

СОДЕРЖАНИЕ

Том 54, Номер 6, 2020

Лунная пыль: свойства, потенциальная опасность

А. В. Захаров, Л. М. Зеленый, С. И. Попель

483

Об изучении пространственной переменности состава вещества Луны в экспериментах по гамма-спектроскопии на борту мобильного аппарата с применением метода “меченых космических лучей”

А. Б. Санин, И. Г. Митрофанов, Б. Н. Бахтин, М. Л. Литвак, А. А. Аникин, Д. В. Головин, С. Ю. Никифоров

508

Электрофизическая модель грунта Луны

О. В. Юшкова, И. Н. Кибардина, Т. Н. Дымова

520

Результаты топографического и геологического анализа структур корон Венеры

Е. Н. Гусева, М. А. Иванов

529

Результаты астрометрических наблюдений далеких спутников Юпитера на новом телескопе Кавказской горной обсерватории ГАИШ МГУ

Н. В. Емельянов, Б. С. Сафонов, О. В. Возякова, А. Ю. Тушканова

537

Нагревание верхней атмосферы планеты солнечным ультрафиолетовым излучением, химическими и фотохимическими реакциями

А. В. Колесниченко

542

Выявление столкновительных орбит астероидов с помощью условной минимизации расстояния до Земли

А. П. Батулин

560

Об ускорении численного интегрирования уравнений движения астероидов

И. А. Баляев

567

ЛУННАЯ ПЫЛЬ: СВОЙСТВА, ПОТЕНЦИАЛЬНАЯ ОПАСНОСТЬ

© 2020 г. А. В. Захаров^{а, *}, Л. М. Зеленый^а, С. И. Попель^а

^аИнститут космических исследований РАН, Москва, Россия

*e-mail: zakharov@iki.rssi.ru

Поступила в редакцию 29.05.2020 г.

После доработки 20.06.2020 г.

Принята к публикации 13.07.2020 г.

Поверхность Луны, как и поверхность любого безатмосферного тела Солнечной системы, подвержено постоянной бомбардировке микрометеоритов, а также воздействию солнечного излучения, солнечного ветра и других факторов космического пространства. В результате ударных воздействий высокоскоростных микрометеоритов в течение миллиардов лет силикатная основа поверхности Луны измельчается, превращаясь в частицы с широким распределением по размерам. Учитывая взрывную природу возникновения, эти частицы, характеризуется крайне нерегулярной формой с заостренными краями, либо спекшимися при больших температурах конгломератами, либо близкими к сферам каплям. На освещенной стороне Луны солнечное излучение, особенно ультрафиолетовая часть его спектра, и потоки солнечного ветра при взаимодействии с верхним слоем реголита приводят к формированию поверхностного заряда реголита. Фотоэлектроны, возникшие над поверхностью, и заряженная поверхность реголита создают приповерхностный двойной слой. Электрическое поле, возникающее в этом слое, и флуктуации заряда частиц на поверхности приводят к тому, что электрические силы могут превышать силы гравитации и силы адгезии Ван дер Вальса. В результате этого частицы реголита микронного и субмикронного размеров способны отрываться от поверхности и левитировать над поверхностью. Такие динамические процессы приводят к переносу пылевых частиц над поверхностью Луны, а также к рассеянию солнечного света на этих частицах. Свечения над поверхностью Луны такой природы наблюдали телевизионные системы американских и советских посадочных аппаратов на ранних этапах исследований Луны. Американские астронавты, высадившиеся на поверхность Луны при реализации программы “Аполлон” также обнаружили проявления лунной пыли. Оказалось, что пылевые частицы, левитирующие над поверхностью реголита в результате естественных процессов и поднятые с поверхности в результате антропогенных факторов, вызывают множество технологических проблем, влияющих на работоспособность посадочных аппаратов и их систем, на деятельность астронавтов на поверхности Луны и их здоровье. По результатам этих экспедиций был сделан вывод, что пылевые частицы микронного и субмикронного размера, левитирующие над поверхностью, являются основным труднопреодолимым фактором при дальнейших исследованиях и освоении Луны. С тех пор изучению физических процессов, связанных с динамикой лунной пыли, проявлениям ее агрессивных свойств (“токсичности”), способами уменьшения влияния пыли на инженерные системы и человека, стали актуальными направлениями теоретических и экспериментальных исследований. В статье на основе результатов выполненных за последние полвека исследований, связанных с динамикой пылевых частиц, обсуждаются вопросы формирования лунного реголита, приповерхностной плазменно-пылевой экзосферы Луны под действием внешних факторов космического пространства. Рассматриваются причины и условия динамики пылевых частиц, следствия этих процессов, влияние антропогенных факторов на динамику пылевых частиц, а также угрозы для космических аппаратов и инженерных систем при реализации планируемых программ исследований и освоения Луны. Приведены основные нерешенные проблемы, связанные с динамикой пылевой составляющей лунного реголита, обсуждаются методы решения проблемных вопросов.

Ключевые слова: пылевые частицы, реголит, пылевая плазма, экзосфера Луны, токсичность лунной пыли

DOI: 10.31857/S0320930X20060079

ВВЕДЕНИЕ

Луна была первым внеземным телом, к которому было привлечено внимание пионеров космических исследований. Прошло примерно полвека с тех пор, когда была выполнена активная

компания по исследованию Луны. В то время серия российских и американских автоматических посадочных аппаратов и американская пилотируемая программа “Apollo” провели беспрецедентную по своей насыщенности и объему программу

изучения Луны. Были получены уникальные про-
рывные данные о реголите Луны, плазменном
окружении, выполнено большое число экспери-
ментов с помощью автоматических и пилотируе-
мых экспедиций, доставлено более 300 кг образ-
цов лунного реголита на Землю для лабораторных
исследований. Накоплен богатый опыт выполне-
ния активных экспериментов с помощью Луно-
ходов, непосредственной деятельности челове-
ка на поверхности Луны. При этом первым не-
ожиданным результатом этих исследований
стало обнаружение зарева над поверхностью,
зарегистрированного телевизионными камера-
ми, установленными на нескольких автоматиче-
ских посадочных аппаратах. Интерпретация
этого явления привела к выводу, что солнечный
свет рассеивается на пылевых частицах, леви-
тирующих над поверхностью Луны (Rennison,
Criswell, 1974). При подготовке пилотируемой
программы исследований Луны “Apollo” это факт
был уже известен, и он был учтен при разработ-
ке программы деятельности астронавтов на поверх-
ности Луны, проведении научных исследований,
наземных испытаниях. Однако, несмотря на под-
готовку к возможным проблемам, связанным с
лунной пылью, по мнению американских астро-
навтов, работавших на поверхности Луны, фак-
тор лунной пыли оказался самым неожиданным и
неприятным по степени воздействия на посадоч-
ный аппарат, его системы, на деятельность астро-
навтов на поверхности и на их здоровье. По ре-
зультатам выполнения программы “Apollo” был
сделан вывод, что антропогенное воздействие
вызывает более активную динамику лунной пы-
ли, чем естественные процессы, связанные с ча-
стицами над поверхностью, обнаруженные авто-
матическими аппаратами (Gaier, 2005).

В течение последних десятилетий проводились
модельные теоретические и экспериментальные
исследования, направленные на понимание при-
роды этого явления, поиск путей снижения нега-
тивного воздействия микрочастиц на системы поса-
дочных аппаратов и человека. За это время многое
удалось понять, однако остаются множество нерешен-
ных проблем. В последнее время, когда кос-
мические агентства ведущих космических держав
обращают свое внимание на интенсивные иссле-
дования и последующее освоение Луны, интерес к
процессам, связанным с динамикой лунной пыли,
ее влиянию на посадочные аппараты, их инженер-
ные системы, на деятельность космонавтов и их
здоровье, значительно возрастает.

Процессы, приводящие к формированию
микрочастиц на Луне, ее отрыву от поверхности и
дальнейшей динамике над поверхностью, вклю-
чают множество внешних факторов воздействия
на Луну и физических процессов на поверхности
и приповерхностной экзосфере. В настоящем об-
зоре сделана попытка рассмотреть эти внешние

факторы, и каким образом они приводят к физи-
ческим процессам на поверхности реголита и
приповерхностной плазменно-пылевой экзосфе-
ре. Рассмотрены условия, при которых микроча-
стицы, лежащие на поверхности реголита, спо-
собны оторваться от поверхности и левитировать
над ней. Приведены примеры опыта выполнения
программы “Apollo”, как пылевые частицы могут
воздействовать на посадочный аппарат, его ин-
женерные системы, на деятельность астронавта
на поверхности Луны.

В разделе “Внешние источники воздействия
на Луну” рассмотрены внешние факторы, воз-
действующие на Луну, каким образом они фор-
мируют реголит, влияют на его свойства. Раздел
“Реголит и лунная пыль” посвящен рассмотре-
нию основных свойств реголита, его структуры.
Основное внимание здесь уделяется той части ре-
голита, которая определяется как лунная пыль.
В разделе “Динамика лунной пыли” представле-
ны основные результаты наблюдений на поверх-
ности Луны, демонстрирующие естественные ди-
намические проявления лунной пыли. Обсуж-
даются модельные представления физических
процессов, приводящие к отрыву пылевых ча-
стиц от поверхности реголита и дальнейшей их
динамики в приповерхностной экзосфере Лу-
ны. Раздел “Токсичность лунной пыли” посвя-
щен описанию агрессивных воздействий частиц
лунной пыли на инженерные системы посадоч-
ных аппаратов, условия деятельности астронав-
тов на поверхности Луны и на самих астронавтов,
т.е. те свойства лунной пыли, которые делают ее
“токсичной”. В обзоре не обсуждаются биомеди-
цинские проблемы, возникшие при выполнении
программы “Apollo”, которые очень важны, но
представляют собой отдельную проблему, свя-
занную со здоровьем человека. В заключении об-
суждаются основные выводы и направления бу-
дущих исследований, направленные на понима-
ние физических процессов, связанных с лунной
пылью.

ВНЕШНИЕ ИСТОЧНИКИ ВОЗДЕЙСТВИЯ НА ЛУНУ

Луна, как и все тела, лишённые атмосферы и
дипольного магнитного поля, постоянно бомбар-
дируются микрометеоритами, солнечным излу-
чением и космическими лучами. Эти процессы,
известны под общим названием *космического вы-
ветривания* (*space weathering*) (Pieters и др., 1993).
Все внешние факторы по своему физическому
воздействию на поверхность Луны могут быть
сгруппированы на две широкие категории:
(1) случайные удары микрометеоритов о поверх-
ность тела и (2) воздействие на поверхность элек-
тромагнитного излучения Солнца и окружающей
плазмы (солнечного ветра, плазмы магнитосфе-

ры при прохождении Луны через отдаленный хвост магнитосферы Земли и энергичных частиц солнечного или галактического происхождения) (Pieters, 2016). Именно космическое выветривание приводят к формированию реголита этих тел, его химической эволюции, приводит к распылению поверхностного материала, контролирует электрические свойства поверхности и приповерхностной экзосферы, влияет на состав экзосферы Луны, и в значительной степени приводит к изменению рельефа поверхностей (Kallio и др., 2019; O'Brien и др., 2019).

Энергия, выделяемая при ударах микрометеоритов, приводит к разрушению реголита на более мелкие частицы (измельчение) и испарению. Эта энергия также может приводить к плавлению и испарению части материала самого ударника. В зависимости от параметров удара (скорость ударника, состав поверхности, геометрия удара и т.д.), часть материала микрометеорита может быть сохранена и смешана с материалом реголита, либо в результате ударного процесса может образоваться новое вещество. Такие многократно повторяющиеся ударные воздействия микрометеоритов различных размеров перемешивают и перерабатывают предварительно сформированные частицы реголита на разные глубины в процессе геологических эпох. Поэтому фактическое время, проведенное на поверхности отдельной частицей реголита, и собственно существование конкретной частицы реголита, определяется как стохастический процесс (Pieters, 2016). Кристаллическая структура частиц верхнего слоя реголита под воздействием интенсивного солнечного УФ-излучения, энергичных частиц солнечного и галактического происхождения может быть изменена или деформирована. Воздействие на частицы верхнего слоя реголита происходят также из-за глубоких тепловых вариаций при суточном вращении Луны (Molano и др., 2015). Этот фактор приводит к структурной усталости материалов реголита, а также к потере летучих веществ в результате лучистого нагрева и сублимации (Pieters, 2016).

Луна при своем орбитальном движении периодически оказывается либо в межпланетной плазме (солнечный ветер), либо пересекает геомагнитный хвост, который в свою очередь структурирован на зоны с различными характеристиками плазмы. На рис. 1 представлена схема орбитального движения Луны, при котором Луна пересекает ударную волну и геомагнитный хвост. Время пересечения Луной хвоста (~9 дней), обычно составляет ~30% орбитального периода, но может меняться в зависимости от состояния солнечного ветра.

Микрометеориты. Поток микрометеоритов кометного и астероидного происхождения, подающих Луну, так же, как и на Землю, изотропный

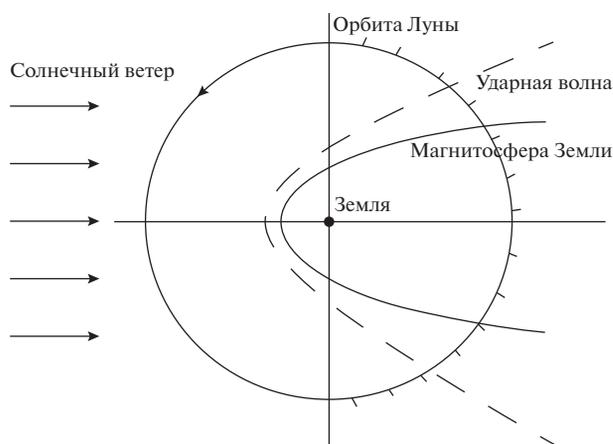


Рис. 1. Схематическое изображение орбиты Луны, ударной волны и границы магнитосферы Земли в плоскости, близкой к эклиптике. Отметки на части орбиты Луны указывают интервалы, которые Луна проходит за время, равное земным суткам.

(Grun и др., 1985; 2011). Его величина оценивается около 10^6 кг в год (Флоренский и др., 1975; Zook, 1975; Grün и др., 2011). Плотность метеороидных частиц обычно близка к значению 2.5 g/cm^3 . Большинство этих частиц имеют размеры от 10 нм до 1 мм, а скорость соударения в диапазоне 10–72 км/с (Grun и др., 1985; 2011). Параметры микрометеороидов определяются по характеристикам микрократеров, которые они формируют на поверхности Луны. В процессе соударения при высокоскоростном ударе происходит взрыв с образованием кратера на поверхности. При этом из кратера выбрасывается вещество реголита, масса которого может в тысячу раз превышать массу “ударника” (Brownlee и др., 1972; Katzan, Edwards, 1991). Значительная доля вещества, выбрасываемого с поверхности Луны в результате высокоскоростного удара о поверхность Луны, возвращается обратно на лунную поверхность, формируя слой реголита. Вторичные частицы микронного и субмикронного размера, выброшенные при ударе микрометеорита, у которых скорость выброса превышала первую космическую (для Луны $v_1 = 1.6$ км/с) формируют пылевое облако вокруг Луны (Grün и др., 2011; Liu, Taylor, 2011). При скорости выброса $v_2 = 2.4$ км/с вторичные частицы навсегда покидают Луну. Осаждение пылевых частиц на лунную поверхность при бомбардировке ее микрометеоритами и образовавшимися вторичными частицами оценивается $800 \text{ частиц см}^{-2} \text{ год}^{-1}$ (для частиц $>1 \text{ мкм}$) (Brownlee и др., 1972).

Ионизирующие излучения. Солнечный ветер, истекающий из солнечной короны, представляет собой поток электронов, протонов, а также ядер гелия и незначительное количество других ядер, которые, тем не менее, составляют основной ис-

точник редких элементов лунного реголита. Средняя скорость частиц спокойного солнечного ветра составляет ~ 400 км/с, но может значительно меняться в зависимости от активности Солнца. Плотность плазмы солнечного ветра вблизи Земли (и Луны) ~ 10 см $^{-3}$. До недавнего времени полагали, что при взаимодействии с лунным реголитом частицы солнечного ветра пассивно им поглощаются (Feldman и др., 2000; Crider, Vondrak, 2002). При этом глубина поглощения ионов ничтожная и составляет меньше микрона. Однако результаты исследований взаимодействия солнечного ветра с Луной, выполненные космическими аппаратами Chandrayaan-1, Kaguya, Chang'E-1, ARTEMIS и IBEX, показали, что при взаимодействии плазмы солнечного ветра с лунным реголитом происходят несколько различных процессов (Bhardwaj и др., 2015). При попадании на поверхность Луны, основная масса ионов поглощается реголитом. Значительная часть ионов ~ 10 –20%, падающих на поверхность Луны, захватывают электроны и рассеиваются в виде нейтральных атомов (McComas и др., 2009; Wieser и др., 2009; Lue и др., 2018). Однако небольшая их часть (~ 0.1 –1.0%) рассеивается от поверхности, сохраняя положительный заряд H^+ (Saito и др., 2008). Кроме поглощения и рассеяния, ионы солнечного ветра приводят к распылению частиц реголита (Wurz и др., 2007).

Поток солнечного ионов ветра в среднем соответствует 4.5×10^{12} ions $m^{-2} s^{-1}$ и крайне изменчив во времени (Wurz и др., 2007). Учитывая, что $\sim 95\%$ ионов составляют протоны, это поток соответствует 8.5×10^{-15} kg $m^{-2} s^{-1}$. Таким образом, общая величина солнечного вещества, имплантируемого в лунный реголит, составляет 4.3×10^{25} ions s^{-1} , или 0.081 kg s^{-1} , что приблизительно в 4 раза больше потока микрометеоритов на Луну. Следует заметить, что рассеяние реголитом тяжелых элементов солнечного ветра (углерод, железо и выше), происходит более эффективно, чем водорода и гелия, поэтому верхний слой реголита обогащен именно этими элементами (Wurz и др., 2007).

Как известно, Луна не имеет дипольного магнитного поля. Однако на Луне имеются локальные области, с намагниченными породами поверхности, так называемые “магнитные аномалии” (Coleman и др., 1972; Hood и др., 2001; Halekas и др., 2001; Richmond и др., 2003; Tsunakawa и др., 2015). Потоки плазмы солнечного ветра, встречая такие области на поверхности Луны, могут формировать “мини-магнитосферы” (Lin и др., 1998). В таких областях взаимодействие плазмы солнечного ветра с поверхностью Луны в значительной степени контролируется локальным магнитным полем.

Помимо потоков плазмы солнечного ветра поверхность Луны подвергается воздействию высокоэнергичных космических лучей солнечного и

галактического происхождения. Солнечные космические лучи (СКЛ) это поток заряженных частиц, ускоренный во время солнечных вспышек во внешней части атмосферы Солнца. Частота возникновения солнечных вспышек очень вариabельна и соответствует 11-летнему циклу солнечной активности. Энергия ядер СКЛ может достигать 10^8 и даже 10^{10} эВ. Галактические космические лучи (ГКЛ), как и СКЛ состоят, в основном из ядер водорода и гелия. Кроме того, ГКЛ включают заметный состав тяжелых ядер ($Z > 20$). Энергия ГКЛ распределена в очень широком диапазоне – от 10^9 до 10^{20} эВ. Потоки СКЛ и ГКЛ значительно меньше потоков плазмы солнечного ветра и составляют до $\sim 10^6$ ядер/см 2 с для СКЛ и 2–4 ядер/см 2 с для ГКЛ. В зависимости от энергии СКЛ могут проникать в реголит на глубину от нескольких миллиметров до нескольких сантиметров, в то время как ГКЛ – на глубину от нескольких сантиметров до нескольких метров (Halekas и др., 2007; 2009).

Магнитосферная плазма. При орбитальном движении вокруг Земли Луна пересекает магнитосферный хвост Земли и таким образом приблизительно 30% лунных суток (~ 9 земных дней) Луна оказывается под воздействием магнитосферной плазмы. Структура земной магнитосферы достаточно сложна, она крайне динамична и во много зависит от параметров солнечного ветра и активности Солнца. Не рассматривая детально структуру зон обтекания Земли солнечным ветром, следует заметить, что перед пересечением ударной волны, в области называемой форешок (foreshock region, например, Asbridge и др., 1968; Eastwood и др., 2005) и после его пересечения, в зоне магнитного слоя (terrestrial magnetosheath) (Frank, 1985, и ссылки к этой статье), плазма во многом определяется параметрами солнечного ветра. При пересечении границы магнитосферы – магнитопаузы, Луна попадает в плазму хвоста магнитосферы и может оказаться либо в одной из долей хвоста (tail lobes), либо в низкоширотном пограничном слое или плазменном слое (plasma sheet) (Tsurutani и др., 1984a; 1984b). В северном и южном долях хвоста плотность плазмы очень мала 10^{-3} – 10^{-2} см $^{-3}$ (Peterson и др., 1984). В плазменном слое магнитосферного хвоста, который делит северный и южный доли, плотность плазмы составляет 0.05 – 0.2 см $^{-3}$, но характеризуется высокой температурой ионов (1–5 кэВ) и сильно изменчивой скоростью (10–1000 км/с) (Frank, 1985). Плазменные инструменты миссии “Apollo-12 и -15” позволили получить важную информацию о влиянии магнитосферной плазмы на поверхность Луны (Rich и др., 1973; Clay и др., 1975). Модельные исследования влияния магнитосферной плазмы на электрический заряд лунной поверхности и динамику пылевых частиц, левити-

рующих над поверхностью, выполнены в недавней работе (Vaverka и др., 2016).

