—(7), действительны и для канала тангажа. При этом используются скоростной и ветровой углы атаки $\alpha_{\dot{y}}$ и α_w .

n ₀ ^{КП}	n ₀ ^{KPB}	n_0^{HP}	n_0^{KP}	п ₀ вмд1
t _{KΠ}	t _{KPB}	t _{HP}	t _{KP}	t _{MD}
КП	КРВ	HP	KP	ВМД 1

Рис. 1. Циклограмма работы система стабилизации: КП — контакт подъема, КРВ — конец разворота по углу вращения для перенацеливания РН по азимуту, НР, КР — начало (конец) регулирования по поточному углу скольжения, ВМД1 — выключение МД первой ступени

ИССЛЕДОВАНИЕ УСТОЙЧИВОСТИ ДВИЖЕНИЯ РН

Покажем, что для исследования устойчивости движения РН при регулировании по поточному углу скольжения обязательно следует использовать систему дифференциальных уравнений (4).

Исследование устойчивости двух систем уравнений (1) и (4) будем проводить методом Д-разбиения [1, 3].

Для получения областей устойчивости на плоскости параметров k_{ψ} , $k_{\dot{\psi}}$ найдем характеристические уравнения $X_1(p, k_{\psi}, k_{\dot{\psi}}) = 0$ и $X_2(p, k_{\psi}, k_{\dot{\psi}}) = 0$, соответствующие указанным выше системам уравнений (1), (4). После подстановки в эти два характеристические уравнения $p = j \cdot \omega$ и выделения мнимых и вещественных частей получим две системы линейных алгебраических уравнений относительно неизвестных k_{ψ} , $k_{\dot{\psi}}$, которые имеют вид

$$a_{11}(\omega) k_{\psi} + a_{12}(\omega) k_{\dot{\psi}} = b_1(\omega), a_{21}(\omega) k_{\psi} + a_{22}(\omega) k_{\psi} = b_2(\omega).$$
(8)

Эти системы уравнений определяют одну пару значений неизвестных параметров k_{ψ} , k_{ψ} для каждого значения круговой частоты ω в том случае, если оба уравнения (8) совместны и независимы. Для этого необходимо, чтобы одновременно не были равны нулю определители Крамера. В противном случае решениями систем уравнений в плоскости параметров k_{ψ} , k_{ψ} будут не точки, а особые прямые. Как указано в работе [1], значению $\omega = 0$ всегда соответствует особая прямая, в нашем случае ортогональная координатной оси k_{w} :

для системы уравнений (1) —

$$k_{\psi} = k_{\psi}^{\text{oc}},$$

$$k_{\psi}^{\text{oc}} = \frac{a_{zz}a_{\psi\psi} - a_{\psi z}a_{z\psi}}{(a_{\psi z}a_{z\delta} - a_{zz}a_{\psi\delta}) - k_{z}(a_{z\psi}a_{\psi\delta} - a_{\psi\psi}a_{\psi\delta})};$$
(9)

для системы уравнений (4) —

$$k_{\psi} = k_{\psi}^{\text{oc}},$$

$$k_{\psi}^{\text{oc}} = \frac{(c_1 + c_2)b_2 - b_2c_1}{b_2c_3 - (c_1 + c_2)b_2 - k_{\beta\dot{z}}.(c_3b_2 - b_3c_1)}.$$
(10)

Особые прямые $k_\psi = k_\psi^{\rm oc}$ переходят из отрицательной полуплоскости $k_\psi {<}\,0$ в положительную

полуплоскость $k_{\psi} > 0$ (где находится область устойчивости) при значении коэффициента усиления по боковой скорости в первом случае (9)

$$\begin{split} k_{\dot{z}} &= k_{\dot{z}}^{\rm oc}, \\ k_{\dot{z}}^{\rm oc} &= \frac{a_{\psi z} a_{z\delta} - a_{zz} a_{\psi \delta}}{a_{z\psi} a_{\psi \delta} - a_{\psi \psi} a_{z\delta}}, \end{split}$$

при значении коэффициента усиления (10) по скоростному углу скольжения во втором случае

$$k_{\beta \dot{z}} = k_{\beta \dot{z}}^{\text{oc}} = \frac{b_2 c_3 - (c_1 + c_2) b_3}{c_3 b_2 - b_3 c_1}$$

Таким образом при $k_{\dot{z}} = k_{\rm M3} \cdot k_{\dot{z}}^{\rm oc}$ и $k_{\rm M3} < 1$, где $k_{\rm M3}$ — масштабный коэффициент ($k_{\beta\dot{z}} = k_{\rm M2}k_{\beta\dot{z}}^{\rm oc}$ и $k_{\rm M2} < 1$, где $k_{\rm M2}$ — масштабный коэффициент), особая прямая $k_{\psi} = k_{\psi}^{\rm oc}$ находится в отрицательной полуплоскости, и область устойчивости остается неизменной, а при $k_{\rm M3} > 1$ ($k_{\rm M2} > 1$) особая прямая $k_{\psi} = k_{\psi}^{\rm oc}$ переходит в положительную полуплоскость, и область устойчивости сужается настолько, что выбрать значения параметров k_{ψ} и k_{ψ} , обеспечивающие требуемое качество переходных процессов стабилизации во всех эксплуатационных условиях, невозможно.

Определим граничное значение масштабного коэффициента $k_{\rm M2}$, обеспечивающее устойчивость регулирования поточного угла скольжения при использовании системы уравнений (1). Для этого закон регулирования (3) представим в виде

$$k_{\dot{z}} = k_{\rm M3} k_{\dot{z}}^{\rm oc}, \tag{11}$$
$$\varepsilon_{\psi y} = k_{\psi} (\psi + k_{\rm M3} k_{\dot{z}}^{\rm oc} V \beta_{\dot{z}}) + k_{\dot{\psi}} \dot{\psi}.$$

Граничное значение масштабного коэффициента $k_{\rm M2}^{\rm rp}$, соответствующее масштабному коэффициенту $k_{\rm M3} = 1$ в законе регулирования (11), найдем из уравнения

$$k_{\rm M2}k_{\beta\dot{z}}^{\rm oc} = k_{\rm M3}k_{\dot{z}}^{\rm oc}V,$$

решением которого при $k_{M3} = 1$ будет выражение

$$k_{\rm M2}^{\rm rp} = V \cdot \frac{k_{\dot{z}}^{\rm oc}}{k_{\beta \dot{z}}^{\rm oc}}.$$
 (12)

Граничное значение $k_{\rm M2}^{\rm rp} = 0.622$ масштабного коэффициента (12) для момента времени t == 61.2 с полета PH ($k_z^{\rm oc} = 0.072$, $k_{\beta z}^{\rm oc} = 0.905$, V =

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2009. Т. 15. № 4

= 777.44 м/с) значительно меньше аналогичного параметра $k_{\rm M2} = 1$ при использовании системы уравнений (4).

Приведем численные значения корней характеристического уравнения замкнутой системы, описанной уравнениями (1), (2), (11), для того же момента времени t = 61.2 с:

при $k_{\rm M2} = 0.5 < k_{\rm M2}^{\rm rp} - (k_{\dot{z}} = 0.00058)$, (-52.885; -19.37; -5.925; -1.81103; -0.043262) т. е. движение устойчиво;

при $k_{\rm M2} = 0.95 > k_{\rm M2}^{\rm rp} - (k_{\dot{z}} = 0.0011)$, (-52.824; -19.56; -5.7085; -1.9512; 0.016609) т. е. движение неустойчиво.

Приведем также значения корней характеристического уравнения замкнутой системы, описанной уравнениями (2), (4) с законом регулирования (5), при значении масштабного коэффициента $k_{\rm M2} = 0.95 > k_{\rm M2}^{\rm rp}$ для этого же момента времени t = 61.2 с (-52.983; -18.958; -6.2724; -1.8316; -0.011933) т. е. движение устойчиво.