Солнечное электромагнитное излучение. Исследования солнечного ультрафиолетового излучения и связанного с ним космического выветривания на Луне проводились достаточно подробно еще со времен миссии “Apollo-17” (данные Ultraviolet Spectrometer, UVS Lucke и др., 1976). Обзор таких исследований дан в работе (Hendrix и др., 2012). Интенсивное солнечное УФ-излучение (так же как и энергичные СКЛ и ГКЛ) может повредить первоначальную кристаллическую структуру верхней поверхности зерен реголита (Pieters, Noble, 2016). Спектр отраженного от поверхности Луны солнечного УФ-излучения может дать полезную информацию о химическом составе лунного реголита (Hendrix и др., 2012). Здесь также следует упомянуть о роли солнечного УФ излучения в фотоэмиссии верхнего слоя реголита в формировании плазменно-пылевой экзосферы на освещенной поверхности Луны. Но этот эффект будет подробно обсуждаться в следующем разделе обзора.

РЕГОЛИТ И ЛУННАЯ ПЫЛЬ

Основная информация о лунном реголите получена в результате исследований его образцов, доставленных на Землю в результате выполнения программы “Apollo” а также экспедициями “Луна-16, -20 и -24”. В работе (Graff, 1993) содержится систематизированный каталог образцов лунного грунта, доставленных при выполнении всех экспедиций программы “Apollo”. Образцы лунного реголита, доставленные из различных областей лунных морей и возвышенностях, анализировались по обширным программам литологических, минералогических, элементных, гранулометрических, физических и др. исследований (например, McKay, Ming, 1990; Liu, Taylor, 2011; Иванов, Назаров, 2012).

Учитывая, что реголит является результатом ударного метаморфизма, большая его часть представляет собой мелкие и неконсолидированные обломки подстилающих кристаллических горных пород, покрывающих всю лунную поверхность. Более четверти (по массе) лунных частиц реголита представляют собой связанные стеклом агрегаты из более мелких частиц почвы (glass-bounded aggregates) (McKay и др., 1991) и брекчии. Брекчия — это крупнозернистая порода, полученная в результате ударной фрагментации, состоящая из фрагментов породы, скрепленных мелкозернистой матрицей (McKey, Morrison, 1971). Толщина этого слоя составляет обычно 4–5 м в области лунных морей и 10–15 м в гористых районах (McKay и др., 1991; Фа и др., 2019).

Образцы лунного реголита, доставленные по программе “Apollo”, получены, в основном, (80–

90%) с поверхности и до глубины от 30 до 60 см и, с точки зрения распределения частиц по размерам, во многом идентичны (Carrier, 1973). Частицы с размером <1 мм составляют более 95% массы реголита. Наиболее мелкая компонента реголита, менее 100 мкм, определяют как лунная пыль. Именно эта составляющая лунного реголита представляет наибольший интерес для данного обзора. Средний размер частиц находится в диапазоне от 40 до 100 мкм. Такие частицы составляют порядка половины веса лунного реголита, при этом большая его часть имеет размеры от 45 до 80 мкм (Carrier, 1973; McKay и др., 1991). Для несферических частиц под “размером” частицы обычно понимают диаметр эквивалентной сферы или окружности (Liu, Taylor, 2011).

Гранулометрический состав частиц исследовался различными методами, которые включали калиброванное сито, лазерный анализ, метод аэрозольной диагностики, анализ изображений, полученных сканирующим электронным микроскопом (SEM) и др. На рис. 2 представлены несколько примеров распределения размеров зерен, полученные разными методами. Данные о распределении микрочастиц по размерам имеют важное значение для исследований условий отрыва частиц от поверхности и их дальнейшей динамики, для проектирования эффективных мер систем фильтрации для среды обитания человека, а также для исследований токсикологических эффектов влияния пыли на функции дыхания человека (Park и др., 2006).

Верхний слой реголита (несколько мм) представляет собой чрезвычайно пористую (>80%) структуру (Harpe, Sato, 2016). С глубиной плотность реголита увеличивается, и инфракрасные измерения показывают, что характеристики верхних ~10 см реголита приблизительно одинаковые по всей поверхности Луны, за исключением недавно сформированных ударных кратеров (Haune и др., 2017). Объемная плотность реголита по данным “Луна-20” составляет около от 1.04 до 1.80 г см⁻³ для различных образцов (Leontovich и др., 1974; Слюта, 2014). Образцы, полученных по программе “Apollo”, указывают на различную плотность реголита, вплоть до 1.9 г см⁻³ (Papike и др., 1982; Carrier и др., 1991).

Форма пылевых частиц, как правило, крайне нерегулярная с ярко выраженными заостренными краями, что очень отличает их от земных аналогов. Плотность отдельных частиц обычно принимают 2.7–3.0 г см⁻³ (Carrier и др., 1991). В работе (Liu и др., 2008) представлена богатая коллекция изображений частиц лунного реголита. На рис. 3 из этой коллекции изображений для примера представлен типичный образец агглютината — пористое стекло с вплавленными частицами породы и железа. В работе (Park и др., 2006a) все пылевые частицы могут быть морфологически клас-

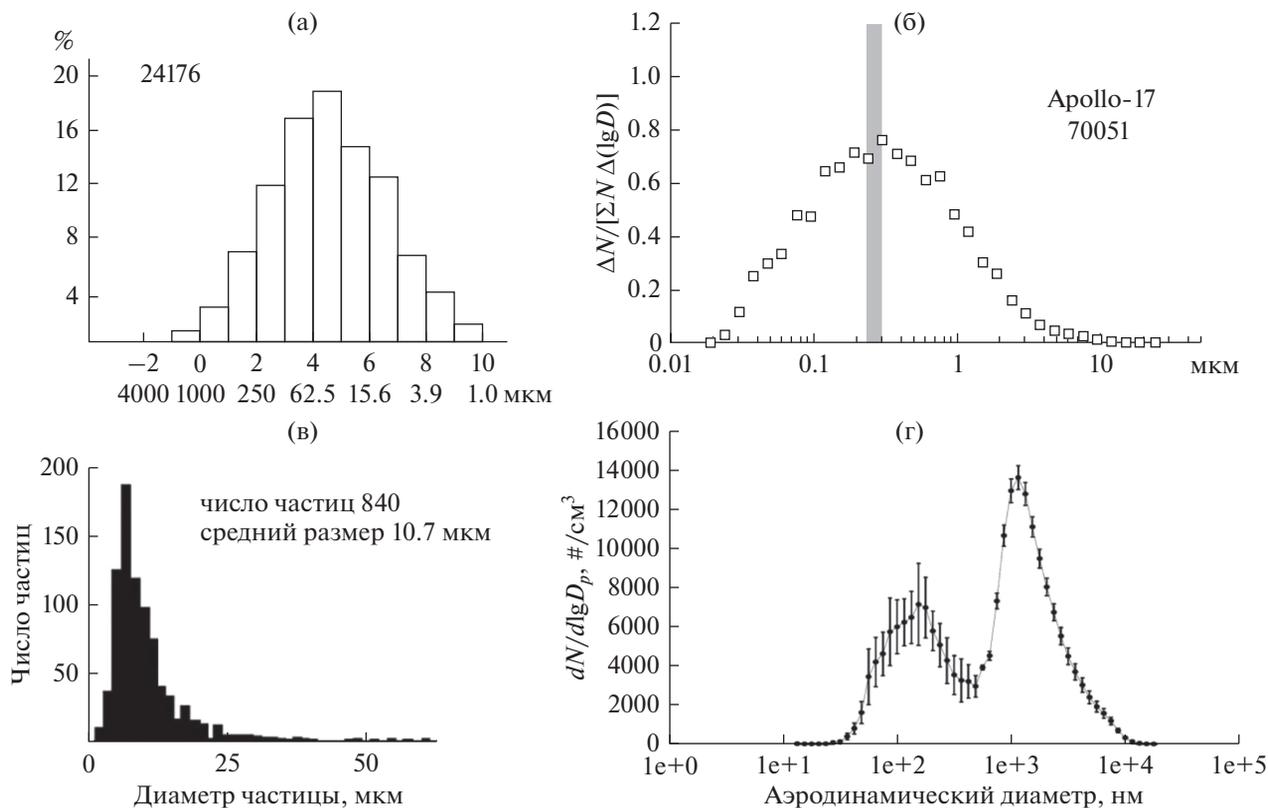


Рис. 2. Примеры распределения пылевых частиц по размерам, полученные различными методами, для разных образцов, доставленных на Землю.

(а) Гистограмма распределения по размерам частиц реголита для образца 24176, доставленного “Луна-24”. По оси ординат – % массы исследуемых частиц, по оси абсцисс размер гранул в мкм и $\phi = -\log d$ мм (Родэ, Иванов, 1984).

(б) Распределение по размерам частиц <43 мкм для образца 70051, доставленного “Apollo-17”. По оси ординат – число частиц в заданном интервале размеров ΔN , нормированное на общее число исследуемых частиц $\Sigma N \Delta(\log D)$ для учета различного числа частиц в выбранных интервалах. По оси абсцисс – размер частиц (Liu, Taylor, 2011).

(в) Распределение по размерам частиц, полученных с внешней поверхности скафандров “Apollo-17” с помощью клейкой ленты. Из 840 собранных частиц, размер наибольшего числа частиц составлял ~ 10.7 мкм. (Christoffersen и др., 2009).

(г) Распределение по размерам частиц образца реголита 10084, доставленного экспедицией “Apollo”. Измерения проводились аэрозольным методом, который позволял исследовать субмикронные и микронные частицы в двух диапазонах: от 2.5 до 500 нм и от 500 нм до 20 мкм. По оси ординат – число частиц в куб. см, содержащееся в интервале размеров с шириной $\log D_p$, по оси абсцисс – натуральный логарифм диаметра частицы D_p (Greenberg и др., 2007).

сифицированы на четыре типа: (1) сферические, (2) блоки неправильной формы с острыми углами, (3) осколки (чешуйки) стекла и (4) нерегулярные (пористые, “швейцарский сыр”), причем подчеркивается, что частицы нерегулярной формы, как правило, имеют заостренные углы. Форма частиц, в основном, продолговатая, что приводит к преимущественному слипанию отдельных частиц вдоль их продольных осей. Следствием такой особенности тонкой фракции реголита является анизотропия физических свойств (Mahmood и др., 1974).

Лунная порода обычно состоит из пироксена, плагиоклаза, ильменита, оливина, с небольшим содержанием множества других минералов (Agrell и др., 1970). Причем, химический анализ лунной пыли показывает, что, с уменьшением размера частиц, уменьшается доля четко определенных

минералов, но увеличивается доля стеклообразного материала. Общий химический состав лунной пыли изменяется по всей лунной поверхности, но составляет около 50% SiO_2 , 15% Al_2O_3 , 10% CaO , 10% MgO , 5% TiO_2 и 5–15% железа [Loftus и др., 2010]. Ключевой особенностью лунного реголита и лунной пыли является присутствие большего, чем ожидалось, количества нанофазного металлического железа (npF). Именно эта особенность легко различает лунные породы и их наземные аналоги. Появление нанофазного металлического железа является следствием постоянного воздействия солнечного ветра и высокоэнергичных частиц солнечного и космического происхождения (Keller, McKay, 1993). Эти частицы, подавляющее большинство которых составляет водород, имплантируются в реголит. Протоны солнечного ветра поглощаются в частицах лунного реголита

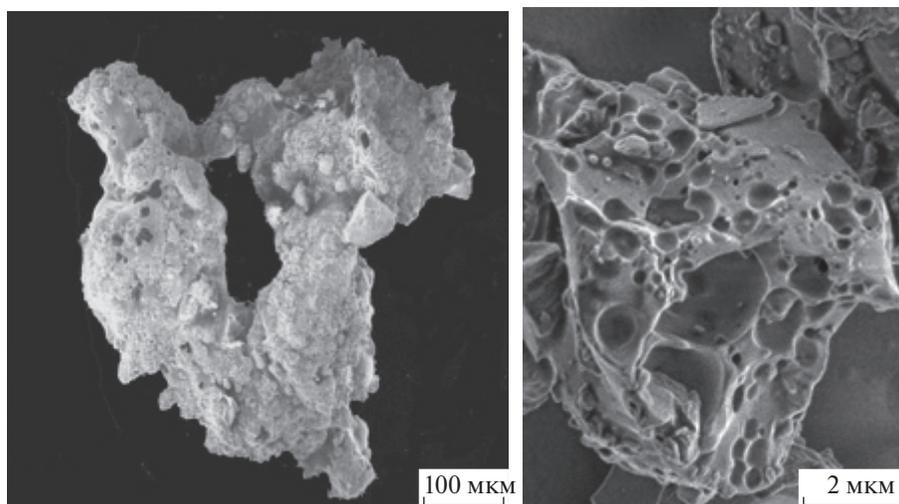


Рис. 3. Фотографии двух частиц лунного реголита. Слева пористое стекло с вкраплениями частиц реголита и железа. Справа частица с порами, образованными в результате выхода летучих компонент при формировании в результате плавления (Liu и др., 2008).

на глубинах до 100 мкм. При этом могут образовываться нейтральные атомы и молекулы водорода или химические соединения, содержащие водород, в частности, относящиеся к гидроксильным группам (Starukhina, 2001). Этот имплантированный водород в результате диффузии выходит на поверхность Луны и может достигать достаточно больших поверхностных концентраций водородосодержащих веществ, вплоть до величин порядка 10^{17} см⁻² (Starukhina, 2001). При переработке реголита, обогащенного водородом, микрометеоритами, происходит плавление вещества и реакции, в частности, H с FeO. При этом образуются пары воды и субмикронные частицы металлического железа, спекающихся в стекло (McKay и др., 1991). Частицы нанофазного железа в агглютинатах имеют широкий диапазон размеров от нескольких нанометров до нескольких сотен нанометров. Все эти процессы происходят до тех пор, пока переработанный реголит не покроеется слоем выбросов породы из рядом образовавшегося кратера, и процесс переработки реголита в тонкую фракцию продолжается. Следует заметить, что эффективность фотоэмиссии поверхности Луны, обогащенных водородом, оказывается значительно более высокой, чем окружающих участков (Колесников, Мануйлов, 1982), что влияет на процессе зарядки пылевых частиц и их динамику. Эти вопросы будут рассмотрены в следующем разделе.

Электрические свойства пылевых частиц и основной части силикатов лунного реголита характеризуются чрезвычайно низкой электрической проводимостью порядка 10^{-14} мхо/м (для реголита) и 10^{-9} мхо/м (для лунной породы) при нулевой освещенности (Vanoman и др., 1991; Carrier и др.,

1991). С повышением температуры электропроводность реголита и породы возрастает и при солнечном УФ электрическая проводимость увеличивается приблизительно в 10^6 раз.

Относительная диэлектрическая проницаемость определяется плотностью реголита ρ и составляет приблизительно 1.9^ρ , где ρ в г/см³ (Carrier и др., 1991), и зависит от минералогического состава реголита. Чрезвычайно низкая электрическая проводимость и диэлектрическая проницаемость реголита указывает на то, что лунный реголит слабо поглощает электромагнитную энергию и характеризуется достаточно эффективной фотоэмиссией.

Эти характеристики лунного реголита косвенно указывают на отсутствие воды в материале исследуемых образцов. Однако в ранней работе (Ахматов, 1978) отмечалось, что методом ИК-спектроскопии в колонке реголита “Луна-24” были обнаружены следы воды, около 0.1%. В то время существовало устойчивое представление о Луне, как абсолютно безводном теле, крайне обедненном летучими компонентами (Иванов, Назаров, 2012), и на этот результат не было обращено внимания. Сейчас известно, что в некоторых полярных областях Луны регистрируется водород с концентрацией, соответствующей расчетному содержанию водяного льда от 0.5 до 4.0% по массе в зависимости от глубины. Эти данные были получены по результатам измерений потоков нейтронов от поверхности Луны прибором LEND на борту LRO (Mitrofanov и др., 2010).

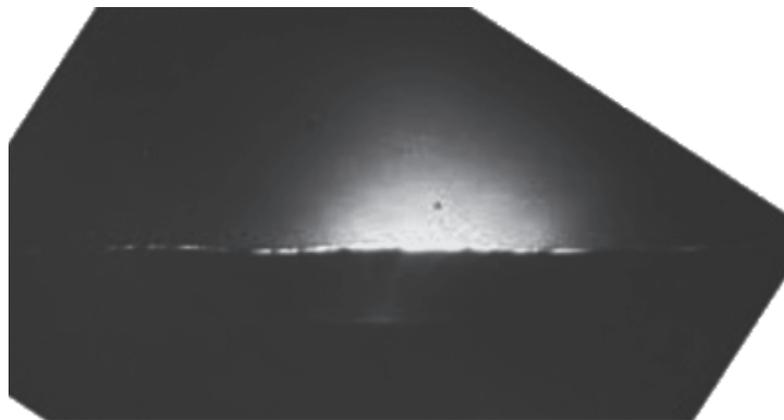


Рис. 4. Необработанное изображение LHG, полученное “Surveyor- 6” (фрагмент фотографии из National Space Science Center Data Center) (Colwell и др., 2007).

ДИНАМИКА ЛУННОЙ ПЫЛИ

Солнечное излучение и потоки плазмы, воздействуя на реголит, создают токи через поверхность, включая фототок, ионный и электронный токи плазмы, ток вторичных электронов. Эти токи зависят от потенциала поверхности и в равновесном состоянии при сформировавшемся потенциале поверхности их сумма близка к нулю (Manka, 1973; Whipple, 1981). Время установления потенциала $\ll 1$ с (Halekas и др., 2011). Учитывая, что поверхность реголита близка к диэлектрику (Olhoeft и др., 1974; Schweger и др., 1974), приобретенный потенциал поверхности может сохраняться длительное время (De and Criswell, 1977; Criswell, De, 1977). При этом между заряженной поверхностью Луны и окружающей квазинейтральной плазмой возникает двойной (плазменный) слой с электрическим полем E . Характерная высота этого слоя порядка длины Дебая. На пылевые частицы, лежащие на поверхности Луны и получившие электрический заряд q , действуют кулоновская сила qE , гравитационная сила mg_L (m — масса частицы, g_L — ускорение свободного падения на Луне) и силы адгезии Ван дер Вальса F_c . Если кулоновская сила отталкивания превышает сумму сил, удерживающих ее на поверхности $qE > mg_L + F_c$, частица отрывается от поверхности и левитирует в приповерхностном электрическом поле. Условием левитации частицы является приблизительное равенство электрической и гравитационной сил $qE \approx mg_L$. Концепция пылевых частиц, левитирующих над поверхностью реголита была предложена в работах (Singer, Walker, 1962; Criswell, 1973). В зависимости от того в каких условиях находится поверхность Луны, знак и величина потенциала поверхности, а также значения электрического поля могут существенно меняться. Это общая картина формирования потенциала поверхности реголита, приповерхностного

электрического поля и условий динамики пылевых частиц.

Наблюдения пыли над поверхностью. Первые указания на присутствие пылевых частиц над поверхностью Луны были обнаружены с помощью посадочных аппаратов “Surveyor-5, -6 и -7” на ранних этапах исследований Луны (Rennilson, Criswell, 1974). Сразу после захода Солнца телевизионные камеры этих аппаратов зарегистрировали свечение над терминатором. Этот эффект, названный LHG (Lunar Horizon Glow) авторы интерпретировали как рассеяние света на микрочастицах, левитирующих над поверхностью на высоте < 1 м под действием электростатических сил. В той же работе, предполагая, что эти частицы сферические, авторы оценили их радиус ~ 5 – 6 мкм и концентрацию в колонке ~ 50 част. см^{-2} . На рис. 4 представлено одно из нескольких изображений LHG, полученное “Surveyor- 6” (фрагмент Fig. 4 из статьи Colwell и др., 2007).

Регистрация динамики пылевых частиц над поверхностью Луны была впервые выполнена с помощью эксперимента Lunar Ejecta and Meteorite (LEAM), развернутого на поверхности Луны астронавтами экспедиции “Apollo-17” (Berg и др., 1976). Прибор LEAM был создан для регистрации высокоскоростных ($1 < v < 25$ км/с $^{-1}$) микрометеоритов. Однако один из детекторов имел возможность регистрировать низкоскоростные частицы. Именно данные этого детектора дали неожиданные результаты о достаточно высоких потоках низкоскоростных ($v \sim 100$ – 1000 м с $^{-1}$) частиц, заряд которых обычно составлял $Q > 10^{-12}$ С. За время работы прибора максимальная скорость счета детекторов наблюдалась в районе терминатора, причем наиболее значительное увеличение потоков таких низкоскоростных частиц происходило в районе восхода Солнца. В дневное время данных измерений не было, потому что прибор

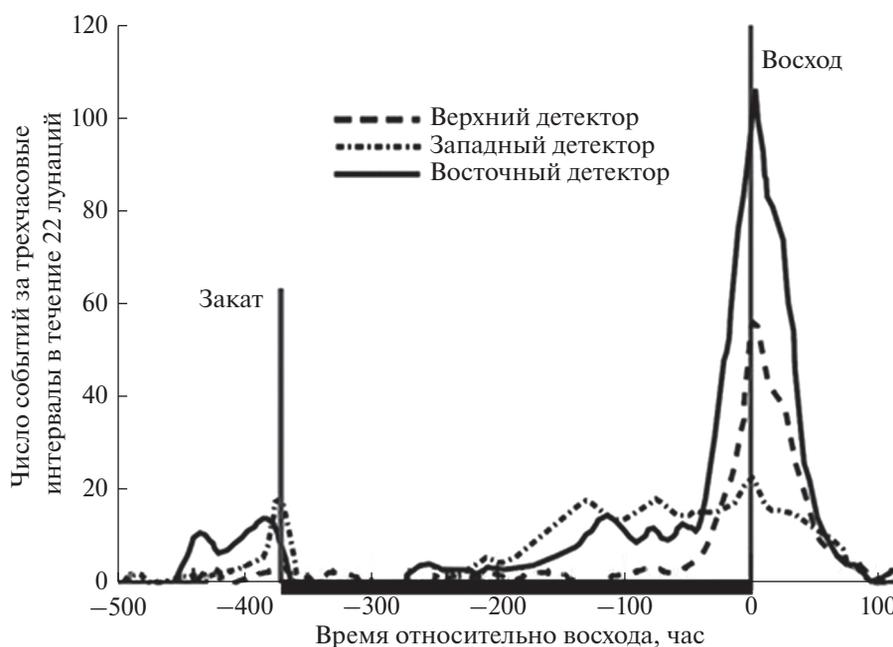


Рис. 5. Число регистраций пылевых частиц в трехчасовом интервале измерений над поверхностью Луны прибором LEAM. Данные проинтегрированы за 22 лунных суток (Berg и др., 1976). Толстой линией по горизонтальной оси отмечено ночное время.