Полученные результаты расчетов корней объясняются тем, что при использовании системы уравнений (1), (2), (11) в производной от скоростного угла скольжения $\dot{\beta}_{\dot{z}} = \frac{\ddot{z}}{V} + \left(-\beta_{\dot{z}}\frac{\dot{V}}{V}\right)$ не учитывается второе слагаемое.

РЕГУЛИРОВАНИЕ ВОЗМУЩЕНИЙ ОТ МОНТАЖНЫХ ПОГРЕШНОСТЕЙ ПО РАЗОМКНУТОЙ СХЕМЕ

В алгоритмы системы стабилизации [1] вводятся следующие усовершенствования.

1. В закон управления (6) вводятся балансировочный угол $\psi_{\rm b}$ и сигнал компенсации $\varepsilon_{\psi c}$, которые реализуют контур регулирования возмущений от монтажных погрешностей по разомкнутой схеме:

$$\varepsilon_{\psi y} = k_{\psi} (\psi - \psi_{\rm E}) + k_{\dot{\psi}} \dot{\psi} + k_{\psi} [(k_{\beta \dot{z}} (\beta_{\dot{z}} - \beta_{\dot{z} \rm np}) + (\tilde{\beta}_{w \rm \Phi} - \beta_{w \rm np})] + \varepsilon_{\psi c}; (13)$$

2. В алгоритме оценки угла скольжения (7) учитываются оценки случайных возмущений \tilde{f}, \tilde{m} в (1) от монтажных погрешностей:

$$\dot{W_z^{\rm P}} = b_{zz}\dot{z} + b_{z\psi}\psi + b_{z\delta}\delta_\psi + \tilde{f} - x_1^{\rm \Gamma C}(\tilde{m} + m_{\rm c}).$$

Оценка возмущений от монтажных погрешностей производится на участке разворота по

углу вращения PH для перенацеливания по азимуту при двух предположениях:

• аэродинамическими моментами можно пренебречь из-за малости скоростного напора;

• случайные возмущения *f*, *m* в (1) определяются только перекосами вектора тяги двигателей относительно продольной оси.

При этих допущениях оценка случайных возмущений \tilde{f}, \tilde{m} в (1) производится по алгоритмам

$$\hat{\varepsilon}_{\Psi y} = \frac{1}{t_{\text{KPB}} - t_{\text{HO}}} \int_{t_{\text{HO}}}^{t_{\text{KPB}}} \varepsilon_{\Psi y}(t) dt,$$
$$\tilde{m} = a_{\Psi \delta} \varepsilon_{\Psi y} - m_{\text{c}}, \quad \tilde{f} = \frac{a_{z\delta}}{a_{W\delta}} \tilde{m},$$

где *t*_{HO} — время начала оценки возмущений от монтажных погрешностей.

Балансировочный угол $\psi_{\rm B}$ и сигнал компенсации $\varepsilon_{\psi c}$ в законе регулирования (8) определяются алгоритмами

$$\varepsilon_{\psi c} = \hat{\varepsilon}_{\psi y}, \ \psi_{\mathrm{B}} = \frac{m_c a_{z\delta}}{a_{z\psi} a_{\psi \delta}}.$$

ВКЛЮЧЕНИЕ ФИЛЬТРА ЧЕБЫШЕВА С МАЛЫМИ ФАЗОВЫМИ ЗАПАЗДЫВАНИЯМИ ПРИ ДЕЙСТВИИ ГРАДИЕНТНЫХ ВЕТРОВ С БОЛЬШИМИ УСКОРЕНИЯМИ

Для уменьшения влияния колебаний свободных поверхностей жидкости в баках и упругих колебаний конструкции PH ветровые составляющие углов атаки и скольжения преобразуются дискретным фильтром Чебышева, амплитудно-фазовая характеристика которого приведена на рис. 2, кривые *1*. Видно, что этот фильтр Чебышева (с передаточной функцией Q(z)) характеризуется большими фазовыми запаздываниями на частотах колебаний PH как твердого тела, что приводит к большим ошибкам регулирования поточных углов атаки α_n и скольжения β_{Π} и, как следствие, — к недопустимо большим значениям параметров $q \cdot \alpha_{\Pi}$, $q \cdot \beta_{\Pi}$.

В настоящей работе найдено следующее решение этого вопроса.

Производится параллельное преобразование оценки ветровой составляющей угла скольже-



Рис. 2. Амплитудно-фазовые характеристики фильтров с импульсными передаточными функциями: 1 - Q(z), $2 - Q^{(1)}(z)$

ния β_w двумя фильтрами Чебышева с импульсными передаточными функциями Q(z) и $Q^{(1)}(z)$, амплитудно-частотные характеристики которых приведены на рис. 2, *1* и *2* соответственно. Как следует из этого рисунка, фильтр Чебышева с передаточной функцией $Q^{(1)}(z)$ характеризуется существенно меньшими фазовыми запаздываниями на частотах колебаний РН как твердого тела. Этот фильтр (с передаточной функцией $Q^{(1)}(z)$) включается в контур регулирования угла скольжения на непродолжительное время на интервале действия градиентных ветров с большими ускорениями, и благодаря этому существенно уменьшается значение $q \cdot \beta_{n}$.

Условия включения фильтра с передаточной функцией $Q^{(1)}(z)$ в контур регулирования определяются алгоритмами

$$\varepsilon_{\psi y} = k_{\psi} (\psi - \psi_{\rm B}) + k_{\dot{\psi}} \dot{\psi} + k_{\psi} [k_{\beta \dot{z}} (\beta_{\dot{z}} - \beta_{\dot{z} \pi p}) + (\tilde{\beta}_{wy} - \beta_{wnp})] + \varepsilon_{\psi c}, \quad (14)$$

$$\tilde{\beta}_{wy}[n_0T_0] = \begin{cases} -\frac{\tilde{W}_{z\Phi}^{B(1)}[n_0T_0]}{V[n_0T_0]}, \\ \pi p \mu \ n_{0i}^{H} < n_0 \le n_{0i}^{K} \ (i=1, 2, ...) \\ -\frac{\tilde{W}_{z\Phi}^{B}[n_0T_0]}{V[n_0T_0]}, & \text{иначе}, \end{cases}$$



Рис. 3. Профили скорости ветра с градиентами

$$\begin{split} \tilde{\mathcal{W}}_{z\varphi}^{\mathrm{B}(1)}(z) &= Q^{(1)}(z)\tilde{\mathcal{W}}_{z}^{\mathrm{B}}(z) \\ \tilde{\mathcal{W}}_{z\varphi}^{\mathrm{B}}(z) &= Q(z)\tilde{\mathcal{W}}_{z}^{\mathrm{B}}(z). \end{split}$$

Тактовые метки n_{0i}^{H} , n_{0i}^{K} (i = 1, 2, ...) вычисляются по логическим уравнениям при $n_0 = 0$ —

$$n_{0i}^{\mathrm{H}} = \infty, \ n_{0i}^{\mathrm{K}} = \infty,$$

при $n_0 = 0$ и $n_0 = n_{0i}^{\mathrm{K}} + \Delta n_0^{(1)} - FI[n_0 T_0] = 1,$
при $\left| \Delta \tilde{W}_{z\varphi}^{\mathrm{B}}[n_0 T_0] \right| \ge \Delta W_z^{\mathrm{orp}}$ и $FI[n_0 T_0] = 1 - \Delta \tilde{W}_{z\varphi}^{\mathrm{B}}[n_0 T_0] = \tilde{W}_{z\varphi}^{\mathrm{B}(1)}[n_0 T_0] - \tilde{W}_{z\varphi}^{\mathrm{B}}[n_0 T_0],$

 $n_{0i}^{\mathrm{H}} = n_0, \ n_{0i}^{\mathrm{K}} = n_0 + \Delta n_0^{(2)}, \ Fl = [n_0 T_0] = 0,$ где $\Delta W_z^{\mathrm{orp}}, \ \Delta n_0^{(1)}, \ \Delta n_0^{(2)}$ — константы.

ЦИКЛОГРАММА РАБОТЫ СИСТЕМЫ СТАБИЛИЗАЦИИ НА НАЧАЛЬНОМ УЧАСТКЕ ТРАЕКТОРИИ ДВИЖЕНИЯ РН

Исследования переходных процессов стабилизации с регулированием по углам атаки и скольжения показали следующее.