выключался из-за повышения температуры выше допустимого уровня. На рис. 5 представлено число регистраций пылинок в трехчасовом интервале (скорость счета), просуммированных за 22 лунных суток. На этом графике видно увеличение скорости счета пылинок за несколько часов до и после пересечения терминатора, причем, наиболее значительным увеличением скорости счета было в области восхода Солнца.

Еще один “пылевой” эксперимент, выполненный по программе “Apollo”, был DDE (Dust Detector Experiment) (O’Brien, 2009). Он был предназначен для оценки скорости осаждения пылевых частиц на солнечные элементы по данным измерений их выходного напряжения. Результаты эксперимента показали осаждение пыли меньше, чем ожидалось, но последующий анализ данных привел авторов к заключению, что на полученные результаты влияли различные факторы, приводящие к частичному очищению поверхности солнечных элементов, например взлет десантного модуля с поверхности Луны, а также воздействие солнечной радиации (O’Brien, 2011).

С исторической точки зрения интересно отметить, что еще до обнаружения явлений динамики микрочастиц над поверхностью Луны Opik and Singer (1960) пришли к выводу, что поверхность Луны приобретает потенциал 20–40 В и на высотах в несколько сантиметров от поверхности может формироваться высокая напряженность электростатического поля. При этом, в работе (Grannis,

1961) отмечалось, что заряженная поверхность благодаря воздействию солнечного ветра, ударных явлений и радиации гипотетически могла вызвать эрозию реголита. На основе этого Singer и Walker (1962) обсуждали следствия электростатической зарядки лунного реголита, возможного “взвешивания” микрочастиц над поверхностью и их переноса. Реальные свидетельства левитации микрочастиц реголита над поверхностью привели к развитию теоретических и экспериментальных работ, направленных на объяснение плазменно-пылевых процессов в приповерхностной экзосфере. Модель левитации пылевых частиц под действием электростатических сил была развита в работах (Nitter и др., 1998; Sickafoose и др., 2002; Poppe, Horanyi, 2010; Wang и др., 2009; Mishra, Bhardwaj, 2019; Popel и др., 2014; 2018 и др.).

Освещенная сторона Луны. Для освещенной стороны Луны в условиях солнечного ветра плотность фототока J_{ph} от воздействия солнечного УФ- и мягкого X-излучения обычно на порядок выше токов электронов J_e и ионов J_i солнечного ветра $|J_{ph}| \gg |J_e| \gg |J_i|$, а также вторичного излучения электронов лунной поверхностью (Stubbs и др., 2014), поэтому основной вклад в формирование электрического заряда реголита в условиях солнечного ветра оказывает фотоэмиссия и поверхность реголита приобретает положительный заряд.

Измерения потенциала поверхности Луны были выполнены с помощью эксперимента SIDE (Su-

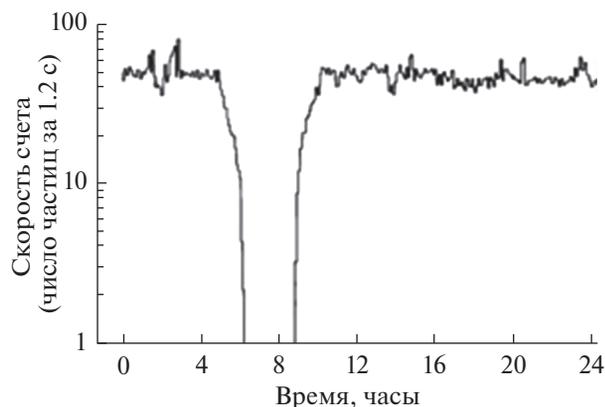


Рис. 6. Скорость счета прибора CPLEE на поверхности Луны. При пересечении центральной части геомагнитного хвоста на Луне произошло затмение Солнца. На графике этот интервал между 5 и 9 ч (Reasoner, Burke, 1972).

prathermal Ion Detector Experiment), развернутого в местах посадки аппаратов “Apollo-12, -14 и -15” (Freeman, Ibrahim, 1975). Результаты этого эксперимента показали, что электрический потенциал поверхности Луны в диапазоне широт $\pm 45^\circ$ от подсолнечной области составляет около +10 В. С увеличением зенитного угла Солнца, потенциал быстро падает, у терминатора становится отрицательным и может составлять -100 В (Freeman, Ibrahim, 1975).

Энергия фотоэлектронов, выбитых с поверхности реголита солнечным УФ-излучением, находится в диапазоне от 4 до 1 эВ (Willis и др., 1973). Эти данные были получены в наземной лаборатории при облучении образцов лунного реголита фотонами в диапазоне $\sim 50\text{--}200$ нм (21–4 эВ). При этом было также получено, что эффективность фотоэмиссии образцов лунного реголита составляет 2.8×10^9 электронов $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ (фототок $\sim 4.5 \mu\text{A m}^{-2}$) (Willis и др., 1973; Feuerbacher и др., 1973). Учитывая невысокую энергию фотоэлектронов и принимая Максвелловское распределение по энергиям, Дебаевская длина у поверхности и приповерхностный плазменный слой составляет около 70 см (Colwell и др., 2007).

Непосредственное доказательство существования фотоэлектронного слоя над поверхностью Луны было получено с помощью эксперимента CPLEE (Charged Particle Lunar Environment Experiment), выполненного по программе экспедиции “Apollo-14” (Reasoner, Burke, 1972). Прибор CPLEE имел возможность регистрировать потоки электронов в диапазоне 40–200 эВ. При пересечении геомагнитного хвоста скорость счета обычно менялась слабо. Однако во время затмения Солнца, которое произошло при пересечении Луной центральной части хвоста, скорость счета прибора упала до нуля. Авторы пришли к

выводу, что прибор до входа в тень и после выхода из нее, регистрировал фотоэлектроны. На рис. 6 представлено изменение скорости счета электронов прибором CPLEE при пересечении центральной части геомагнитного хвоста, во время которого произошло затмение Солнца (Reasoner, Burke, 1972).

Численное моделирование профиля плазменного слоя на освещенной стороне Луны показывает, что у поверхности при нормальных условиях солнечного ветра, концентрация фотоэлектронов составляет около 10^2 см^{-3} . С высотой эта величина уменьшается, начинают влиять электроны солнечного ветра и на высоте порядка 10 м плазма становится практически электронейтральной (Colwell и др., 2007; Poppe, Horanyi, 2010; Lisin и др., 2013). При этом вектор электрического поля направлен вверх. Его значение изменяется от нескольких вольт у поверхности до нуля на высоте около 10 м. Детальный анализ распределения электрического поля с высотой показывает, что на освещенной стороне Луны при учете электронов солнечного ветра на высотах 10–30 м формируется противоположно направленное поле (к поверхности), так наз. “мертвая зона”. В этом диапазоне высот левитация пылевых частиц невозможна (Poppe и Horanyi, 2010; Burinskaya, 2014; Lisin и др., 2013; 2015). На рис. 7 представлен рассчитанный ход концентрации компонентов плазмы и изменение напряженности электростатического поля с высотой.

При вычислениях вертикального профиля плотности плазмы и изменения электрического поля, рассмотренных выше, учитывались фотоэлектроны, выбитые только с поверхности реголита. В работе (Popel и др., 2018) в дополнение к этому были учтены также фотоэлектроны, эмитированные с пылевых частиц, левитирующих над поверхностью. На рис. 8 представлено распределение концентрации электронов над освещенной поверхностью Луны с высотой для широты 77° . На графике указан вклад фотоэлектронов, эмитированных с поверхности реголита (El_{ph} surface) в приполярной области (77°), с поверхности пылевых частиц (El_{ph} dust) левитирующих над поверхностью, и электронов солнечного ветра (El_{sw}).

Параметры пылевых частиц взвешенных в лунной экзосфере не были измерены, однако, существуют многочисленные оценки. Например, в работе (Criswell, 1973), как было указано выше, по данным наблюдений приповерхностных свеченных частиц 10 мкм и 50 част. см^2 (в колонке) соответственно. В статье Popel и др., 2018 в результате численного моделирования получено, что над освещенной поверхностью Луны скорость пылевых частиц, взлетающих с поверхности, составляет несколько десятков сантиметров

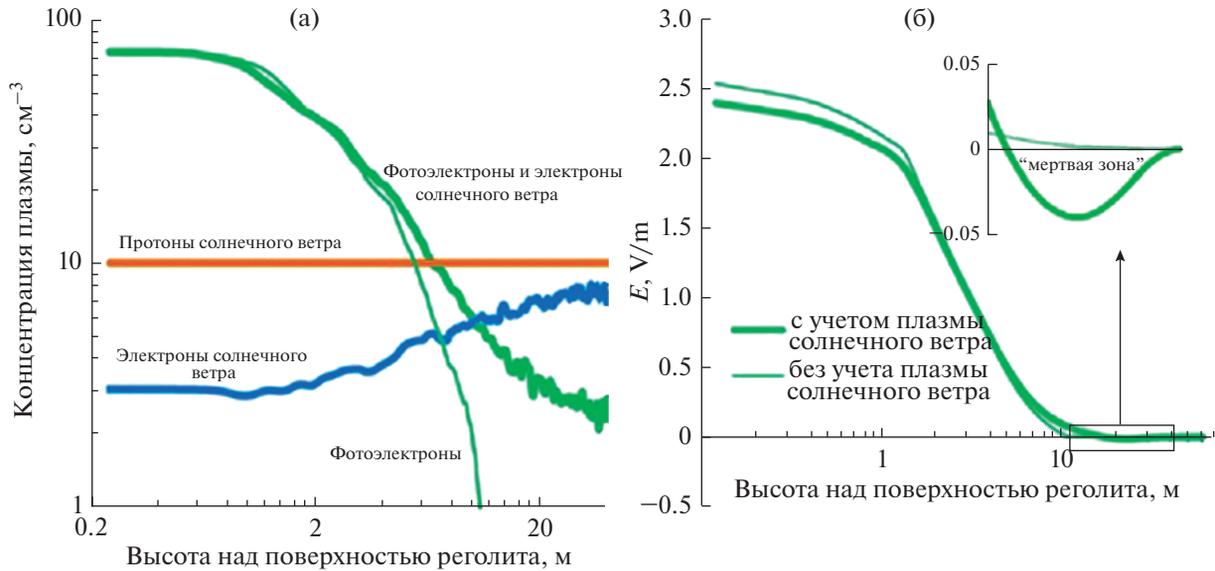


Рис. 7. Численное моделирование изменения плотности плазмы (а) и напряженности электрического поля (б) с высотой (Lisin и др., 2013). Толстые линии указывают значения концентрации и напряженности электрического поля, полученные с учетом электронов и протонов солнечного ветра. Тонкая линия на правом и левом рисунках указывает ход этих параметров с высотой для однокомпонентной плазмы — только фотоэлектроны, без учета плазмы солнечного ветра.

в секунду, а концентрация субмикронных частиц (~100 нм) у поверхности — порядка 10^3 см^{-3} . На рис. 9 представлен пример результатов моделирования концентрации пылевых частиц для высокоширотной области Луны (77°). При выполнении этих оценок учитывалось, что распределение пылевых частиц реголита по размерам в диапазоне 100 нм–500 мкм согласуется с распределением Колмогорова (Adushkin и др., 2007). Существуют много других оценок концентрации пылевых частиц над освещенной поверхностью Луны, однако, они могут различаться на несколько порядков (например, Severny и др., 1973; McCoy, Criswell, 1976; Stubbs, 2007b; Glenar и др., 2011; Grun и др., 2011).

Кроме приповерхностных свечений на высотах около метра, зарегистрированных посадочными аппаратами “Surveyor”, несколько наблюдений указывали также на свечения на больших высотах. В частности, астрофотометр Лунохода-2 (Severny и др., 1975), направленный в зенит, в то время когда он находился за терминатором, обнаружил рассеяние света на облаке пылевых частиц, которое, как показали оценки, находилось на высоте ~260 м от поверхности Луны. Кроме этого, астронавты орбитального модуля экспедиции “Apollo-17” (McCoy, Criswell, 1974; Zook, McCoy, 1991) наблюдали, а затем звездный датчик лунного орбитального аппарата “Clementine” получил изображения свечения над лунным горизонтом (Zook и др., 1995). Во всех этих наблюдениях свечение происходило на значительно больших высотах ~10–20 км (Zook и др., 1995). Такие свече-

ния вряд ли могли явиться следствием левитации субмикронных частиц в приповерхностном двойном слое, и в работе (Stubbs и др., 2006) был предложен так называемый “фонтанный” механизм динамики пылевых частиц. В соответствии с этим

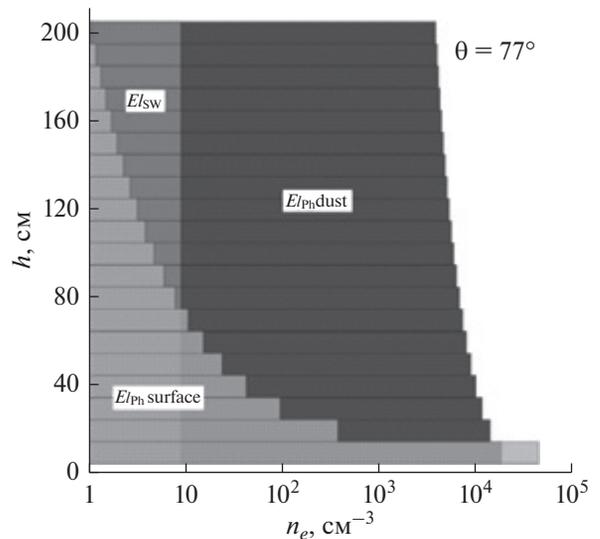


Рис. 8. Модельное распределение концентрации электронов солнечного ветра E_{lsw} ; фотоэлектронов, эмитированных с поверхности реголита $E_{lph,surface}$ и фотоэлектронов, эмитированных с поверхности левитирующих пылевых частиц $E_{lph,dust}$ над поверхностью приполярной области Луны (широта 77°). В расчетах было принято: работа выхода $W = 6 \text{ эВ}$ и средние значения параметров спокойного солнечного ветра (Popel и др., 2018).

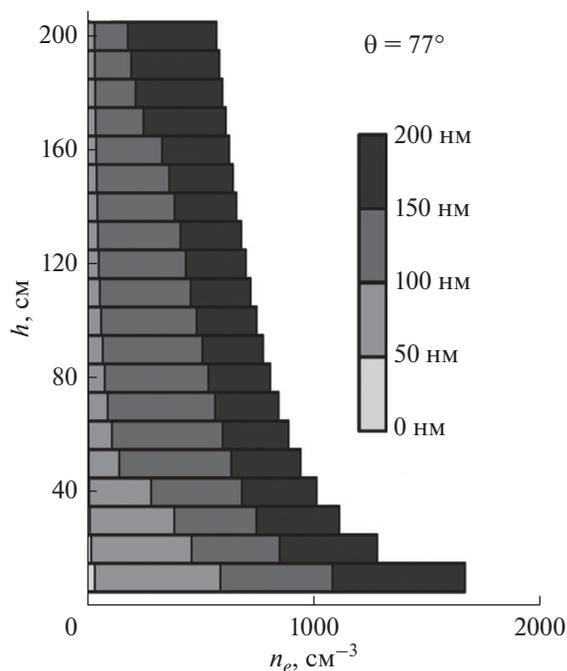


Рис. 9. Распределение пылевых частиц над поверхностью приполярных областей Луны (на широте 77°). Длина горизонтальных отрезков соответствующего размера с разными оттенками серого соответствуют концентрации частиц в см^{-3} . Общая длина горизонтального отрезка на каждой высоте соответствует общей концентрации пылевых частиц на данном расстоянии от поверхности реголита (Popel и др., 2018).

механизмом, свечение на больших высотах связано с частицами, которые под действием электростатического ускорения поднялись на большие высоты. Этот механизм может быть реализован в том случае, если после отрыва от поверхности, кулоновская сила, действующая на частицу, больше силы тяжести $qE > mg_L$. В соответствии с моделью “фонтанного” механизма пылевые частицы реголита размером $\sim 0.01\text{--}0.1$ мкм могут подняться на высоты до 100 км над поверхностью Луны в районе терминатора.

Экспериментальным исследованиям распространения пылевых частиц на больших высотах от поверхности Луны был посвящен эксперимент LDEX (Lunar Dust Experiment) на борту спутника Луны LADEE (Lunar Atmosphere and Dust Environment Explorer) (Horgan и др., 2014). Результаты измерения показали, что в тех случаях, когда спутник находился в солнечном ветре, на высотах более 3 км от поверхности Луны постоянно существует облако пылевых частиц, плотность которого $n_d < 100 \text{ м}^{-3}$. При пересечении геомагнитного хвоста концентрация частиц составляла $n_d < 40 \text{ м}^{-3}$. Результаты LDEX не подтвердили, как ожидалось, повышения плотности пылевых частиц у терминаторов, где астронавтами пилотируемого

корабля Apollo наблюдались световые всплески в районе терминатора. При этом, регулярные метеорные потоки вызывали устойчивые повышенные уровни плотности пылевого облака. Поэтому авторы эксперимента LDEX пришли к выводу, что параметры этого облака согласуются с выбросами микрочастиц, образующихся при постоянной бомбардировке поверхности Луны спорадическими потоками межпланетной пыли. Подобные выводы были сделаны и по результатам спектрометрических наблюдений в УФ-диапазоне распространенности пылевых облаков с частицами размеров несколько десятков нанометров. Такие измерения были выполнены со спутников Луны LADEE (прибор UVS (Wooden и др., 2016)) и LRO (прибор LAMP (Grava и др., 2017)). При этом следует отметить, что большинство частиц пыли, образующихся при метеоритных ударах, не имеют достаточной энергии, чтобы преодолеть гравитацию Луны, и они возвращаются на поверхность по баллистическим орбитам.

Исследования взаимодействия солнечного ветра с лунным реголитом было выполнено на лунных спутниках Kaguya (Saito и др., 2008) и Chandrayaan-1 (Goswami, Annadurai, 2009). Было показано, что $\sim 10\text{--}20\%$ ионов солнечного ветра отражается и рассеивается от поверхности, причем скорость этих ионов $\sim 80\%$ скорости солнечного ветра. Основная часть отраженных ионов, захватывая электрон, как и ожидалось, нейтрализуются (Crider, Vondrak, 2002), становясь энергичными нейтральными атомами (NEAs) (Wieser и др., 2009). Небольшая часть этих ионов ($0.1\text{--}1\%$) остаются заряженными (Saito и др., 2008; Holmstrom и др., 2010). Образованные энергичные нейтральные атомы (NEAs), как впрочем, и другие нейтралы, плотность которых достаточно большая над поверхностью Луны ($\sim 10^5 \text{ см}^{-3}$), имеют большое время фотоионизации, поэтому вклад фотоэлектронов и ионов в приповерхностную плазму от ионизации нейтралов оказывается незначительный (Stubbs и др., 2011).

Терминатор, ночная сторона Луны и геомагнитный хвост. У терминатора и в областях полярного региона Луны, где угол Солнца, α , следовательно, фототок j_{ph} близки к нулю, и на ночной стороне Луны поверхностный заряд и характер формирования плазменного слоя определяется балансом токов ионов и электронов солнечного ветра. При этом, в связи с тем, что тепловая скорость электронов солнечного ветра много больше скорости ионов (~ 1900 км/с для электронов и ~ 45 км/с для ионов), поверхность Луны в тени приобретает отрицательный заряд, близкий к значению электронной температуры. В образующемся приповерхностном двойном слое, определяемым длиной Дибая, плазма не нейтральна. Градиент потенциала направлен к поверхности от электри-

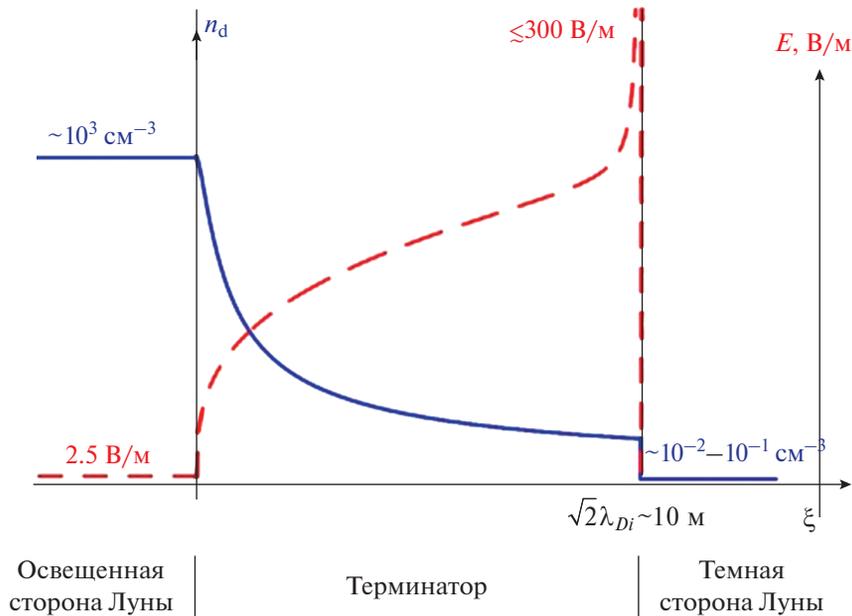


Рис. 10. Схема изменений концентрации пылевых частиц n_d над поверхностью Луны (сплошная линия) и приповерхностного электрического поля E (пунктирная линия) в области терминатора, на границе освещенной и теневой стороны Луны (Popel и др., 2015).

чески нейтральной плазмы вне плазменного слоя. Формирование двойного слоя на ночной стороне Луны было детально рассмотрено в работах (Borisov, Mall, 2002; 2006). Авторами была предложена двухмерная модель распределения электрического поля в двойном слое. Было показано, что распределение электрического поля над поверхностью существенно зависит от проводимости реголита. Кроме того, учитывая высокую эффективность вторичной электронной эмиссии, этот фактор может также влиять на электростатический потенциал поверхности (Halekas и др., 2008).