1. При действии ветра со значениями скорости, соответствующими огибающему профилю максимальной скорости (рис. 3, *a*), регулирование по скоростным углам атаки и скольжения обеспечивает в момент поступления команды

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2009. Т. 15. № 4

НР скорость центра масс РН, близкую к скорости ветра.

2. При действии градиентного ветра с большими ускорениями на интервалах времени, расположенных правее или непосредственно перед командой НР (рис. 3, δ , θ), регулирование по скоростным углам атаки $\alpha_{\dot{y}}$ и скольжения $\beta_{\dot{z}}$ неэффективно, так как в этом случае центр масс РН не успевает приобрести скорость, соответствующую текущей скорости ветра на момент поступления команды НР.

3. При действии градиентного ветра с большими ускорениями на интервале времени между командами HB—KB ограничения на произведения скоростного напора на поточные углы атаки $q \cdot \alpha_{\Pi}$ и скольжения $q \cdot \beta_{\Pi}$ выполняются при переносе момента начала регулирования по поточным углам атаки и скольжения с момента $t_{\rm HP}$ на момент $t_{\rm KB}$ (рис. 3, *г*).

4. При действии градиентного ветра с большими ускорениями на интервале времени до поступления команды $t_{\rm HB}$ ограничения на произведения скоростного напора на поточные углы атаки $q \cdot \alpha_{\rm n}$ и скольжения $q \cdot \beta_{\rm n}$ выполняются из-за малости скоростного напора (рис. 3, ∂).

В связи с изложенным выше, в алгоритмы системы стабилизации первой ступени РН введены следующие усовершенствования:

• на интервале времени между командами «HP–KP» в формуле формирования программных углов $\beta_{\dot{z}np}$, β_{wnp} алгоритмов (6), (14) боковая скорость центра масс PH $\dot{z}[n_0^{\rm HP}T_0]$ заменена на оценку боковой скорости ветра $\tilde{W}_{z\Phi}^{\rm B}[n_0^{\rm HP}T_0]$:

$$\varepsilon_{\psi y} = k_{\psi} (\psi - \psi_{\rm b}) + k_{\dot{\psi}} \dot{\psi} + k_{\psi} [k_{\beta \dot{z}} (\beta_{\dot{z}} - \beta_{\dot{z} \pi p}) + (\tilde{\beta}_{wy} - \beta_{w n p})] + \varepsilon_{\psi c}, \quad (15)$$
$$\tilde{W}^{\rm B} [n_{\rm o}^{\rm HP} T_{\rm o}]$$

$$\beta_{wnp}[n_0T_0] = -\frac{\nabla \varphi}{\mathbf{V}[n_0T_0]},$$

$$\beta_{\dot{z}\pi p}[n_0T_0] = \beta_{wnp}[n_0T_0];$$

• время включения регулирования по поточным углам атаки и скольжения *t*_{НР} выбирается в полете по информации о величине ускорения градиентного ветра.

Алгоритм формирования этого времени $t_{\rm HP}$ вычисляется на интервале $t_{\rm HB} < t \le t_{\rm KB}$ и имеет вид:

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2009. Т. 15. № 4

— в момент времени $t = t_{HB}$ полагаем $n_0^* = \infty$, ПР_{HP} = 1;

— при ПР_{НР} = 1 и выполнения в первый раз условия $\left| \Delta \tilde{W}_{z\phi}[n_0 T_0] \right| \ge \Delta W_z^{\text{orp}(1)}$

полагаем
$$n_0^* = n_0$$
, $\Pi P_{HP} = 0$,
 $t_{HP} = \begin{cases} t_{KB}, & n_0^* T_0 \le t_{KE} \\ t_{HP}, & \mu_{HAP} \end{cases}$

где $\Delta W_z^{\text{огр}(1)}, t_{\text{HB}}, t_{\text{KB}}, t_{\text{HP}}$ — константы.

АЛГОРИТМЫ СИСТЕМЫ СТАБИЛИЗАЦИИ РН В КОНЦЕ УЧАСТКА РЕГУЛИРОВАНИЯ ПО УГЛАМ АТАКИ И СКОЛЬЖЕНИЯ

Для уменьшения скорости центра масс PH в конце участка регулирования по поточным углам атаки и скольжения вводятся следующие усовершенствования.

В алгоритм формирования управляющего сигнала канала рысканья (15) вводится слагаемое $k_{\beta w} \cdot \hat{\beta}_w$, учитывающее «медленную» составляющую скорости ветра:

$$\varepsilon_{\psi y} = k_{\psi} (\psi - \psi_{\rm B}) + k_{\dot{\psi}} \dot{\psi} + k_{\psi} [k_{\beta \dot{z}} (\beta_{\dot{z}} - \beta_{\dot{z} \Pi p}) + (\tilde{\beta}_{wy} - \beta_{w \Pi p} - k_{\beta w} \hat{\beta}_{w})] + \varepsilon_{\psi c},$$
$$\hat{\beta}_{w} (p) = \frac{1}{(1 + Tp)} \tilde{\beta}_{w \Phi} (p), \quad \tilde{\beta}_{w \phi} = -\frac{\tilde{W}_{z \Phi}^{\rm B}}{V},$$

где $k_{\beta w}$ — коэффициент усиления, T — постоянная времени.

Масштабный коэффициент k_{M2} в алгоритме формирования коэффициента усиления $k_{\beta \dot{z}} = k_{M2} k_{\beta \dot{z}}^{oc}$ уменьшается в конце интервала между командами HP—KP со значения $k_{M2} = k_{M2}^{(1)}$ на значение $k_{M2} = k_{M2}^{(2)}$.

РЕЗУЛЬТАТЫ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ДВИЖЕНИЯ РН

Моделирование движения РН производилось интегрированием системы уравнений (4) с переменными коэффициентами и уравнений работы ГП (2). Качество регулирования по углу скольжения характеризовалось двумя параметрами:

• максимальным значением модуля произведения скоростного напора на угол скольжения $|q \cdot \beta_{\rm n}|_{\rm max}$;

Характеристики ветра	$ q \cdot \beta_{\Pi} _{\max}$, град-кгс-м-2		$\left \dot{z}(t_{\mathrm{KP}})\right ,\mathrm{m/c}$	
	ИА	УА	ИА	УА
Огибающая Градиент на высоте $h = 2.5$ км Градиент на высоте $h = 5$ км Градиент на высоте $h = 10$ км Градиент на высоте $h = 15$ км	8275 11819 10093 10073 10410	7573 8853 8613 7968 7591	10.9 34.4 58.8 56.54 18.4	13.2 3.97 19.2 18.3 1.5

Характерные параметры переходных процессов стабилизации

• значением модуля боковой скорости в момент окончания регулирования по поточному углу скольжения $|\dot{z}(t_{\rm KP})|$.

Результаты математического моделирования движения РН сведены в таблицу, где приведены указанные выше характерные параметры переходных процессов стабилизации $|q \cdot \beta_n|_{max}$, $|\dot{z}(t_{\rm KP})|$ с двумя вариантами алгоритмов регулирования по углу скольжения:

 с приведенными в [1] исходными алгоритмами (ИА);

 с приведенными в настоящей работе усовершенствованными алгоритмами (УА).

Из результатов моделирования следует вывод, что усовершенствованные в настоящей работе алгоритмы регулирования по углу скольжения существенно улучшают указанные выше характерные параметры переходных процессов: • максимальное значение параметра $|q \cdot \beta_n|_{max}$ уменьшается со значения 11819 град · кгс · м⁻² на значение 8853 град · кгс · м⁻²;

• максимальное значение параметра $|\dot{z}(t_{\rm KP})|$ уменьшается от 58.8 до 19.2 м/с.

Авторы благодарны Т. В. Хохленковой за помощь в расчетах.