Условия левитации пылевых частиц в приповерхностной плазменно-пылевой экзосфере для области терминатора рассматривались в работах (Farrell и др., 2007; 2008a, 2008b; Popel и др., 2015; 2018). В работе (Popel и др., 2015) показано, что в окрестности терминатора существует область, которая представляет собой аналог плазменного слоя. Такой слой создает потенциальный барьер в области терминатора, благодаря которому в плазме над освещенной частью Луны за счет электростатических сил удерживаются электроны. Ширина плазменной возмущенной области, связанной с терминатором, составляет величину порядка ионного дебаевского радиуса ($\sim 10 \text{ м}$). В этой области возникают значительные электрические поля ($E \sim 300 \text{ В/м}$), которые могут приводить к подъему положительно заряженных микронных пылевых частиц на высоты порядка нескольких десятков сантиметров и рассеянию солнечного света, которое наблюдалось космическими аппа-

ратами Surveyor в области лунного терминатора. Для пылевых частиц с размерами порядка 100 нм оценка их концентрации над темной частью Луны дает $n_d \sim 10^{-2} - 10^{-1} \text{ см}^{-3}$. Учитывая, что оценки концентрации левитирующих пылевых частиц на освещенной стороне Луны (рассмотренные выше) давали значения концентрации порядка 10^3 см^{-3} (Popel и др., 2015; 2018), имеется существенный скачок концентрации пыли в области терминатора. Модельное представление изменений приповерхностного электрического поля и хода концентрации пылевых частиц над поверхностью было представлено в работе (Popel и др., 2015). На рис. 10 схематично представлены изменения концентрации пылевых частиц над поверхностью Луны (сплошная линия) и электрического поля (пунктирная линия) в области терминатора.

Процессы в плазменно-пылевой системе Луны вблизи терминатора не до конца изучены. Имеющиеся измерения в районе терминатора *in situ* прибором Lunar Ejecta and Meteorite (LEAM), развернутым на поверхности Луны астронавтами экспедиции “Apollo-17” (Berg и др., 1976) почти полвека назад, пока только поставили вопросы, решение которых предстоит в последующих исследованиях.

При пересечении геомагнитного хвоста Луна не подвергается прямым потокам солнечного ветра и во внутренних областях хвоста из-за быстрых вариаций потоков плазмы в плазменном слое магнитосферы изменения поверхностного заряда Луны могут быть значительными (Halekas и др.,

2011; Vaverka и др., 2016). Исследования электростатического потенциала поверхности на ночной стороне Луны была выполнена с борта спутника “Lunar Prospector” с помощью электронного рефлектометра LR ER (Lunar Prospector Electron Reflectometer). Было получено, что на ночной стороне Луны потенциал поверхности отрицательный и составлял -100 В в высокоширотных областях (lobes) геомагнитного хвоста и от -200 В до -1 кВ в плазменном слое. При возрастании солнечной активности потенциал поверхности может достигать -4 кВ (Halekas и др., 2008). Неожиданным результатом оказалось то, что при пересечении геомагнитного хвоста данные измерений прибором LP ER иногда показывали значения отрицательного потенциала поверхности даже на дневной стороне Луны. Это не соответствует современным представлениям о формировании потенциала освещенной поверхности и оставляет вопросы для дальнейших экспериментов и теоретического анализа. Измерения с орбитального аппарата позволили также построить глобальную карту усредненного потенциала поверхности Луны в условиях солнечного ветра и плазменного хвоста (Halekas и др., 2011).

Проблема отрыва микрочастиц от поверхности реголита. Модельные представления о динамике пыли, выполненные ранее, и, в частности, упомянутые выше, как правило, не учитывали адгезивные силы Ван дер Вальса F_a . Связано это прежде всего с тем, что ввиду достаточно широкого спектра размеров и особенностей форм пылевых частиц, силы сцепления между ними и с поверхностью, которые зависят от многих факторов, трудно поддаются анализу. А в тех случаях, когда предпринимались попытки учета сил адгезии, их приблизительные оценки показывают, что эти силы могут в тысячи или даже миллионы раз превышать силу тяжести F_g микронной и субмикронной пылинки с радиусом r_d (Li и др., 2006; Hartzell, Scheeres, 2011). Для относительно больших пылевых частиц, характерный размер которых больше 10^3 мкм, силы адгезии ($F_a \propto r_d$) становятся несущественными с сравнении с гравитационной силой ($F_g \propto r_d^3$) (Hartzell, Scheeres, 2011). Поэтому для микронных и субмикронных частиц учет сил сцепления Ван дер Вальса является определяющим для объяснения их отрыва от поверхности под действием электростатических сил. Условием отрыва пылевой частицы, лежащая на поверхности реголита и получившей положительный заряд в результате фото-ионизации, является превышение действующей на нее электростатической силы $F_e = qE$ над суммой сил, удерживающих эту частицу на поверхности: гравитационной силы F_g и силы адгезии F_a (Lee, 1995; Hartzell, Scheeres, 2011). Чтобы сила F_e при среднем электростатическом поле $E \sim 10$ В/м

(Freeman, Ibrahim, 1975) на освещенной стороне Луны могла поднять пылинку диаметром, например 1 мкм, преодолев только силу гравитации, она должна иметь достаточно большой заряд $q \approx 1500 e$ (Rosenfeld, Zakharov, 2020) (при этом учитывается величина ускорения свободного падения на Луне $g_L \approx 1.6$ м с $^{-2}$ и плотность материала реголита $\rho \approx 3000$ кг м $^{-3}$). В связи с этим возникают вопросы, каким образом микроскопическая пылинка, лежащая на поверхности реголита, может накопить такой большой заряд, необходимый для ее подъема, преодолев не только силу гравитации, но и силу адгезии. Чтобы оторвать микронную или субмикронную частицу от поверхности реголита электростатической силой необходимо, чтобы либо ее заряд был очень большим, либо электрическое поле имело очень большое значение напряженности. Однако имеющиеся экспериментальные результаты этого не подтверждают. В работе (Hartzell, Scheeres, 2011), посвященной анализу роли сил адгезии, действующей на микрочастицы, также не был найден механизм, объясняющий отрыв пылевые частицы от поверхности Луны. Попытки решить этот вопрос рассматривались в работах (Sheridan и др., 1992; Flanagan, Goree, 2006; Sheridan, Hayes, 2011; Sheridan, 2013), однако, этот вопрос остается открытым.

Подход к решению этой проблемы был рассмотрен в работах (Rosenfeld, Zakharov, 2018; 2020). Было обращено внимание, что измеренное приповерхностное поле можно считать однородным только если предположить, что заряд на поверхности распределен равномерно. В действительности, процесс заряда микрочастиц, лежащих на поверхности реголита, имеет дискретный и стохастический характер. В таком случае под действием УФ-излучения или потоков плазмы на любом участке диэлектрической поверхности случайным образом возникают флуктуирующие зарядовые пятна разного знака. В этих статьях аналитически показано, что возникающие при этом флуктуации плотности заряда внутри такого пятна, могут на несколько порядков превышать среднюю плотность заряда на поверхности. При этом заряд микрочастицы, лежащей внутри такого зарядового пятна, и напряженность локального электрического поля непосредственно над таким пятном, будет на несколько порядков больше среднего по поверхности значения. В этих условиях локальная кулоновская сила может превышать силы адгезии и оторвать частицу от поверхности. Оторвавшись от участка поверхности с высокой локальной плотностью заряда и высоким локальным электрическим полем, которые изменяются стохастически, пылевая частица попадает в область, где электрическое поле определяется средней величиной поверхностного заряда и левитирует в этой области. Между тем авторы (Rosenfeld, Zakharov, 2020) отмечают, что представ-

ленное в работе аналитическое рассмотрение показывает лишь подход к решению проблемы и требует дальнейшей разработки с целью создания более строгой теории зарядовых флуктуаций на непроводящей поверхности. Следует заметить, что подобный подход к рассмотрению зарядовых флуктуаций на поверхности был использован также в недавней работе (Mishra, 2020).

Другим механизмом, конкурирующим с силой адгезии, могут быть тепловые флуктуации субмикронных частиц. С учетом таких термодинамических процессов тепловая энергия достаточно малых частиц может превышать энергию сцепления между ними, и тогда такой порошок будет вести себя как газ. Это значит, что при повышении температуры связи между частицами могут ослабляться, конгломераты пылевых частиц на поверхности реголита могут распадаться и объемная плотность верхнего слоя реголита увеличивается с повышением температуры. В таком случае поведение частиц можно представить, как их “кипение” на поверхности. Подобный механизм был рассмотрен в работе (Rosenfeld и др., 2016). Кроме того, в соответствии с принципом равномерного распределения тепловой энергии по степеням свободы, кроме линейных флуктуаций следует принимать во внимание их собственное вращение. На дневной стороне Луны, где температура реголита может принимать значение $T \approx 400$ K (Vaniman и др., 1991), оценки показывают, что для частиц с характерными размерами от нескольких десятков нанометров ($m \sim 10^{-21}$ кг) до нескольких микрометров ($m \sim 10^{-15}$ кг), их скорость вращения может составлять от нескольких тысяч до десятков миллионов оборотов в секунду. Оторвавшись от поверхности и левитируя над поверхностью Луны, собственное вращение пылевые частицы может являться одним из определяющих свойств их агрессивного влияния на инженерные системы посадочных аппаратов (см. следующий раздел).

На сегодняшний день представляется, что процессы отрыва пылевых частиц от поверхности и их динамика сложнее, чем предполагалось ранее, и существующие модели требуют коррекции. Для объяснения отрыва частиц от поверхности, по-видимому, следует основываться не только на усредненном описании приобретения электростатического заряда пылевыми частицами, лежащими на поверхности, но учитывать статистические процессы, основанные на дискретном характере взаимодействия плазмы и УФ-излучения с реголитом. Предварительное рассмотрение показывает, что термодинамические процессы также могут играть роль в процессах отрыва субмикронных частиц от поверхности. Эти модели должны объяснить, каким образом пылевые частицы у поверхности Луны проявляют себя, не только рассеивая солнечный свет, наблюдаемый у тер-

минатора, но и те неожиданные эффекты пылевой активности, с которыми столкнулись американские астронавты во время пребывания на поверхности Луны при выполнении пилотируемой программы “Apollo”. Эти вопросы будут рассмотрены в следующем разделе.

ТОКСИЧНОСТЬ ЛУННОЙ ПЫЛИ

Лунная пыль оказалась наиболее неожиданным и наиболее неприятным эффектом, с которым столкнулись американские астронавты. Это было отмечено в отчетах астронавтов и в многочисленных научных публикациях, обсуждающих влияние лунной пыли на системы и оборудование посадочных аппаратов, на условия пребывания и деятельность астронавтов на поверхности Луны (например, Katzan, Edwards, 1991; Gaier, 2005; Christoffersen и др., 2009; Murphy и др., 2010; Linnarsson и др., 2012; Stubbs и др., 2007; Calle и др., 2009). Причем, рассмотрение токсичности лунной пыли следует рассматривать не только как следствие природных эффектов подъема и левитации пылевых частиц, вызванных воздействием внешних природных факторов на реголит, что обсуждалось в предыдущем разделе. Опыт выполнения программы “Apollo” показал, что динамика лунной пыли у поверхности наиболее активно происходит в результате антропогенного воздействия на приповерхностную среду (Gaier, 2005). Термин “токсичность” лунной пыли здесь используется не только как свойство лунной пыли в биомедицинском применении, но и в более широком значении ее негативного воздействия на деятельность астронавтов и инженерные системы посадочных аппаратов.

Подъем пыли с поверхности происходит при работе реактивных двигателей при посадке и взлете посадочных аппаратов, работе механических систем аппарата (например, бурильной установки) на поверхности Луны, активности астронавтов, передвижении их по поверхности (Gaier, 2005). Некоторые системы посадочных аппаратов чувствительны к осаждению на них пыли, например, системы теплового контроля, оптические поверхности. Кроме того, посадочный аппарат и астронавт на поверхности Луны вызывает возмущение в системе естественно сформировавшихся электростатических полей, которым подчиняется динамика заряженных пылевых частиц, что также меняет картину динамики пыли (Stubbs и др., 2007a). Все это антропогенные факторы вызывает изменение естественной динамики пылевых частиц, левитирующих над поверхностью реголита, и приводят к более активному влиянию пыли на системы посадочного аппарата, на деятельность человека и его здоровье.

Влияние пыли на оптические поверхности исследовались в течение нескольких десятилетий со

времени пионерских исследований Луны. Такие длительные исследования оказались возможными благодаря тому, что на поверхности Луны были развернуты несколько отражательных систем для лазерной локации. Лазерные отражатели были установлены на Луноходе-2 (Severny и др., 1975) и при выполнении программы "Apollo" (Murphy и др., 2010). После взлета посадочного аппарата с поверхности Луны и в первые несколько месяцев наблюдений сигнал от лазерного отражателя, установленного "Apollo-14", не показывал существенной деградации. Однако через почти 40 лет работы этих систем на поверхности Луны по данным (Murphy и др., 2010), сигнал, отраженный от лазерного отражателя, установленного с помощью "Apollo" стал слабее в 10 раз. Сигнал от лазерных отражателей Лунохода-2 в начале своей эксплуатации был на порядок выше, чем от отражателя "Apollo-14", но через 40 лет его величина стала на порядок ниже, чем у "Apollo-14". Такой эффект может быть связан с конструктивными особенностями угольковых отражателей и с осаждением пыли, которая может уменьшать их отражательную способность. Кроме того, открытая оптика может оказаться под непосредственным воздействием частиц, связанных с микрометеоритной бомбардировкой. Во всяком случае, анализ работы этих систем в течение нескольких десятилетий показал, что оптические системы достаточно успешно выполняли свои функции, однако, постепенная деградация оптики фиксировалась на временном масштабе порядка десятилетия (Murphy и др., 2010).

Анализ воздействия лунной пыли на системы посадочного аппарата и деятельность астронавтов на поверхности Луны при выполнении шести экспедиций "Apollo" на поверхности Луны был представлен в отчете (Gaier, 2005). Автор систематизировал все обнаруженные эффекты влияния лунной пыли по девяти категориям: ухудшение видимости при поднятии пыли, ложные показания приборов, осаждение пыли и загрязнение поверхностей, потеря сцепления с грунтом при движении по поверхности, заклинивание вращающихся узлов механизмов, активная эрозия поверхностей, проблемы с системой терморегулирования, нарушение уплотнений и герметичности систем, проблемы с дыханием и другие факторы, связанные со здоровьем человека. В отчете подробно рассмотрен каждый из упомянутых категорий. Хотя для некоторых указанных категорий обычные методы уменьшения влияния пыли были достаточны (например, потеря сцепления при движении), в большинстве случаев простые методы были неэффективны. Это прежде всего относится к таким эффектам, как заклинивание вращающихся узлов, эрозия, уменьшение отвода тепла, нарушение герметичности. Ниже приведены основные эффекты влияния лунной

пыли на деятельность астронавтов, представленные в отчете (Gaier, 2005).

С проблемой ухудшения видимости впервые столкнулись астронавты во время посадки при работающих двигателях лунного модуля "Apollo-11". Приблизительно на высоте 30 м от поверхности возникло облако пыли, которое становилось все плотнее по мере уменьшения высоты. Была угроза, что одна из посадочных опор коснется крупного камня или попадет в небольшой кратер. Поэтому для посадки следующих аппаратов "Apollo-14, -15 и -16" на поверхность Луны, профиль посадки был скорректирован, использовался более крутой профиль приземления. Тем не менее, и в этих случаях были трудности при осмотре площадки перед контактом с поверхностью. С проблемой видимости из-за пыли был связан и тот факт, что датчики скорости посадки аппаратов "Apollo-12 и -15" давали ложные показания из-за облака пыли, возникшего при работе двигателей, обеспечивающих мягкую посадку аппарата (Gaier, 2005).

Лунная пыль оказалась крайне абразивной. Астронавты отмечали, что после работы вне посадочного модуля циферблаты приборов и солнцезащитные козырьки их шлемов были настолько исцарапаны, что невозможно было прочитать показания. После 8 ч работы скафандры и перчатки, особенно после работы по бурению грунта, имели значительные потертости и, если бы возникла необходимость выполнить один или два дополнительных выходов из посадочного модуля, они могли бы потерять герметичность (Gaier, 2005). Например, скафандр Пита Конрада (Pete Conrad, Jr.), командира миссии "Apollo-12", который был герметичным до первого выхода из посадочного модуля, терял давление ~0.01 атм./мин после первого выхода и ~0.017 атм./мин после второго выхода. Так как безопасная утечка составляла 0.02 атм./мин, была сомнительна безопасность третьего выхода, если бы он был запланирован. Пыль, проникшая в подвижные узлы скафандра привела к таким большим затруднениям при движении, что еще один запланированный выход из посадочного модуля был бы невозможен (Gaier, 2005). Застежками на скафандрах типа "молния" после работы вне посадочного модуля было невозможно пользоваться. Из-за воздействия пыли герметичность всех запечатанных образцов лунной атмосферы, доставленных на Землю, была нарушена и таким образом все они оказались бесполезными. Отмечалось, что при долгосрочном пребывании на Луне и сохранения безопасных условий среды обитания, следует уделять больше внимание способам обеспечения герметичности аппарата, скафандров, создания более пылеустойчивых уплотнений.

При работе астронавтов на поверхности было обнаружено, что пыль быстро покрывает все поверхности, с которыми она контактировала, включая скафандры, обувь астронавтов, ручной инструмент, оборудование и системы аппарата. Осаждение пыли требовало от астронавтов выполнения дополнительной работы по очистке одежды, оборудования, однако, это оказывалось неэффективным (Gaier, 2005). Следует, однако, отметить, что при выполнении миссии “Apollo-14” был поставлен эксперимент TDS (Thermal Degradation Sample) для изучения поглощательной и излучательной способности различных поверхностей при осаждении на нее пыли. Две идентичные панели, содержащие по 12 образцов поверхности с различными свойствами, были покрыты пылью астронавтами в лунной среде, а затем возвращены на Землю (Gaier, 2012). Адгезия пыли к TDA оказалась меньше, чем ожидалось. Было сделано заключение, что это произошло из-за “загрязнений поверхности на атомном уровне”.

Осаждение пыли приводило к таким неприятным эффектам, как заклинивание движущихся узлов, нарушение процессов терморегулирования. Такие сообщения от астронавтов поступали при каждой экспедиции посещения поверхности Луны. Серьезные проблемы вызывал слой пыли на поверхности радиатора системы терморегулирования. Попытки удалить эту пыль в лунных условиях были неэффективными, что противоречило результатам наземных испытаний и результатам эксперимента TDS. Это приводило к тому, что рабочая температура некоторых систем превышала ожидаемую на 20°C и отдельные приборы аппаратов “Apollo-16 и -17” из-за перегрева ухудшили свои характеристики. Именно из-за этого факта Джон Янг (John Young), командир экспедиции “Apollo-16”, заметил, что “пыль – это проблема номер один при возвращении на Луну” (Gaier, 2005).

Однако опыт выполнения программы “Apollo” показал, что самым неприятным фактором лунной пыли является ее влияние на здоровье человека, прежде всего на раздражения и вдыхания лунной пыли. Экипажи экспедиций Apollo сообщали, что лунная пыль характеризуется резким запахом, напоминающим порох, что видимо, является следствием присутствия летучих веществ на поверхности пылевых частиц. Пыль проникала сквозь одежду астронавтов и, сняв одежду, астронавты обнаруживали, что покрыты пылью. Попав в лунный модуль, во время полета к Земле, в условиях отсутствия гравитации, пыль распространялась по объему космического аппарата. Экипаж дышал этой атмосферой с пылью, она раздражала глаза (Gaier, 2005). Имевшиеся на борту средства очистки от пыли, были не эффективны. При подготовке более поздних миссий “Apollo” было учтено это свойство лунной пыли и

были приняты меры, которые несколько уменьшили это влияние. Тем не менее, токсичность микронных и субмикронных частиц, которые были обнаружены на материале скафандров, указывает на необходимость постоянного контроля концентрации частиц внутри посадочного модуля, а в будущем в долгосрочной среде обитания (Christoffersen и др., 2009). На фото, представленном ниже Юджин Сернан (Eugene Cernan) командир миссии “Apollo-17” в запыленном скафандре в посадочном модуле после работы на поверхности Луны (фото НАСА, Linnarsson и др., 2012).



Фотография Юджина Сернана (Eugene Cernan), командира миссии “Apollo-17” в запыленном скафандре в посадочном модуле после работы на поверхности Луны. Фото NASA (Linnarsson и др., 2012).

Опыт выполнения программы “Apollo” показал, что при подготовке программы “Apollo” серьезность проблемы влияния пыли была недооценена. По-видимому, это связано с тем, что динамика пыли, связанная с деятельностью человека на поверхности, оказалась значительно более выражена в сравнении с естественной природной динамикой пыли на дневной стороне Луны (Gaier, 2020). При выполнении программы “Apollo” больше внимания обращалось на исследования естественных процессов переноса пыли, чем на перенос пыли, вызванный деятельностью астронавтов. В работе (Kazan, Edwards, 1991) отмечается, что перенос пыли, связанной с деятельностью астронавтов и автоматических систем на поверхности Луны, может быть на порядок выше, чем перенос пыли в результате естественных природных процессов. Поэтому активные работы на поверхно-

сти Луны могут быть очень опасны как для астронавтов, так и для используемого оборудования.