- 1. Айзенберг Я. Е., Златкин Ю. М., Калногуз А. Н. и др. Управление по углам атаки и скольжения первых ступеней РН // Космічна наука і технологія. 2002. 8, № 1. С. 61—80.
- 2. Игдалов И. М., Кучма Л. Д., Поляков Н. В., Шептун Ю. Д. Ракета как объект управления. — Харьков: АРГ-ПРЕСС, 2004. — 541 с.
- 3. Основы автоматического регулирования / Под. ред.
 В. В. Солодовникова. М.: Машгиз, 1954. 1117 с.

Надійшла до редакції 26.02.09

A. N. Kalnoguz, V. M. Tykhovskiy, V. A. Bataev, V. N. Pilguy, M. N. Rymin

ADVANCED STABILIZATION SYSTEM ALGORITHMS OF LAUNCH VEHICLE'S FIRST STAGE WITH ATTACK AND SLIDING ANGLES CONTROL

The work for improvement of the basic characteristics of the contour of unloading of the carrier rocket case from aerodynamic loadings under the effect of wind is being continued. The product of the velocity head and the angles of attack and slip as well as lateral and normal speeds of the mass centre of the launcher at the end of the site of regulation by the angles of attack and slip are essentially improved. АЛЛЕР Марго Фрідель — науковий співробітник Радіоастрономічної обсерваторії Мічиганського університету. Напрям науки — радіоастрономія.

АЛЛЕР Хьюдж Дункан — професор астрономії Радіоастрономічної обсерваторії Мічиганського університету. Напрям науки — радіоастрономія.

БАТАЄВ Віктор Олександрович — головний науковий співробітник, конструктор Науково-виробничого підприємства ХАРТРОН-АРКОС, член Російської академії навігаційних наук, доктор технічних наук.

Напрям науки — системи стабілізації ракет-носіїв і космічних апаратів та системи керування технологічними процесами.

ВОЛЬВАЧ Олександр Євгенович — заступник директора з наукової роботи Науково-дослідного інституту «Кримська астрофізична обсерваторія», кандидат фізико-математичних наук. Лауреат премії НАН України ім. Є. П. Федорова.

Напрям науки — позагалактична астрономія, радіоастрономія, РНДБ.

ВОЛЬВАЧ Лариса Миколаївна — науковий співробітник лабораторії радіоастрономії Науково-дослідного інституту «Кримська астрофізична обсерваторія».

Напрям науки — радіоастрономія, РНДБ.

ГАВРИЛЕНКО Олександр Сильвестрович — науковий співробітник Центру радіофізичного зондування Землі ім. А. І. Калмикова Національної академії наук України і Національного космічного агентства України.

Напрям науки — дистанційне зондування Землі радіофізичними методами, обробка і інтерпретація радіофізичної інформації.

ДОЦЕНКО Олег Владленович — начальник групи лабораторії Державного підприємства «Конструкторське бюро «Південне» ім. М. К. Янгеля».

Напрям науки — забезпечення стійкості супутників до впливу факторів космічного простору.

ЄМЕЛЬЯНОВ Леонід Якович — завідувач сектору Інституту іоносфери Національної академії наук України і Міністерства освіти і науки України.

Напрям науки — радіофізика, динаміка іоносферної плазми, радіотехнічні системи, радари некогерентного розсіяння.

ЄФІМОВ Валентин Борисович — завідувач відділу Центру радіофізичного зондування Землі Національної академії наук України і Національного космічного агентства України, кандидат фізико-математичних наук, лауреат Державної премії України.

Напрям науки — дистанційне зондування Землі радіофізичними методами.

КАЛНОГУЗ Анатолій Миколайович — перший заступник Генерального директора, директор із системного проектування Науково-виробничого підприємства ХАРТРОН-АРКОС, кандидат технічних наук.

Напрям науки — системи керування рухомими об'єктами та технологічними процесами.

КЛОЧКО Григорій Іванович — науковий співробітник Центру радіофізичного зондування Землі ім. А. І. Калмикова Національної академії наук України і Національного космічного агентства України.

Напрям науки — дистанційне зондування Землі радіофізичними методами.

КУРЕКІН Олександр Сергійович — старший науковий співробітник Інституту радіофізики і електроніки Національної академії наук України, кандидат технічних наук, Лауреат Державної премії УРСР.

Напрям науки — дослідження навколишнього середовища Землі радіофізичними методами з аерокосмічних носіїв.

ЛЯШЕНКО Михайло Володимирович — вчений секретар Інституту іоносфери Національної академії наук України та Міністерства освіти і науки України, кандидат фізико-математичних наук, Лауреат премії Президента України для молодих вчених.

Напрям науки — сонячно-земна фізика, геофізика, іоносферне моделювання.

МАСЛЮК Володимир Трохимович — завідувач відділу фотоядерних процесів Інституту електронної фізики Національної академії наук України, доктор фізикоматематичних наук.

Напрям науки — радіаційна фізика твердого тіла, ядерна медицина, дозиметрія ядерного випромінювання.

МАТВЄЄВ Олександр Якович — вчений секретар Центру радіофізичного зондування Землі ім. А. І. Калмикова

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технології. 2009. Т. 15. № 4

Національної академії наук України і Національного космічного агентства України, кандидат фізико-математичних наук, старший науковий співробітник.

Напрям науки — дистанційне зондування Землі радіофізичними методами, обробка і інтерпретація радіофізичної інформації.

ПІЛЬГУЙ Владислав Миколайович — інженер-математик Науково-виробничого підприємства ХАРТРОН-АРКОС.

Напрям науки — динаміка польоту та управління літальними космічними апаратами.

ПУШКАРЬОВ Олександр Борисович — науковий співробітник Науково-дослідного інституту «Кримська астрофізична обсерваторія», кандидат фізико-математичних наук.

Напрям науки — радіоастрономія, РНДБ.

РЮМІН Максим Миколайович — провідний інженерматематик Науково-виробничого підприємства ХАРТ-РОН-АРКОС.

Напрям науки — динаміка польоту та управління літальними космічними апаратами.

СКЛЯРОВ Ігор Борисович — головний інженер Інституту іоносфери Національної академії наук України та Міністерства освіти і науки України.

Напрям науки — вертикальне зондування іоносфери, радіотехнічні системи, радари некогерентного розсіяння.

ТАРАСОВ Володимир Борисович — начальник лабораторії Державного підприємства «Конструкторське бюро «Південне» ім. М. К. Янгеля».

Напрям науки — забезпечення стійкості супутників до впливу факторів космічного простору.

ТИХИЙ Віктор Григорович — начальник відділу Державного підприємства «Конструкторське бюро «Південне» ім. М. К. Янгеля».

Напрям науки — матеріалознавство, забезпечення стійкості матеріалів до факторів космічного простору.

ТИХОВСЬКИЙ Володимир Макарович — начальник лабораторії Науково-виробничого підприємства ХАРТ-РОН-АРКОС, кандидат технічних наук.

Напрям науки — системи керування об'єктами ракетно-космічної техніки.

ЦИМБАЛ Валерій Миколайович — директор Центру радіофізичного зондування Землі Національної академії наук України і Національного космічного агентства України, кандидат технічних наук, лауреат Державної премії України.

Напрям науки — дистанційне зондування Землі радіофізичними методами.

ЧОРНОГОР Леонід Феоктистович — професор кафедри космічної радіофізики Харківського національного університету ім. В. Н. Каразіна, доктор фізико-математичних наук, професор, лауреат Державної премії УРСР в галузі науки і техніки, лауреат Премій Ради Міністрів СРСР.

Напрям науки — космічна радіофізика, космічна фізика, космічна екологія та космічна погода.

ШОВКОПЛЯС Юрій Анатолійович — заступник Головного конструктора КБ космічних апаратів та систем Державного підприємства «Конструкторське бюро «Південне» ім. М. К. Янгеля».

Напрям науки — проектування космічних апаратів.

ЯЦЕВИЧ Сергій Євгенович — старший науковий співробітник відділу дистанційних методів зондування Землі Інститут радіофізики і електроніки Національної академії наук України, кандидат фізико-математичних наук, лауреат премії ім. Ленінського комсомолу.

Напрям науки — дистанційне зондування Землі радіофізичними методами.