Необычные свойства лунной пыли проникать сквозь уплотнения герметичных систем и “прилипать” к различным поверхностям могут быть рассмотрены с точки зрения динамических свойств левитирующих над поверхностью частиц лунной пыли. В разделе “Реголит и лунная пыль” упоминалось, что левитирующие субмикронные и микронные частицы при взаимодействии с поверхностью могут проявлять себя не просто как “ударники”. Левитируя, пылевые частицы могут быстро вращаться. Оценки, выполненные в работе (Rosenfeld и др., 2016) показывают, что скорость собственного вращения левитирующих микронных и субмикронных частиц на освещенной стороне Луны могут составлять от нескольких тысяч до десятков миллионов оборотов в секунду (см. раздел “Динамика лунной пыли”). Учитывая ударное происхождение таких частиц, их формы крайне не регулярны и часто заострены (Park и др., 2006b). Все это говорит о том, что подобные быстро вращающиеся частицы напоминают восточные метательные звездочки “шюрикэн” (shuriken или ninja stars), обладающие большой поражающей силой (Rosenfeld и др., 2016). Видимо именно эта особенность, в сочетании с имеющимся электростатическим зарядом лунной пыли, делает ее такой токсичной и объясняет удивительную способность агрессивно воздействовать на поверхности чувствительных систем приборов и посадочных аппаратов и проникать сквозь герметические уплотнители.

Опыт выполнения и анализ результатов программы “Apollo” показал, что для нового этапа активных исследований и освоения Луны с участием человека, необходимы дополнительные исследования направленные на более глубокое понимание плазменно-пылевых процессов, происходящих в приповерхностной экзосфере Луны, детальные исследования характеристик реголита, свойств и распределения по размерам пылевых частиц. Все эти исследования чрезвычайно важны для выработки рекомендаций по снижению влияния лунной пыли на инженерные системы и человека, находящихся на поверхности Луны.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Лунная среда чрезвычайно интересна с точки зрения естественной плазменной лаборатории. Она формируется в условиях вакуума, который значительно более глубокий, чем обычно воспроизводимый в лаборатории. Она подвержена потокам солнечного УФ-излучения, солнечного ветра или плазмы удаленного геомагнитного хвоста, микрометеоритов. Луна не обладает собственным магнитным полем, но на ее поверхности имеются локальные магнитные аномалии. Большое влия-

ние на плазменно-пылевую экзосферу оказывает временные вариации, связанные изменчивостью потоков солнечного ветра, с уровнем солнечной активности, постоянным изменением условий воздействия Солнца и геомагнитного хвоста, связанного с вращением Луны вокруг Земли. Формирование мелкодисперсной компоненты лунного реголита и среда, в которой она находится, делает лунную пыль особенной субстанцией, не имеющей аналогов на Земле. Выполненные к настоящему времени исследования лунной пыли, ее свойств, динамики, а также имеющиеся данные о внешних факторах, влиянию которых она подвержена, показывают, что взаимодействие этих разнородных объектов естественным образом создает новую среду с новым качеством — плазменно-пылевую экзосферу над поверхностью Луны. Имея в естественном состоянии, казалось бы, сравнительно скромные характеристики, плотность, температуру, эта среда крайне агрессивно воздействует на технологические системы и человека. Особенно это проявилось при выполнении пилотируемой программы “Apollo”. Отчеты о результатах выполнения экспедиций “Apollo” содержат обширную информацию о том, как лунная пыль влияла на посадочный аппарат, его инженерные системы, создавала трудности при работе астронавтов на поверхности Луны, проникала сквозь герметичные уплотнители, воздействовала на здоровье астронавтов. Такие агрессивные свойства лунной пыли характеризуют ее токсичность. Важно отметить, что астронавты находились на поверхности Луны только в дневное время лунных суток (Stubbs и др., 2012). Это время характеризуется относительно мягкими плазменно-пылевыми условиями, в отличие от значительно более активных областей в районах терминатора (см. рис. 5) или при возмущениях космической погоды. Опасность могут представлять электрические поля, свойственные лунной поверхности, которые зависят от особенностей внешнего воздействия, рельефа, и могут вызывать разряды между освещенными и затененными участками поверхности (Farrell и др., 2008; Jackson и др., 2011; Zimmerman и др., 2012).

Проявления лунной пыли, обнаруженные при выполнении автоматических и пилотируемых программ исследований Луны, положили начало созданию моделей ее динамики в приповерхностной среде. Выполнено большое число работ по аналитическому, численному и экспериментальному моделированию основных физических процессов, происходящих на поверхности Луны и при формировании плазменно-пылевой экзосферы над ее поверхностью. Небольшая часть этих работ, которая, на наш взгляд, позволяет представить картину процессов, связанных с динамикой лунной пыли, происходящих на Луне, представлена в данном обзоре. Может показаться, что

многое стало известно, и в некотором смысле, это действительно так. Однако в этой картине существуют откровенно “белые пятна”.

Например, загадочной областью по своим электрическим характеристикам остается область терминатора и области вблизи крупномасштабных неровностей поверхности (крупные кратеры, холмы), т.е. в районах, где существуют протяженные границы между освещенной и затененной поверхностями Луны (Farrell и др., 2007; Stubbs и др., 2014). В таких областях должны кардинально меняться условия возникновения зарядов на поверхности, и возникать значительные электрические поля с преимущественной горизонтальной составляющей.

Остаются недостаточно ясными процессы взаимодействия плазмы солнечного ветра с реголитом, которые на освещенной стороне Луны конкурируют с воздействием солнечного УФ-излучения. При спокойном солнечном ветре воздействие УФ-излучения превалирует над потоками плазмы, и потенциал поверхности формируется при условии “двухкомпонентного” потока – фотоэлектронов и электронов солнечного ветра. Однако при активном Солнце, во время вспышек, скорость солнечного ветра возрастает, и токи ионов на поверхности реголита могут сравниваться с токами электронов. В этом случае следует учитывать “трехкомпонентный” ток на поверхности, фотоэлектроны и две основные компоненты солнечного ветра. Подобный эффект происходит также при невысокой температуре электронов солнечного ветра (Stubbs и др., 2014). В любом случае для определения потенциала поверхности и параметров приповерхностного электрического поля важно иметь достоверные значения работы выхода фотоэлектронов (Popel и др., 2018) и результаты мониторинга основных параметров солнечного ветра у поверхности Луны и потоков вторичных электронов.

Чрезвычайно важным параметром для моделирования отрыва пылевых частиц от поверхности реголита является величина адгезии. Этот параметр очень сложно оценить, прежде всего, потому, что он во многом зависит от формы и свойств конкретных частиц, которые бесконечны по своему разнообразию. Столкнувшись с этой проблемой, в работе (Hartzell и др., 2014) сделано заключение, что “способ, с помощью которого пылевые частицы отрываются от поверхности безатмосферного тела, в настоящее время не известен”.

Аномальное свойство лунной пыли воздействовать на поверхности, оборудование посадочных аппаратов, проникать через герметические уплотнители, с которыми встретились американские астронавты на поверхности Луны при выполнении программы “Apollo” также требует физического понимания. Эти факторы влияния

лунной пыли стали ключевыми при подведении итогов программы “Apollo”. Именно поэтому наиболее важный вывод после выполнения программы Apollo в своем отчете сделал Юджин Сернан (Eugene Cernan), командир “Apollo-17” (Gaijer, 2005). Он сказал: “Я думаю, что пыль, вероятно, является одним из основных ограничителей планируемой работы на Луне. Я думаю, что мы можем преодолеть другие физиологические или физические или механические проблемы, кроме пыли”.

Опыт выполнения программы “Apollo” инициировал развитие нового направления научных и инженерных исследований – очистка поверхностей и уменьшение последствий (“mitigation”) влияния лунной пыли. Эта область исследований направлена на создание технологий уменьшающих влияние пыли в лунных условиях на системы и оборудование посадочных аппаратов, на деятельность человека на поверхности Луны, на здоровье и системы жизнеобеспечения. Это направление исследований, строится на модельных представлениях природных процессов, происходящих на поверхности реголита и в приповерхностной плазменно-пылевой экзосфере, но должно учитывать более активную динамику лунной пыли при антропогенном воздействии.

Изучение природных и антропогенных процессов вблизи поверхности Луны требует мониторинга и изучения внешних факторов, действующих на Луну, их взаимодействие с реголитом, исследование динамических процессов в приповерхностной плазменно-пылевой экзосфере. В некоторых работах приводятся конкретные программы исследований и описания приборов, направленных на регистрацию и исследования параметров левитирующих пылевых частиц и параметров приповерхностной плазменно-пылевой среды (например, Stubbse и др., 2007a; Duncan и др., 2011).

На исследования Луны направлена программа, разработанная в Российской академии наук и включенная госкорпорацией “Роскосмос” в Федеральную космическую программу России. В соответствии с этой программой планируются выполнить несколько проектов по изучению Луны с помощью посадочных аппаратов на поверхности и исследования Луны с орбитального аппарата (Zelenyi, 2016). Эта программа уже находится в стадии подготовки. В состав научной аппаратуры посадочных аппаратов включен прибор для изучения динамики лунной пыли и параметров приповерхностной плазменно-пылевой среды (Kuznetsov и др., 2017). Если сроки запусков этих посадочных аппаратов сохраняться, есть надежда, что в ближайшем будущем после пятидесятилетнего перерыва возобновятся *in situ* изучения лунной пыли и среды, в которой она проявляет свою активность.

Статья была подготовлена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант РФФИ № 19-12-50035.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Ахматова М.В., Дементьев Б.В., Марков М.Н.* Вода в реголите Моря Кризисов (“Луна-24”)? // Геохимия. 1978. № 2. С. 285–288.
- Иванов А.В., Назаров М.А.* Исследования образцов реголита, доставленных автоматическими станциями серии “Луна” // Вестник НПО. 2012. № 4. С. 48–52.
- Колесников Е.К., Мануйлов А.С.* Расчет напряженности электростатического поля над поверхностью Луны, покрытой монослоем водорода // Астрон. журн. 1982. Т. 59. № 5. С. 996–998.
- Родэ О.Д., Иванов А.В.* Распределение частиц по размерам образцов реголита Луна-24 // Астрон. вестн. 1984. № 18. С. 1–3.
- Слута Е.Н.* Физико-механические свойства лунного реголита (обзор) // Астрон. вестн. 2016. Т. 48. № 5. С. 358–382. (*Sluta E.N.* Physical and mechanical properties of the lunar soil (A review) // Sol. Syst. Res. 2014. V. 48. № 5. P. 330–353.)
- Флоренский К.П., Иванов А.В., Базилевский А.Т.* Роль экзогенных факторов в формировании лунной поверхности // Космохимия Луны и планет. М.: Наука, 1975. С. 439–452.
- Adushkin V.V., Pernik L.M., Popel S.I.* Nanoparticles in experiments on destruction of rocks by explosion // Dokl. Earth Sci. 2007. V. 415. № 5. С. 820–822. <https://doi.org/10.1134/S1028334X07050352>
- Agrell S.O., Scoon J.H., Muir I.D., Long J.V., McConnell J.D., Peckett A.* Observation of the chemistry, mineralogy and petrology of some Apollo 11 lunar samples // Proceedings of the Apollo 11 Lunar Science Conference. 1970. V. 1. P. 93–128.
- Asbridge J.R., Bame S.J., Strong I.B.* Outward flow of protons from the Earth’s bow shock // J. Geophys. Res. Space Physics 1968. V. 73. № 17. P. 5777–5782. <https://doi.org/10.1029/JA073i017p05777>
- Berg O.E., Wolf H., Rhee J.* Lunar soil movement registered by the Apollo 17 cosmic dust experiment. In Interplanetary Dust and Zodiacal Light / Eds Elsasser H., Fechtig H. N.-Y.: Springer, 1976. P. 233–237.
- Bhardwaj A., Dhanya M.B., Alok A., Barabash S., Wieser M., Futaana Y., Wurz P., Vorburgeter A., Holmstrom M., Lue Ch., Harada Y., Asamura K.* A new view on the solar wind interaction with the Moon // Geoscience Lett. 2015. 2: 10. P. 2–15. <https://doi.org/10.1186/s40562-015-0027-y>
- Borisov N., Mall U.* The structure of the double layer behind the Moon // J. Plasma Physics. 2002. V. 67. № 4. P. 277–299. <https://doi.org/10.1017/S0022377802001654>
- Borisov N., Mall U.* Charging and motion of dust grains near the terminator of the Moon // Planet. and Space Sci. 2006. V. 54. P. 572–580. <https://doi.org/10.1016/j.pss.2006.01.005>
- Brownlee D., Bucher W., Hodge P.* Primary and secondary micrometeoroid impact rate on the lunar surface: Direct measurement // Analysis of Surveyor 3 material and photographs returned by Apollo 12 / Eds Carroll W.F. et al. 1972. NASA-STIO. P. 143–150.
- Burinskaya T.M.* Influence of the Solar Wind on the Distribution of the Electric Potential near the Moon’s Surface // Plasma Physics Reports. 2014. V. 40. № 1. P. 14–20.
- Calle C.I., Buhler C.R., McFall J.L., Snyder S.J.* Particle removal by electrostatic and dielectrophoretic forces for dust control during lunar exploration missions // J. Electrostatics. 2009. № 67. P. 89–92. <https://doi.org/10.1016/j.elstat.2009.02.012>
- Carrier W.D. III.* Lunar regolith grain size distribution // Moon. 1973. V. 6. P. 250–263.
- Carrier W.D. III, Olhoeft G.R., Mendell W.* Physical properties of lunar surface // The Lunar Sourcebook / Eds Heiken G.H., Vaniman D.T., French B.M. N.-Y.: Cambridge Univ. Press, 1991. P. 475–594.
- Christoffersen R., Lindsay J.F., Noble S.K., Meador M.A., Kosmo J.J., Lawrence J.A., Brostoff L., Young A., McCue T.* Lunar dust effects on spacesuits systems insights from the Apollo spacesuits. NASA/TR-2009-214786. 2009.
- Clay D.R., Goldstein B.E., Neugebauer M., Snyder C.W.* Lunar surface solar wind observations at the Apollo 12 and Apollo 15 sites // J. Geophys. Res. 1975. V. 80. № 13. P. 1751–1760. <https://doi.org/10.1029/JA080i013p01751>
- Coleman P.J., Lichtenstein B.R., Russell C.T., Sharp L.R., Schubert G.* Magnetic fields near the Moon // Geochim. et Cosmochim. Acta. 1972. V. 36. P. 2271–2286.
- Colwell J.E., Batiste S., Horanyi M., Robertson S., Sture S.* Lunar surface: Dust dynamics and regolith mechanics // Rev. Geophys. 2007. V. 45. RG2006/2007. <https://doi.org/10.1029/2005RG000184>
- Crider D.H., Vondrak R.R.* Hydrogen migration to the lunar poles by solar wind bombardment of the moon // Adv. Space Res. 2002. V. 30. № 8. P. 1869–1874. [https://doi.org/10.1016/S0273-1177\(02\)00493-3](https://doi.org/10.1016/S0273-1177(02)00493-3)
- Criswell D.R.* Horizon-glow and the motion of lunar dust // In: Photon and particle interactions with surfaces in space / Eds Grad R.J.L., Reidel D. Publishing Co. Dordrecht. Holland 1973. P. 545–556.
- Criswell D.R., De B.R.* Intense localized charging in the lunar sunset terminator region: 2. Supercharging at the progression of sunset // J. Geophys. Res. 1977. V. 82. P. 1005–1007.
- De B.R., Criswell D.R.* Intense localized photoelectric charging in the lunar sunset terminator region: 1. Development of potentials and fields // J. Geophys. Res. 1977. V. 82. P. 999–1004.
- Duncan N., Sternovsky Z., Grun E., Auer S., Horanyi M., Drake K., Xie J., Lawrence G., Hansen D., Lea H.* The Electrostatic Lunar Dust Analyzer (ELDA) for the detection and trajectory measurement of slow-moving dust particles from the lunar surface // Planet. and

- Space Sci. 2011. V. 59. P. 1446–1454.
<https://doi.org/10.1016/j.pss.2011.06.002>
- Eastwood J.P., Lucek E.A., Mazelle C., Mezaine K., Narita Y., Pickett J., Treumann R.A.* The foreshock // *Outer Magnetospheric Boundaries: Cluster Results* / Eds Paschmann G., Schwartz S.J., Escoubet C.P., Haaland S. 2005. P. 41–94.
https://doi.org/10.1007/1-4020-4582-4_3
- Fa W., Liu T., Xie M., Du J.* Regolith thickness over the Apollo landing sites from morphology of small fresh impact craters // *50th Lunar and Planetary Science Conference (LPI Contrib. No. 2132)* 2019. 1765.pdf.
- Farrell W.M., Stubbs T.J., Vondrak R.R., Delory G.T., Halekas J.S.* Complex electric fields near the lunar terminator: the near-surface wake and accelerated dust // *Geophys. Res. Lett.* 2007. V. 34. P. 1–5.
- Farrell W.M., Stubbs T.J., Vondrak R.R., Delory G.T., Halekas J.S.* Complex electric fields near the lunar terminator: The near-surface wake and accelerated dust // *Geophys. Res. Lett.* 2007. V. 34. L14201.
<https://doi.org/10.1029/2007GL029312>
- Farrell W.M., Stubbs T.J., Halekas J.S., Delory G.T., Collier M.R., Vondrak R.R., Lin R.P.* Loss of solar wind plasma neutrality and effect on surface potentials near the lunar terminator and shadowed polar regions // *Geophys. Res. Lett.* 2008. V. 35. L05105.
<https://doi.org/10.1029/2007GL032653>
- Farrell W.M., Stubbs T.J., Delory G.T., Vondrak R.R., Collier M.R., Halekas J.S., Lin R.P.* Concerning the dissipation of electrically charged objects in the shadowed lunar polar regions // *Geophys. Res. Lett.* 2008. V. 35. L19104.
<https://doi.org/10.1029/2008GL034785>
- Feldman W.C., Lawrence D.J., Elphic R.C., Barraclough B.L., Maurice S., Genetay I., Binder A.B.* Polar hydrogen deposits on the Moon // *J. Geophys. Res.* 2000. V. 105. P. 4175–4196.
<https://doi.org/10.1029/1999JE001129>
- Feuerbacher B., Willis R.F., Fitton B.* Electrostatic charging and formation of composite interstellar grains // *Photon and particle interactions with surfaces in space* / Ed. Grard R.J.L. D. Reidel Publishing Co., Dordrecht. Holland. 1973. P. 415–426.
- Flanagan T.M., Goree J.* Dust release from surfaces exposed to plasma // *Physics of plasmas*. 2006. V. 13. P. 123504.
<https://doi.org/10.1063/1.2401155>
- Frank L.A.* Plasmas in the Earth's magnetosphere // *Space Sci. Rev.* 1985. V. 42. P. 211–240.
- Freeman J.W., Ibrahim M.* Lunar electric fields, surface potential and associated plasma sheaths // *Moon*. 1975. V. 8. P. 103–114.
- Goswami J.N., Annadurai M., Chandrayaan-1:* India's first planetary science mission to the Moon // *Curr. Sci.* 2009. V. 96. P. 486–491.
- Gaier J.R.* The effects of lunar dust on EVA systems during the Apollo missions // *NASA TM-2005-213610*. 2005.
- Gaier J.* Interpretation of the Apollo 14 Thermal Degradation Sample experiment // *Icarus*. 2012. V. 221(1). P. 167–173.
<https://doi.org/10.1016/j.icarus.2012.07.002>
- Gaier J.R.* The impact of dust on lunar surface equipment during Apollo // *LPI Contrib. Nom 2141. Lunar Dust 2020*. 5002.pdf.
- Glenar D.A., Stubbs T.J., McCoy J.E., Vondrak R.R.* A re-analysis of the Apollo light scattering observations, and implications for lunar exospheric dust // *Planet. and Space Sci.* 2011. V. 59. P. 1695–1707.
<https://doi.org/10.1016/j.pss.2010.12.003>
- Graff J.C.* Lunar soil grain size catalog // *NASA-RP-1265*. 1993.
- Grannis P.D.* Electrostatic erosion mechanisms on the Moon // *J. Geophys. Res.* 1961. V. 66. P. 4293–4299.
- Grava C., Stubbs T.J., Glenar D.A., Retherford K.D., Kaufmann D.E.* Absence of detectable lunar nanodust exosphere during a search with LRO's LAMP UV imaging spectrometer // *Geophys. Res. Lett.* 2017. V. 44. P. 4591–4598. doi:1002/2017GRL072797.
- Greenberg P.S., Chen D.-R., Smith S.A.* Aerosol Measurements of the Fine and Ultrafine Particle Content of Lunar Regolith // *NASA/TM-2007-214956*. 2007.
- Grun E., Zook H.A., Fechtig H., Giese R.H.* Collisional balance of the meteoritic complex // *Icarus*. 1985. V. 62. P. 244–272.
- Grun E., Horanyi M., Sternovsky Z.* The lunar dust environment // *Planet. and Space Sci.* 2011. V. 59. P. 1672–1680.
<https://doi.org/10.1016/j.pss.2011.04.005>
- Halekas J.S., Mitchell D.L., Lin R.P., Frey S., Hood L.L., Acuña M.H., Binder A.B.* Mapping of crustal magnetic anomalies on the lunar near side by the Lunar Prospector electron reflectometer // *J. Geophys. Res.* 2001. V. 106. E11. P. 27841–27852.
<https://doi.org/10.1029/2000JE001380>
- Halekas J.S., Delory G.T., Brain D.A., Lin R.P., Fillingim M.O., Lee C.O., Mewaldt R.A., Stubbs T.J., Farrell W.M., Hudson M.K.* Extreme lunar surface charging during solar energetic particle events // *Geophys. Res. Lett.* 2007. V. 34. L02111.
<https://doi.org/10.1029/2006GL028517>
- Halekas J.S., Delory G.T., Lin R.P., Stubbs T.J., Farrell W.M.* Lunar Prospector observations of the electrostatic potential of the lunar surface and its response to incident currents // *J. Geophys. Res.* 2008. V. 113. A09102.
<https://doi.org/10.1029/2008JA013194>
- Halekas J.S., Delory G.T., Lin R.P., Stubbs T.J., Farrell W.M.* Lunar surface charging during solar energetic particle events: measurement and prediction // *J. Geophys. Res.* 2009. V. 114. A05110.
<https://doi.org/10.1029/2009JA014113>
- Halekas J.S., Saito Y., Delory G.T., Farrell W.M.* New views of the lunar plasma environment // *Planet. and Space Sci.* 2011. V. 59. P. 1681–1694.
<https://doi.org/10.1016/j.pss.2010.08.011>
- Hapke B., Sato H.* The porosity of the upper lunar regolith // *Icarus*. 2016. V. 273. P. 75–83.
<https://doi.org/10.1016/j.icarus.2015.10.031>
- Hartzell C.M., Scheeres D.J.* The role of cohesive forces in particle launching on the Moon and asteroids // *Planet.*

- and Space Sci. 2011. V. 59. P. 1758–1768.
<https://doi.org/10.1016/j.pss.2011.04.017>
- Hayne P.O., Bandfield J.L., Siegler M.A., Vasavada A.R., Ghent R.R., Williams J.-P., Greenhagen B.T., Aharonson O., Elder K.M., Lucey P.G., Paige D.A. Global Regolith Thermophysical Properties of the Moon From the Diviner Lunar Radiometer Experiment // J. Geophys. Res. Planets. 2017. V. 122. P. 2371–2400.
<https://doi.org/10.1002/2017JE005387>
- Hendrix A.R., Retherford K.D., G.R., Gladstone, Hurley D.M., Feldman P.D., Egan A.F., Kaufmann D.E., Miles P.F., Parker J.W., Horvath D., Rojas P.M., Versteeg M.H. Davis M.W. Greathouse T.K., Mukherjee J., Steff A.J., Pryor W.R., Stern S.A. The lunar far-UV albedo: Indicator of hydration and weathering // J. Geophys. Res. 2012. V. 117. E12001.
<https://doi.org/10.1029/2012JE004252>
- Holmström M., Wieser M., Barabash S., Futaana Y., Bhardwaj A. Dynamics of solar wind protons reflected by the Moon // J. Geophys. Res. 2010. V. 115. A06206.
<https://doi.org/10.1029/2009JA014843>
- Hood L.L., Zakharian A., Halekas J., Mitchell D.L., Lin R.P., Acuña M.H., Binder A.B. Initial mapping and interpretation of lunar crustal magnetic anomalies using Lunar Prospector magnetometer data // J. Geophys. Res. 2001. P. 106: 27825–27840.
- Horányi M., Sternovsky Z., Lankton M., Dumont C., Gagnard S., Gathright D., Grün E., Hansen D., James D., Kempf S., Lamprecht B., Srama R., Szalay J.R., Wright G. The Lunar Dust Experiment (LDEX) Onboard the Lunar Atmosphere and Dust Environment Explorer (LADEE) Mission // Space Sci. Rev. 2014. 185: 93–113.
<https://doi.org/10.1007/s11214-014-0118-7>
- Jackson T.L., Farrell W.M., Killen R.M., Delory G.T., Halekas J.S., Stubbs T.J. Discharging of Roving Objects in the Lunar Polar Regions // J. Spacecraft and Rockets. 2011. V. 48. № 4. P. 700–703.
<https://doi.org/10.2514/1.51897>
- Kallio E., Dyadechkin S., Wurz P., Khodachenko M. Space weathering on the Moon: Farside-nearside solar wind precipitation asymmetry // Planetary and Space Science. 2019. V. 166. P. 9–22.
<https://doi.org/10.1016/j.pss.2018.07.013>
- Katzen C.M., Edwards J.L. Lunar dust transport and potential interactions with power system components // NASA Contractor Report 4404. 1991.
- Keller L.P., McKay D.S. Discovery of vapor deposits in the lunar regolith // Science. 1993. V. 261. P. 1305–1307.
- Kuznetsov I.A., Zakharov A.V., Dolnikov G.G., Lyash A.N., Afonin V.V., Popel S.I., Shashkova I.A. Borisov N.D. Lunar dust: Properties and investigation techniques // Sol. Syst. Res. 2017. V. 51. № 7. P. 611–622.
<https://doi.org/10.1134/S0038094617070097>
- Lee L.-H. Adhesion and cohesion mechanisms of lunar dust on the moon's surface // J. Adhesion Sci. Technol. 1995. V. 8. P. 1103–1124.
<https://doi.org/10.1163/156856195X00932>
- Leontovich A.K., Gromov V.V., Dmitriev A.D., Lozhkin V.A., et al. Physical and mechanical properties of lunar soil sample in a research chamber in a nitrogen medium // Lunar grunt iz Morya Izobilia (Lunar Soil from the Mare Fecunditatis) / Ed. A.P. Vinogradov. Nauka. 1974. P. 563–570.
- Li Q., Rudolph V., Peukert W. London-van der Waals adhesiveness of rough particles // Powder Technology 161 (2006) 248–255.
<https://doi.org/10.1016/j.powtec.2005.10.012>
- Lin R.P., Mitchell D.L., Curtis D.W., Anderson K.A., Carlson C.W., McFadden J., Acuña M.H., Hood L.L., Binder A. Lunar surface magnetic fields and their interaction with the solar wind: results from Lunar Prospector // Science. 1998. V. 281. P. 1480–1484.
<https://doi.org/10.1126/science.281.5382.1480>
- Linnarsson D., Carpenter J., Fubini B., Gerde P., Karlsson L.L., Loftus D.J., Prisk G.K., Stauffer U., Tranfield E.M., van Westrenen W. Toxicity of lunar dust // Planet. and Space Sci. 2012. V. 74. P. 57–71.
<https://doi.org/10.1016/j.pss.2012.05.023>
- Lisin E.A., Tarakanov V.P., Petrov O.F., Popel' S.I., Dol'nikov G.G., Zakharov A.V., Zelenyi L.M., Fortov V.E. Effect of the Solar Wind on the Formation of a Photoinduced Dusty Plasma Layer near the Surface of the Moon // JETP Letters. 2013. V. 98. № 11. P. 664–669.
- Lisin E.A., Tarakanov V.P., Popel S.I., Petrov O.F. Lunar dusty plasma: A result of interaction of the solar wind flux and ultraviolet radiation with the lunar surface // J. Physics. Conf. Ser. 2015. V. 653. 012139. 2015.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/653/1/012139>
- Liu Y., Park J., Schnare D., Hill E., Taylor L.A. Characterization of Lunar Dust for Toxicological Studies. II: Texture and Shape Characteristics // J. Aerospace Engin. 2008. V. 21. № 4.
[https://doi.org/10.1061/\(ASCE\)08931321\(2008\)21:4\(272\)](https://doi.org/10.1061/(ASCE)08931321(2008)21:4(272))
- Liu Y., Taylor L.A. Characterization of lunar dust and a synopsis of available lunar stimulants // Planet. and Space Sci. 2011. V. 59. P. 1769–1783.
<https://doi.org/10.1016/j.pss.2010.11.007>
- Loftus D.J., Rask J.C., McCrossin C.G., Tranfield E.M. The Chemical Reactivity of Lunar Dust: From Toxicity to Astrobiology // Earth, Moon and Planets. 2010. V. 107. P. 95–105.
<https://doi.org/10.1007/s11038-010-9376-x>
- Lucke R.L., Henry R.C., Fastie W.G. Far-ultraviolet albedo of the Moon // Astron. J. 1976. V. 81. P. 1162–1169.
<https://doi.org/10.1086/112000>
- Lue C., Halekas J.S., Poppe A.R., McFadden J.P. ARTEMIS observations of solar wind proton scattering off the lunar surface // J. Geophys. Res. Space Phys. 2018. V. 123. P. 5289–5299.
<https://doi.org/10.1029/2018JA025486>
- Mahmood A., Mitchell J.K., Carrier W.D. III. Grain orientation in lunar soil // Proc. 5th Lunar Sci. Conf. 1974. P. 2347–2354. 1974.
- Manka R.H. Plasma and potential at the lunar surface, in Photon and Particle Interactions With Surfaces in Space // Photon and particle interactions with surfaces in space / Ed. Grard R.J.L. D. Reidel Publishing Co., Dordrecht. Holland. 1973. P. 347–361.

- McComas D.J., Allegrini F., Bochsler P., Frisch, Funsten H.O., Gruntman M., Janzen P.H., Kucharek H., Moebius E., P. Reisenfeld D.B., Schwadron N.A.* Lunar backscatter and neutralization of the solar wind: First observations of neutral atoms from the Moon // *Geophys. Res. Lett.* 2009. V. 36. L12104.
<https://doi.org/10.1029/2009GL038794>
- McCoy J.E., Criswell D.R.* Evidence for a high latitude distribution of lunar dust // *Proc. Lunar Sci. Conf., 5th, 1974.* 2991.
- McKay D.S., Morrison D.A.* Lunar breccias // *J. Geophys. Res.* 1971. V. 76. № 23. P. 5658–5669.
- McKay D.S., Ming D.W.* Properties of lunar regolith // *Development in Soil Science.* 1990. V. 19. P. 449–462.
[https://doi.org/10.1016/S1266-2481\(08\)70360-X](https://doi.org/10.1016/S1266-2481(08)70360-X)
- McKay D.S., Heiken G., Basu A., Blanford G., Simon S., Reedy R., French B.M., Papike J.* The Lunar Regolith // *The Lunar Sourcebook / Eds Heiken G.H., Vaniman D.T., French B.M.* N.-Y.: Cambridge Univ. Press, 1991. P. 285–356.
- Mishra S.K., Bhardwaj A.* Photoelectron Sheath on Lunar Sunlit Regolith and Dust Levitation // *Astrophys. J.* 2019. 884: 5.
<https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab3e08>
- Mishra S.K.* Role of photoelectric charge fluctuation in dust detachment from the lunar surface // *Phys. Plasmas* 2020. V. 27. 052901.
<https://doi.org/10.1063/5.0009741>
- Mitrofanov I.G., Sanin A.B., Boynton W.V., Chin G., Garvin J.B., Golovin D., Evans L.G., Harshman K., Kozyrev A.S., Litvak M.L., Malakhov A., Mazarico E., McClanahan T., Milikh G., Mokrousov M., Nandikotkur G., Neumann G.A., Nuzhdin I., Sagdeev R., Shevchenko V., Shvetsov V., Smith D.E., Starr R., Tretyakov V.I., Trombka J., Usikov D., Varenikov A., Vostrukhin A., Zuber M.T.* Hydrogen Mapping of the Lunar South Pole Using the LRO Neutron Detector Experiment LEND // *Science.* 2010. V. 330. P. 483–486.
- Molaro J.L., Byrne S., Langer S.A.* Grain-scale thermoelastic stresses and spatiotemporal temperature gradients on airless bodies, implications for rock breakdown // *J. Geophys. Res. Planets.* 2015. V. 120. P. 255–277.
<https://doi.org/10.1002/2014JE004729>
- Murphy T.W., Jr., Adelberger E.G., Battat J.B.R., Hoyle C.D., McMillan R.J., Michelsen E.L., Samad R.L., Stubbs C.W., Swanson H.E.* Long-term degradation of optical devices on the Moon // *Icarus.* 2010. 208. 31–35.
<https://doi.org/10.1016/j.icarus.2010.02.015>
- Nitter T., Havnes O., Melandsø F.* Levitation and dynamics of charged dust in the photoelectron sheath above surfaces in space // *J. Geophys. Res.* 1998. 103 (A4), 6605–6620.
<https://doi.org/10.1029/97JA03523>
- O'Brien B.J.* Direct active measurements of movements of lunar dust: rocket exhausts and natural effects contaminating and cleaning Apollo hardware on the Moon in 1969 // *Geophys. Res. Lett.* 2009. 36, L09201.
<https://doi.org/10.1029/2008GL037116>
- O'Brien P.O., Byrne S., Zega T.J.* Lunar landscape evolution and space weathering // *50th Lunar Planet. Sci. Conf.* 2019. Contr. № 2132. 2003.pdf.
- Opik E.J., Singer S.F.* Escape of gases from the Moon // *J. Geophys. Res.* 1960. V. 65. P. 3065.
<https://doi.org/10.1029/JZ065i010p03065>
- Olhoeft G.R., Frisillo A.L., Strangway D.W., Sharpe H.* Temperature dependence of electrical conductivity and lunar temperatures // *Moon.* 1974. V. 9. P. 79–87.
<https://doi.org/10.1007/BF00565394>
- Papike J.J., Simon S.B., Laul J.C.* The Lunar Regolith Chemistry, Mineralogy, and Petrology // *Rev. Geophys. and Space Phys.* 1982. V. 20. № 4. P. 761–826.
- Park J.S., Liu Y., Kihm K.D., Taylor L.A.* Micro-morphology and toxicological effect of lunar dust // *Lunar and Planet. Sci.* 2006a. XXXVII. 2193.pdf.
- Park J.S., Liu Y., Kihm K.D., Hill E., Taylor L.A.* Submicron particle size distribution of Apollo 11 lunar dust // *Earth and Space.* ASCE 2006b.
- Peterson W.K., Shelley E.G.* Origin of the plasma in a crosspolar cap auroral feature (Theta aurora) // *J. Geophys. Res.* 1984. V. 89. P. 6729.
- Pieters C.M., Fischer E.M., Rode A. Basu.* Optical effects of space weathering: The role of the finest fraction // *J. Geophys. Res.* 1993. V. 98. № E11. P. 20817–20824.
- Pieters C.M., Noble S.K.* Space weathering on airless bodies // *J. Geophys. Res. Planets.* 2016. V. 121. P. 1865–1884.
<https://doi.org/10.1002/2016JE005128>
- Popel S.I., Zelenyi L.M.* Dusty plasmas over the moon // *J. Plasma Phys.* 2014. V. 80(6). P. 885–893.
<https://doi.org/10.1017/S0022377814000828>
- Popel S.I., Zelenyi L.M., Atamaniuk B.* Dusty plasma sheath-like structure in the region of lunar terminator // *Phys. Plasmas.* 2015. V. 22. № 12. 123701.
<https://doi.org/10.1063/1.4937368>
- Popel S.I., Zelenyi L.M., Golub' A.P., Dubinskii A.Yu.* Lunar dust and dusty plasmas: Resent development, advances, and unsolved problems // *Planet. and Space Sci.* 2018. V. 156. P. 71–84.
<https://doi.org/10.1016/j.pss.2018.02.010>
- Poppe A., Horányi M.* Simulations of the photoelectron sheath and dust levitation on the lunar surface // *J. Geophys. Res.* 2010. V. 115. A08106. P. 1–9.
<https://doi.org/10.1029/2010JA015286>
- Reasoner D.L., Burke W.J.* Measurement of the lunar photoelectron layer in the geomagnetic tail // *Photon and particle interactions with surfaces in space / Ed. Grad R.J.L. D. Reidel Publishing Co., Dordrecht. Holland: 1973. P. 369–387.*
- Rennilson J.J., Criswell D.R.* Surveyor observations of lunar horizon-glow // *Moon.* 1974. V. 10. P. 121–1423.
- Rich F.J., Reasoner D.L., Burke W.J.* Plasma sheet at lunar distance: Characteristics and interactions with the lunar surface // *J. Geophys. Res.* 1973. V. 78. № 34. P. 8097–8112.
<https://doi.org/10.1029/JA078i034p08097>
- Richmond N.C., Hood L.L., Halekas J.S., Mitchell D.L., Lin R.P., Acuca M., Binder A.B.* Correlation of a strong

- lunar magnetic anomaly with a high-albedo region of the Descartes mountains // *Geophys Res Lett.* 2003. V. 30. № 7. 1395.
<https://doi.org/10.1029/2003GL016938>
- Rode O.D., Ivanov A.V. Particle size distribution of regolith samples of LUNA-324 // *Sol. Syst. Res.* 1984. V. 18. P. 1–3.
- Rosenfeld E.V., Korolev A.V., Zakharov A.V. Lunar nanodust: Is it a borderland between powder and gas? // *Adv. Space Res.* 2016. V. 58. P. 560–563.
<https://doi.org/10.1016/j.asr.2016.05.022>
- Rosenfeld E.V., Zakharov A.V. Dust shedding from a dielectric surface in plasma as a result of charge fluctuations // *Phys. Plasmas.* 2018. V. 25. 103703.
<https://doi.org/10.1063/1.5029562>
- Rosenfeld E.V., Zakharov A.V. Charge fluctuations on the sunlit surface of airless bodies and their role in dust levitation // *Icarus.* 2020. V. 338. 113538.
<https://doi.org/10.1016/j.icarus.2019.113538>
- Saito Y., Yokota S., Tanaka T., Asamura K., Nishino M. N., Fujimoto M., Tsunakawa H., Shibuya H., Matsushima M., Shimizu H., Takahashi F., Mukai T., Terasawa T. Solar wind proton reflection at the lunar surface: Low energy ion measurement by MAP-PACE onboard SELENE (KAGUYA) // *Geophys. Res. Lett.* 2008. V. 35. L24205.
<https://doi.org/10.1029/2008GL036077>
- Schwerer F.C., Huffman G.P., Fisher R.M., Nagata T. Electrical conductivity of lunar surface rocks: laboratory measurements and implications for lunar interior temperatures // *Proc. 5th Lunar Sci. Conf.* 1974. P. 2673–2687.
- Severny A.B., Terez E.I., Zvereva A.M. The measurements of sky brightness on Lunokhod-2 // *Moon.* 1975. V. 14. P. 123–128.
- Sheridan T.E., Goree J., Chiu Y.T., Rairden R.L., Kiessling J.A. Observation of dust shedding from material bodies in a plasma // *J. Geophys. Res.* 1992. V. 97. № A3. P. 2935–2942.
- Sheridan T.E., Hayes A. Charge fluctuations for particles on a surface exposed to plasma // *Appl. Phys. Lett.* 2011. V. 98. 091501.
<https://doi.org/10.1063/1.356030>
- Sheridan T.E. Charging time for dust grain on surface exposed to plasma // *J. Appl. Phys.* 2013. V. 113. 143304.
<https://doi.org/10.1063/1.4797481>
- Sickafoose A.A., Colwell J.E., Horányi M., Robertson S. Experimental levitation of dust grains in a plasma sheath // *J. Geophys. Res.* 2002. V. 107 (A11). P. 1–11.
<https://doi.org/10.1029/2002JA009347>
- Singer S.F., Walker E.H. Electrostatic dust transport on the lunar surface // *Icarus.* 1962. V. 1. № 2. P. 112–120.
- Starukhina L. Water detection on atmosphereless celestial bodies: Alternative explanations of the observations // *J. Geophys. Res.* 2001. V. 106. № E7. P. 14701–14710.
- Stubbs T.J., Vondrak R.R., Farrell W.M. A dynamic fountain model for lunar dust // *Adv. Space Res.* 2006. V. 37. P. 59–66.
<https://doi.org/10.1016/j.asr.2005.04.048>
- Stubbs T.J., Vondrak R.R., Farrell W.M. Impact of dust on lunar exploration // *Dust in Planetary Systems, SP-643 / Eds Krüger, H., Graps, A.L.* ESA Publications. 2007a. P. 239–244.
- Stubbs T.J., Vondrak R.R., Farrell W.M., Collier M.R. Prediction of dust concentration in the lunar exosphere // *J. Astronautics.* 2007b. V. 28. № Sup. P. 166–167.
- Stubbs T.J., Glenar D.A., Farrell W.M., Vondrak R.R., Collier M.R., Halekas J.S., Delory G.T. On the role of dust in the lunar ionosphere // *Planet. Space Sci.* 2011. V. 59 (13). P. 1659–1664.
<https://doi.org/10.1016/j.pss.2011.05.011>
- Stubbs T.J., Glenar D.A., Jordan A.P., Wang Y., Vondrak R.R., Collier M.R., Farrell W.M., Zimmerman M.I., Schwadron N.A., Spence, H.E. Interplanetary conditions during the Apollo missions: implications for the state of the lunar environment // *Ann. Meeting of the Lunar Exploration Analysis Group, LPI Contribution.* 2012. № 1685. P. 3019.
- Stubbs T.J., Farrell W.M., Halekas J.S., Burchill J.K., Collier M.R., Zimmerman M.I., Vondrak R.R., Delory G.T., Pfaff R.F. Dependence of lunar surface charging on solar wind plasma conditions and solar irradiation // *Planet. and Space Sci.* 2014. V. 90. P. 10–27.
<https://doi.org/10.1016/j.pss.2013.07.008>
- Tsunakawa H., Takahashi F., Shimizu H., Shibuya H., Matsushima M. Surface vector mapping of magnetic anomalies over the moon using Kaguya and Lunar Prospector observations // *J. Geophys. Res.* 2015. V. 120:1160–1185.
<https://doi.org/10.1002/2014JE004785>
- Tsurutani B.T., Jones D.E., Sibeck D.G. The two-lobed structure of the distant (X > 200 RE) magnetotail // *Geophys. Res. Lett.* 1984a. V. 11. P. 1066.
- Tsurutani B.T., Jones D.E., Slavin J.A., Sibeck D.G., Smith E.J. Plasma sheet magnetic fields in the distant tail // *Geophys. Res. Lett.* 1984a. V. 11. P. 1062.
- Vaniman D., Reedy R., Heiken G., Olhoef G., Mendell W. The Lunar environment // *Lunar Sourcebook / Ed. Heiken, G.H., Vaniman, D.T., French, B.M.* Cambridge Univ. Press. 1991. P. 27. http://www.lpi.usra.edu/publications/books/lunar_sourcebook/
- Vanoman D., Reedy R., Heiken G., Olhoef G., Mendel W. The lunar environment // *Lunar Sourcebook / Ed. Heiken G.H., Vaniman D.T., French B.M.* N.-Y.: Cambridge Univ. Press, 1991. P. 27–60.
- Vaverka J., Richterová I., Pavlu J., Šafránková J., Němeček Z. Lunar surface and dust grain potentials during the Earth's magnetosphere crossing // *Astrophys. J.* 2016. 825:133 (10 pp).
<https://doi.org/10.3847/0004-637X/825/2/133>
- Wang X., Horanyi M., Robertson S. Experiments on dust transport in plasma to investigate the origin of the lunar horizon glow // *J. Geophys. Res.* 2009. V. 114. A05103.
<https://doi.org/10.1029/2008JA013983>
- Wieser M., Barabash S., Futaana Y., Holmström M., Bhardwaj A., Sridharan R., Dhanya M.B., Wurz P., Schaufelberger A., Asamura K. Extremely high reflection of solar wind protons as neutral hydrogen atoms from regolith

- in space // *Planet. Space Sci.* 2009. V. 57. P. 14–15.
<https://doi.org/10.1016/j.pss.2009.09.012>
- Whipple E.C.* Potentials of surfaces in space // *Rep. Prog. Phys.* 1981. V. 44. P. 1197–1250.
- Willis R.F., Anderegg M., Feuerbacher B., Fitton B.* Photo-emission and secondary electron emission from lunar surface material // Photon and particle interactions with surfaces in space / Ed. Grard R.J.L., D. Reidel Puftayblishing Co., Dordrecht, Holland. 1973. P. 389–401.
- Wooden D.H., Cook A.M., Colaprete A., Glenar D.A., Stubbs T.J., Shirley M.* Evidence for a dynamic nanodust cloud enveloping the Moon // *Nature Geoscience Letters*. 2016. 9, 665–668.
<https://doi.org/10.1038/ngeo2779>
- Wurz P., Rohner U., Whitby J.A., Kolb C., Lammer H., Dobnikar P., Martín-Fernández J.A.* The lunar exosphere: The sputtering contribution // *Icarus*. 2007. V. 191. P. 486–496.
<https://doi.org/10.1016/j.icarus.2007.04.034>
- Zelenyi L.M.* Milestones of the Russian space program for the decade 2016-2025 // *The Seventh Moscow Solar System Symp., (7M-S3). Abstracts of Papers.* Moscow. 2016.
- Zimmerman M.I., Jackson T.L., Farrell W.M., Stubbs T.J.* Plasma wake simulations and object charging in a shadowed lunar crater during a solar storm // *J. Geophys. Res.* 2012. V. 117. E00K03.
<https://doi.org/10.1029/2012JE004094>
- Zook H.A.* The state of meteoritic matter on the moon // *Proc. Lunar Sci. Conf.* 6th. 1975. P. 1653–1672.
- Zook H.A., McCoy J.E.* Large-scale lunar horizon glow and a high altitude lunar dust exosphere // *Geophys. Res. Lett.* 1991. V. 18. P. 2117–2120.
- Zook H.A., Potter A.E., Cooper B.L.* The lunar dust exosphere and Clementine lunar horizon glow // *Lunar and Planet. Sci.* 1995. V. 26. P. 1577–1578.

УДК 520.6523.4-36

ОБ ИЗУЧЕНИИ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ПЕРЕМЕННОСТИ СОСТАВА ВЕЩЕСТВА ЛУНЫ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО ГАММА-СПЕКТРОСКОПИИ НА БОРТУ МОБИЛЬНОГО АППАРАТА С ПРИМЕНЕНИЕМ МЕТОДА “МЕЧЕННЫХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ”

© 2020 г. А. Б. Санин^а, *, И. Г. Митрофанов^а, Б. Н. Бахтин^а, М. Л. Литвак^а, А. А. Аникин^а, Д. В. Головин^а, С. Ю. Никифоров^а

^аИнститут космических исследований РАН, Москва, Россия

*E-mail: sanin@nr.cosmos.ru

Поступила в редакцию 13.12.2019 г.

После доработки 16.04.2020 г.

Принята к публикации 13.07.2020 г.

В статье предложен метод “меченых космических частиц”, использующий естественный поток высокоэнергичных частиц ГКЛ для изучения состава приповерхностного слоя грунта небесного тела методами гамма-спектрометрии с высоким пространственным разрешением порядка нескольких десятков сантиметров. Рассмотрены результаты численного моделирования чувствительности прибора, реализующего предложенный метод, к определению типа изучаемого грунта. При работе на борту мобильного космического аппарата (лунохода) на поверхности лишенных атмосферы небесных тел, например, Луны или астероида, такой научный прибор позволит как выделить отдельные объекты с отличным от окружающей поверхности элементарным составом, так и построить профиль или даже карту локальной переменности элементарного состава грунта.

Ключевые слова: гамма-спектрометрия, космические лучи, планеты, грунт, моделирование

DOI: 10.31857/S0320930X20060055

ВВЕДЕНИЕ

Изучение распределения основных породообразующих химических элементов таких, как Fe, Ti, Ca, Si, Mg, Al, O и др., естественных радиоактивных элементов (K, Th и U), а также летучих соединений, например, водяного льда, предоставляет важную информацию об условиях формирования и эволюции небесных тел. Построить глобальные карты распределения указанных элементов и соединений по поверхности небесных тел с тонкой атмосферой или лишенных ее вовсе позволяют методы ядерной физики. Измерения с орбиты потоков нейтронов, рентгеновских и гамма-лучей позволяют определить концентрацию основных породообразующих элементов в верхнем слое грунта толщиной от нескольких сантиметров до глубины порядка одного метра, в зависимости от типа детектируемых частиц и их энергии.

Поверхность таких небесных тел непрерывно подвергаются воздействию энергичных заряженных частиц Солнечных и Галактических космических лучей (СКЛ и ГКЛ, соответственно). Бла-

годаря своей высокой энергии частицы ГКЛ проникают в приповерхностный слой грунта и производят целый каскад вторичных частиц на глубины до нескольких метров. Образовавшиеся в этом каскаде вторичные нейтроны блуждают в грунте и теряют энергию взаимодействуя в разнообразных процессах. Сталкиваясь с ядрами породообразующих элементов нейтроны теряют энергию и переводят их в возбужденное состояние в результате неупругого рассеяния. Возбужденные ядра переходят в основное состояние испуская характерные для каждого из них гамма-кванты. Кроме того, замедлившиеся до тепловых энергий нейтроны могут быть захвачены ядрами с образованием нестабильных изотопов, которые распадаясь также испускают характерные для них гамма-кванты. Другие характеристические гамма-кванты испускаются при распаде естественных радиоактивных элементов, всегда присутствующих в грунте небесного тела. Некоторое количество образовавшихся гамма-квантов и нейтронов способно покинуть поверхность небесного тела и свободно достичь детектора, расположенного на борту посадочного или орбитального космиче-

ского аппарата (Reedy и др., 1973; Reedy, 1978; Masarik, Reedy, 1996). Из анализа спектральных линий в зарегистрированных спектрах можно количественные оценки содержания в грунте тех ядер, которые их испустили. Анализ нейтронных спектров позволяет определить концентрацию в грунте водородсодержащих соединений, таких как вода или водяной лед. Впервые подобные методы изучения состава поверхности небесного тела были применены на борту советских космических аппаратов (КА) Луна-10 и Луна-12 (Виноградов и др., 1966). Впоследствии, научные инструменты, содержавшие нейтронные, рентгеновские и гамма-детекторы предоставили важную информацию о составе грунта Луны, Меркурия, Венеры, Марса, астероидов и кометы (см., например, Surkov и др., 1986; Metzger и др., 1973; Boynton и др., 2002; 2006; Prettyman и др., 2006; 2012; Goldsten и др., 2007; Litvak и др., 2008; Mitrofanov и др., 2010; Hasebe и др., 2010).

В настоящее время все чаще обсуждаются идеи пилотируемых полетов на Луну и в перспективе на Марс. В значительной степени возможность и стоимость реализации регулярной пилотируемой программы зависит от разумности выбора места расположения будущей базы, которое следует выбирать, основываясь на информации о разведанных локальных полезных ресурсах. Огромные массивы научных данных, полученных в том числе и в ходе проведения орбитальной нейтронной и гамма-спектрометрии Луны и Марса, позволяют обсуждать выбор потенциальных мест посадки. Однако, пространственное разрешение таких данных не превышает 10 км. Поэтому, представляется разумным проводить детальные исследования обнаруженных с орбиты интересных участков поверхности с борта стационарных или мобильных посадочных КА. Для этого в состав полезной нагрузки таких КА, наряду с другими приборами, могут быть включены нейтронные и гамма-спектрометры. Поскольку ресурс КА всегда ограничен и выбор конкретных наиболее важных и интересных объектов исследований должен быть проведен оперативно, актуальной является такая оптимизация спектрометров, которая позволяет получать максимально статистически достоверные данные за минимальное время накопления сигнала, т.е. предоставляют данные с наилучшим соотношением сигнал/фон. Кроме того, мобильный КА может относительно быстро проезжать локальные участки поверхности, грунт которых имеет важные особенности, и время определения этих особенностей должно быть достаточно коротким не только для определения самого факта наличия особенности, но и для воз-

можности изменить программу работы для детального изучения обнаруженной особенности. Выбор объекта исследования будет неполон, если он будет основан только лишь на внешнем виде объекта. Важное дополнение несет информация о его химическом составе и о том, на сколько он отличается от состава окружающих объектов. Любая неоднородность в химическом составе поверхности или какого-то объекта может сделать его предметом детального изучения. Конечно, средний состав поверхности в месте посадки лунохода будет примерно известен по орбитальным ИК-, УФ-, гамма- и нейтронным измерениям, однако, для подготовки пилотируемых экспедиций и строительства лунной базы, может потребоваться детальное изучение не только самой поверхности, но и подповерхностных слоев лунного грунта на масштабах от нескольких метров до километров, доступных только с борта лунохода. В состав его полезной нагрузки должен входить максимально широкий набор инструментов – ИК- и УФ-спектрометры, дающих информацию о поверхности объекта исследования, гамма- и нейтронные спектрометры, позволяющие заглянуть на десятки сантиметров под поверхность, и, возможно, радар, дающий представление о слоях грунта на глубины от метров до сотен метров. Используя такой набор информации, можно будет приоритизировать объекты исследования не только на поверхности Луны, но и на некоторой глубине, доступной для взятия образцов посредством, например, бурения. Гамма-спектрометр – это еще один инструмент, позволяющий не просто посмотреть на исследуемый объект снаружи, но и определить его состав на глубину до нескольких десятков сантиметров.

МЕТОД “МЕЧЕНЫХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ”

Получение наиболее статистически достоверной информации (наилучшее отношение сигнал/фон) за отведенное время измерений всегда является одной из актуальнейших задач в науке, в том числе и в гамма-спектроскопии. В планетной гамма-спектрометрии измеряются спектры гамма-лучей, рожденных теми или иными субатомными частицами в том объеме вещества, в который они способны проникнуть. Обычно, таким первичными частицами являются высокоэнергичные заряженные частицы ГКЛ. Так как используется естественный постоянный источник первичного излучения, данный метод спектрометрии можно называть пассивным. Иногда в экспериментах на борту посадочных КА приме-

няют активный метод, когда первичные частицы создаются искусственно, например, нейтронными генераторами, дающими в нужный момент времени изотропный поток быстрых нейтронов (Litvak и др., 2008).

Частицы ГКЛ, и нейтроны обладают большой проникающей способностью и возбуждают гамма-излучение не только в грунте изучаемого небесного тела, но и в элементах конструкции КА и самого прибора-спектрометра. Многие химические элементы, входящие в состав КА и прибора, обычно содержатся в изучаемом грунте (например, алюминий, железо, титан, магний, углерод, водород и т.д.). Очевидно, что положение характеристических гамма-линии в спектре совпадают в том и другом случае. Значит, для правильной оценки концентрации указанных химических элементов спектр излучения КА является фоновым, и следует найти способ отделить его от спектра излучения грунта. Один из методов – измерение на перелете к небесному телу спектра, регистрируемого гамма-излучения КА, и использование этого спектра для коррекции измерений выполненных после посадки на поверхность. Этот метод сложно осуществим, так как на перелете КА значительная (от 50% и более) часть массы аппарата представляет собой топливо, которая израсходуется при посадке, и, возможно, частей конструкции, которые не окажутся на поверхности. Значит, спектр гамма-излучения КА после посадки будет значительно отличаться от измеренного на перелете. Что потребует привлечения модельнозависимых вычислений. Другой способ – применение в приборе массивных коллимационных экранов вокруг детекторов. Недостаток этого метода в том, что сами массивные экраны также являются источниками локального фона нейтронного и гамма-излучения, который трудно измерить или смоделировать во время наземных предполетных калибровок спектрометра. Эти способы приходится применять при орбитальных измерениях.

В случае измерений на поверхности можно, например, применить так называемый метод “меченых частиц”. Он основан на использовании нейтронного генератора для возбуждения гамма-излучения грунта. Но в отличие от обычного метода активного облучения грунта, в методе “меченых нейтронов” отбираются (метятся) только те нейтроны, которые вылетели из источника в направлении изучаемого объекта, и те гамма-кванты, регистрация которых была синхронизована по времяпролетной методике с “мечеными нейтронами”. Изменяя положение временного окна относительно момента регистрации “меченого нейтрона”, можно просканировать изучаемый

объект в глубину. Этот метод широко используется на Земле, например, в геологоразведке (Alexakhin и др., 2015) и системах таможенного контроля (Pesente и др., 2007). Он нашел отражение в разработке новейших космических научных приборов (Litvak и др., 2019). К недостаткам метода следует отнести необходимость использования сложного в изготовлении нейтронного генератора, позволяющего не только получать поток нейтронов, но и “метить” их долю, вылетающую в нужном телесном угле.

Коллективом авторов данной статьи было предложено использовать естественный поток ГКЛ для получения потока “меченых” частиц – “меченых космических лучей”. Используя схему совпадения из двух детекторов заряженных частиц, которую можно назвать протонным телескопом, можно из изотропного потока ГКЛ, падающих на поверхность небесного тела, отбирать только частицы, прошедшие через оба детектора. Варьируя площадь детекторов, расстояние между ними и высоту над поверхностью, можно выделять из общего потока ГКЛ только частицы, которые облучили изучаемый участок грунта. Если после факта регистрации частицы ГКЛ обоими детекторами открывать для регистрации гамма-кванта короткое временное окно, то можно ожидать, что зарегистрированный гамма-спектрометром фотон скорее всего пришел из изучаемого участка грунта. Выбирая разумно короткую длительность временного окна, можно минимизировать количество регистраций фоновых гамма-квантов, родившихся вне изучаемого участка грунта, но случайно зарегистрированных гамма-детектором в течение выбранного временного окна.

Работающий по предложенной схеме гамма-спектрометр относительно прост в изготовлении и не создает дополнительного собственного радиационного фона, но позволяет достигнуть лучшего пространственного разрешения, чем простой пассивный гамма-детектор. Он также позволяет практически полностью исключить фоновое излучение от КА. Прибор может быть использован на борту стационарного или мобильного КА на поверхности любого небесного тела с тонкой атмосферой или без нее. Отсутствие у небесного тела плотной атмосферы, аналогичной земной или венерианской, является критически важным условием для достижения космическими лучами ее поверхности.

Таким образом, представляется оптимальным выбор прибора на основе метода “меченых космических лучей” для размещения на борту стационарного или мобильного посадочного КА. Первые лабораторные измерения с макетом косми-

ческого гамма-спектрометра, основанного на предложенном методе, были проведены на протонном пучке фазотрона ЛЯП ОИЯИ в 2018 г. (Mitrofanov и др., 2019) и продолжены в 2019 г. (Митрофанов и др., 2019). Они подтвердили перспективность этого метода. Ниже обсуждаются особенности проведения эксперимента с таким прибором на борту мобильного посадочного КА на поверхности Луны.

ОЦЕНКА ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ МЕТОДА

Очевидно, что определение чувствительности предлагаемого метода является важной задачей для решения вопроса о его практической применимости. Чувствительность гамма-спектрометра к характеристическим линиям излучения определяется в основном следующими факторами: величиной статистической обеспеченности каждой измеряемой спектральной линии и уровнем фонового излучения в ее спектральной окрестности. Но первоочередным является следующий вопрос. Предлагаемый метод накопления спектра гамма-квантов, пришедших в коротком временном окне после регистрации заряженной частицы ГКЛ, способен предоставить спектры гамма-излучения, возникающего в реакциях неупругого рассеяния и/или скола ядер энергичными частицами ГКЛ. Большое количество характеристических линий, возникающих, например, в реакциях захвата медленных нейтронов или радиоактивного распада нестабильных изотопов, остаются недоступны этому методу. Поэтому следует определить, возможно ли в принципе используя только неупругие характеристические линии различить типы лунного грунта?

Для ответа на этот и другие связанные вопросы, было проведено численное моделирование спектральной плотности потока гамма-излучения от двух реальных типов грунта Луны и от возможной конструкции посадочного КА с типичным химическим составом. Для моделирования был использован инструментарий для моделирования прохождения элементарных частиц через вещество с использованием методов Монте-Карло — Geant4 версии 10.06.b01. Был выбран однородный железистый анортозитный (FAN, Lawrence и др., 2006) состав лунного реголита, соответствующий высокогорным и полярным районам, с содержанием водорода около 100 промилле по массе и температурой 100 К. Второй выбранный тип выбранного грунта — один из вариантов “морских” лунных грунтов, полученный из анализа образцов породы в районе посадки КА Apollo-11 (A11, Lawrence и др., 2006). Такой тип грунта был выбран

потому, что средний атомный вес ядер составляющих его химических элементов в наибольшей степени отличается от грунтов другого типа. Известно, что этот параметр является одним из основных факторов, коррелирующих с производством в грунте частицами ГКЛ вторичных нейтронов и гамма-квантов. На производство вторичных нейтронов влияет концентрация тяжелых химических элементов (например, железа), с высоким сечением образования быстрых нейтронов в реакциях скола ядер частицами ГКЛ и неупругих реакциях с другими быстрыми нейтронами. Так, концентрация железа в грунте A11 в 8.6 раза выше, чем в грунте FAN. Концентрации магния также сильно отличаются, их отношение составляет 9.4 раза в пользу грунта A11. Очень сильно различаются концентрации титана, их отношение составляет почти 60 раз в пользу грунта A11 при концентрации менее 5% по массе. Кроме того, концентрация тяжелых и редкоземельных элементов, таких как железо, кадмий, самарий, гадолиний и т.п., обладающих большим сечением поглощения тепловых нейтронов, сильно влияет на поглощение таких нейтронов. Концентрация самария и гадолиния отличается для этих грунтов еще сильнее, так как они отсутствуют в грунте FAN. Плотность потока быстрых и тепловых нейтронов влияют на производство гамма-квантов в реакциях неупругого рассеяния и захвата, соответственно. Поэтому из сопоставления химического состава указанных типов грунта можно ожидать существенного различия спектральных распределений потока гамма-излучения от них. Химический состав рассмотренных грунтов показан для справки в табл. 1. Грунты с промежуточными значениями концентрации указанных элементов будут производить и промежуточные значения потоков нейтронов и гамма-квантов.

Энергетическое распределение протонов и альфа-частиц в спектре ГКЛ было описано с помощью модели, описанной в работе Usoskin и др., 2017 с величиной потенциала модуляции $\phi = 550$ MV, соответствующей солнечной активности начала восходящей ветви нового цикла после минимума. Вклад более тяжелых частиц космических лучей в модели не учитывался. Такая модель предсказывает изотропный всенаправленный поток частиц ГКЛ, равный 3.6 частиц $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ среди которых 91.52% составляют протоны и 8.47% — альфа-частицы.

С помощью численного моделирования было получено, что под действием указанного потока ГКЛ из поверхности грунта FAN выходит полный поток гамма-излучения, равный 4.2 фотон $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$, а в окне “послесвечения” 0–100 нс после попада-

Таблица 1. Массовая доля химических элементов, входящих в состав грунтов FAN и A11 (воспроизведен из статьи Lawrence и др., 2006)

Элемент	Грунт A11	Грунт FAN
O	0.4252	0.4560
Na	0.0035	0.0045
Mg	0.0478	0.0051
Al	0.0666	0.1763
Si	0.1963	0.2066
Ca	0.0839	0.1359
Ti	0.0476	0.0008
Mn	0.0016	0.0000
Fe	0.1275	0.0148
Sm	1.38×10^{-5}	0.0000
Gd	1.80×10^{-5}	0.0000

ния частицы ГКЛ в грунт, из него выходит поток, составляющий $3.5 \text{ фотон см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Для грунта A11 полный поток равен $4.4 \text{ фотон см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ и поток в указанном окне “послесвечения” составляет $3.6 \text{ фотон см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, соответственно. Временное окно “послесвечения” 0–100 нс (для краткости можно назвать “коротким окном”) было выбрано исходя из того, что основное количество реакций скола ядер, неупругих взаимодействий с быстрыми нейтронами и испускания гамма-квантов ядрами при переходе из возбужденного состояния в основное за это время успевают произойти и возникшие в результате фотоны успевают достичь детектора. Более подробно то, какие процессы в различные моменты времени ответственны за производство в грунте гамма-квантов, рассмотрены в работе Mitrofanov и др., 2019.

Полученные в результате моделирования спектры гамма-излучения, выходящего из поверхности рассмотренных грунтов, в интегральном потоке и “коротком” временном окне “послесвечения” показаны на рис. 1 и 2, соответственно. В табл. 2 приведен список наиболее сильных гамма-линий, их интенсивностей и изотопов элементов, ответственных за излучение

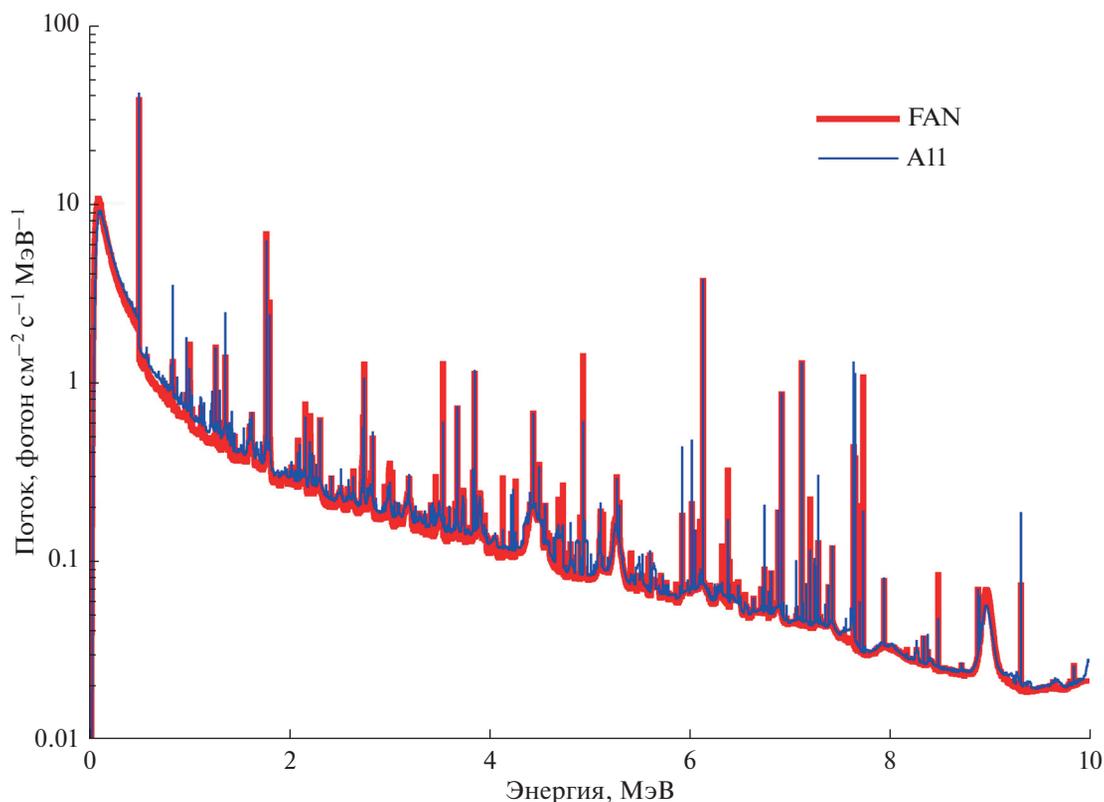


Рис. 1. Спектральная плотность полного потока гамма-излучения, выходящего из грунтов FAN (толстая красная линия) и A11 (тонкая синяя линия).

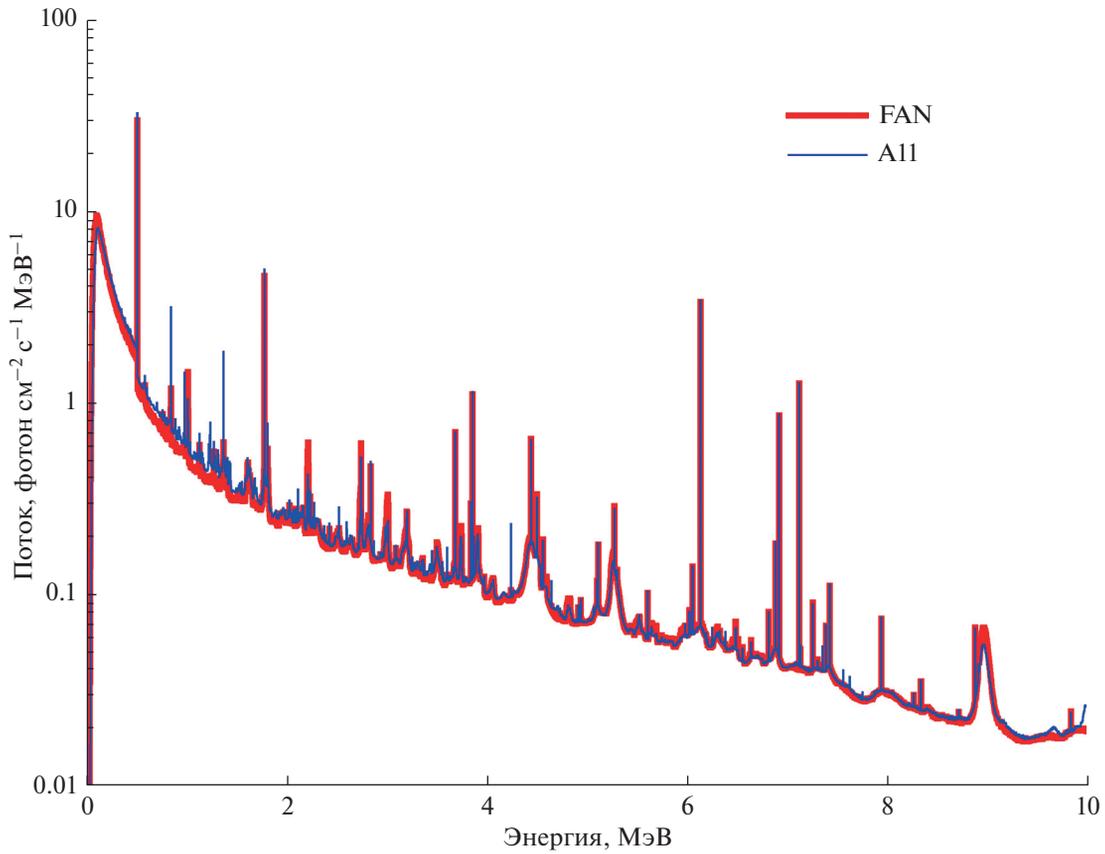


Рис. 2. Спектральная плотность потока гамма-излучения, выходящего из грунтов FAN (толстая красная линия) и A11 (тонкая синяя линия), во временном окне 0–100 нс после попадания частицы ГКЛ в грунт.

Таблица 2. Список гамма-линий хорошо различимых в “коротком” временном окне, которые можно использовать для отождествления грунтов A11 и FAN

Энергия МэВ	Интенсивность, фотон см ⁻² с ⁻¹ МэВ ⁻¹				Источник	Номер на рис. 6 и 8
	A11		FAN			
	“короткое” окно	интегральное окно	“короткое” окно	интегральное окно		
0.8467	4.75	5.21	1.13	1.17	⁵⁶ Fe*	1
0.9835	1.63	2.11	0.14	0.43	⁴⁸ Ti*	2
1.0144	0.92	1.34	1.84	2.072	²⁷ Al(n,γ)	3
1.2383	0.63	0.63	0.05	0.05	⁵⁶ Fe(n,γ)	4
1.3686	2.59	3.69	0.25	1.625	²⁴ Mg(n,γ), ²⁴ Na	5
1.7790	4.60	5.81	4.30	6.46	²⁸ Si*, ²⁸ Al, ²⁶ Mg* (1.7798)	6
2.2110	0.19	0.20	0.40	0.40	²⁷ Al(n,γ)	7
3.0040	0.09	0.09	0.19	0.19	²⁷ Al(n,γ)	8

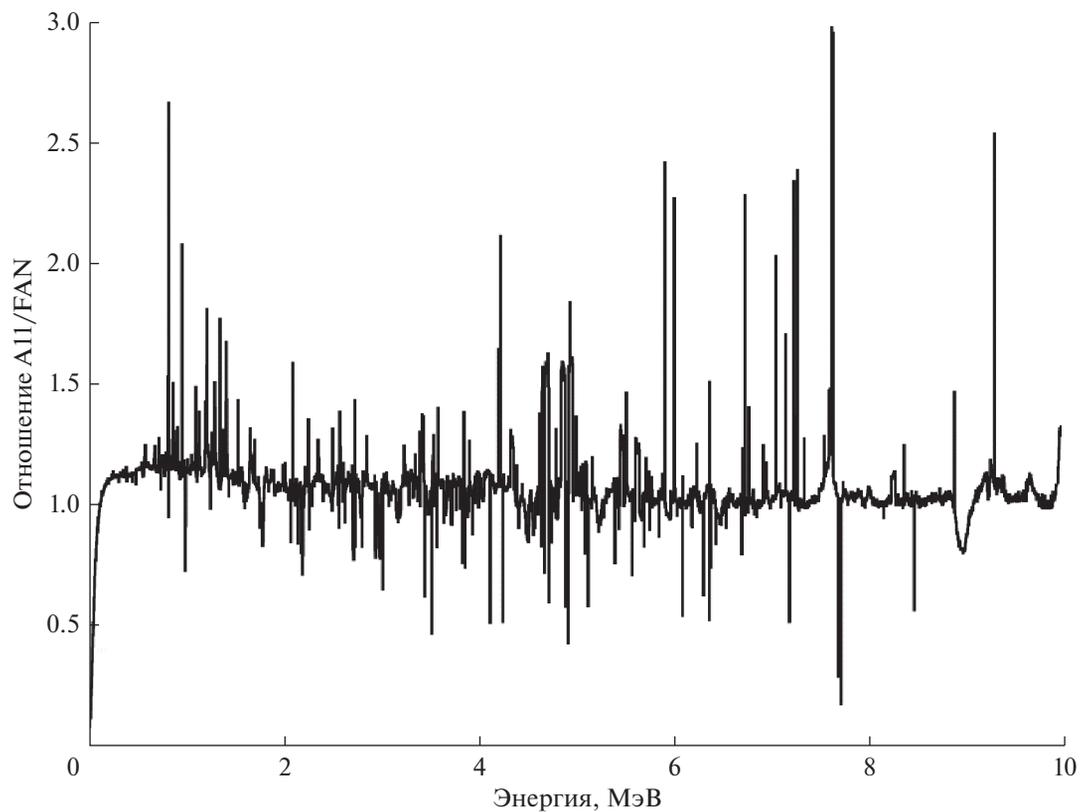


Рис. 3. Отношение спектральных плотностей полного потока гамма-излучения от грунта А11 к грунту FAN.

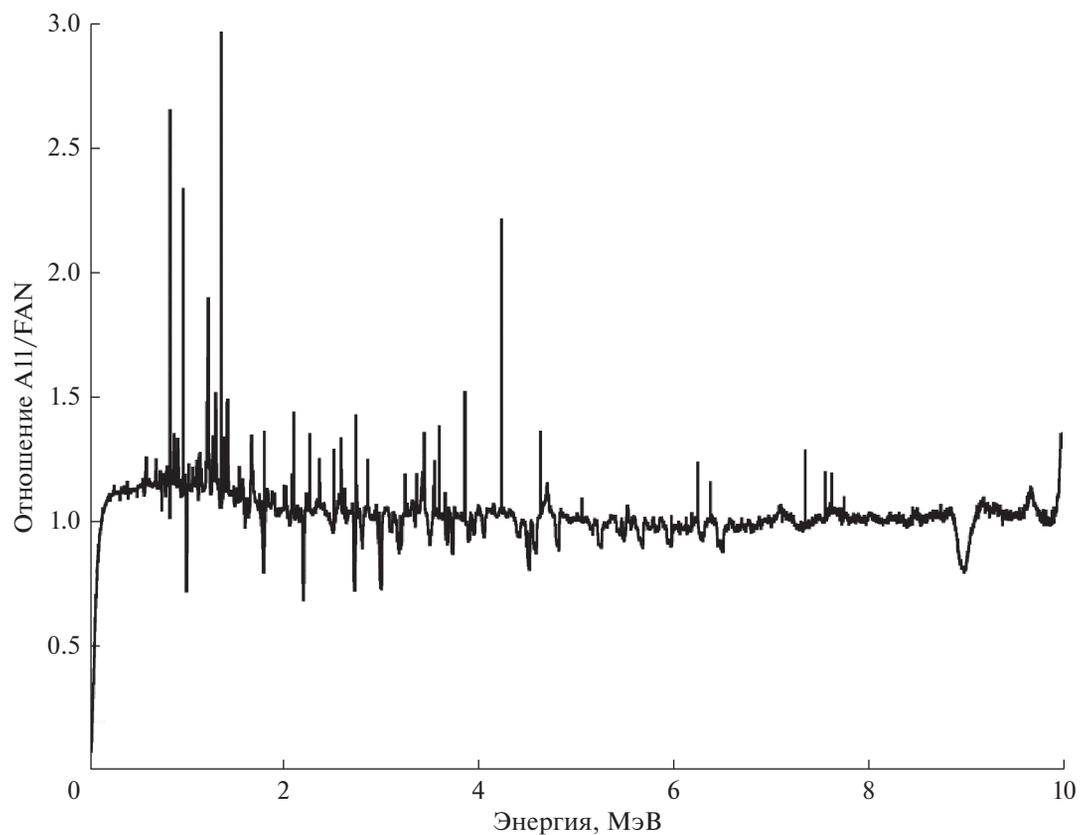


Рис. 4. Отношение спектральных плотностей потока гамма-излучения от грунта А11 к грунту FAN во временном окне 0–100 нс.

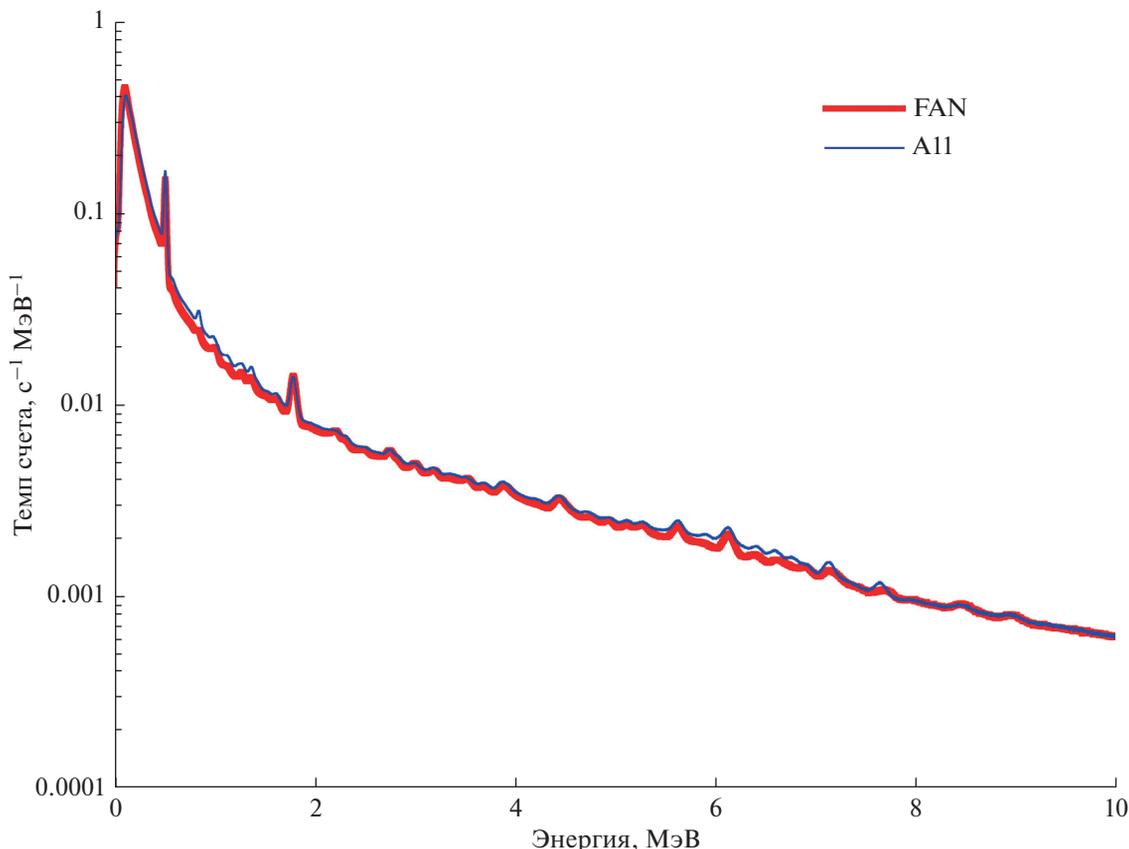


Рис. 5. Спектр скорости счета гамма-квантов в детекторе CeBr_3 , полученный в результате регистрации полных потоков гамма-излучения от грунтов FAN (толстая красная линия) и A11 (тонкая синяя линия).

данных ядерных линий. Очевидно, что наиболее сильное различие интенсивностей линий наблюдается для тех элементов, концентрации которых в грунтах различаются наиболее сильно – магний, алюминий, титан и железо. Эти элементы можно назвать ядерно-физическими маркерами данных типов грунтов. Среди большого количества спектральных линий, наблюдаемых в полном потоке излучения, присутствует несколько десятков линии с заметно различающейся интенсивностью, которые соответствуют элементам-маркерам рассмотренных типов грунтов и излучаются во всех возможных процессах от неупругого рассеяния до радиоактивного распада. Эти линии хорошо заметны на рис. 3 (отношение спектра потока от грунта A11 к спектру потока от грунта FAN), как резкие выбросы вверх или вниз относительно континуума. Однако большинство указанных ядерных линий также генерируются веществом КА, которое также содержит в своем составе аналогичные элементы (Al, Mg, Fe, Ti, O и т.д.) и также подвергается бомбардировке энергичными частицами ГКЛ.

Основной целью проведенного моделирования было выяснить, возможно ли при изучении спектров гамма-лучей в “коротком” временном окне “послесвечения” найти достаточное количество спектральных линий, рожденных в процессах неупругого рассеяния нейтронов на ядрах элементов-маркеров? Оказалось, что действительно, в этом окне можно найти более 30 различных линий (рис. 4), рождающихся в течение короткого времени после воздействия на вещество заряженной частицы ГКЛ в процессах неупругого рассеяния нейтронов, и интенсивность которых существенно меняется при переходе от одного типа грунта к другому. Естественно, что линии с наибольшим различием интенсивности, обусловленные своим рождением ядрам элементов-“маркеров”, в наибольшей степени интересны для определения типа изучаемого грунта.

Этот вывод получен из численного анализа спектральной плотности потока гамма-лучей. Однако на практике всегда приходится анализировать экспериментальные данные регистрации фотонов тем или иным детектором со своим

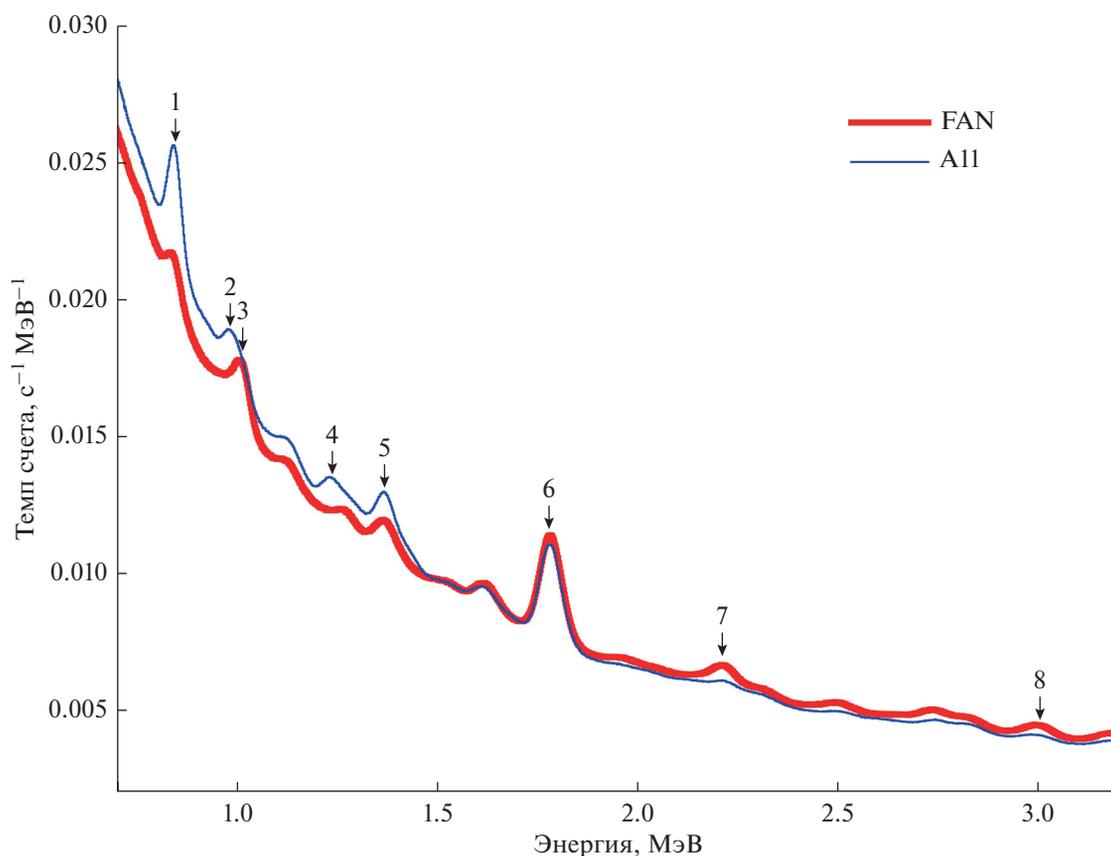


Рис. 6. Спектры скорости счета гамма-квантов в детекторе CeBr_3 в диапазоне 700 кэВ–3.2 МэВ, полученные в результате регистрации потоков гамма-излучения от грунтов FAN (толстая красная линия) и A11 (тонкая синяя линия), в “коротком” временном окне. Отмечены положения линий-“маркеров” (табл. 2), позволяющих идентифицировать грунт.

энергетическим разрешением и своей функцией чувствительности. Поэтому, было выполнено численное моделирование спектров отсчетов, возникающих в детекторе на основе сцинтилляционного кристалла CeBr_3 , при регистрации спектров полного потока гамма-лучей (рис. 5) и спектров гамма-лучей в “коротком” окне “запаздывания” от грунтов A11 и FAN. На рис. 6 показаны полученные спектры в энергетическом диапазоне 0.7–3.2 МэВ с указанием линий, позволяющих идентифицировать типы грунта. Несмотря на то, что детекторы, основанные на сцинтилляционных кристаллах CeBr_3 , обладают одним из самых высоких энергетических разрешений среди данного типа детекторов (~4% FWHM на энергии 662 кэВ), на рис. 5 и 6 хорошо заметны только наиболее интенсивные линии. Более того, анализ измеренных спектров осложняется тем, что существуют случаи, когда в пределах разрешающей способности детектора находятся несколько линий, образованных изотопами различных хими-

ческих элементов. Тем не менее, при условии хорошей статистической обеспеченности, спектры, экспериментально измеренные с помощью данного типа детекторов, вполне могут быть использованы не только для идентификации типа грунта, но и для определения содержания в них основных породообразующих химических элементов.

Ситуация существенно улучшается в случае использования детектора на основе высокоочищенного германия. Благодаря чрезвычайно высокому энергетическому разрешению, данный тип детекторов существенно облегчает идентификацию и анализ интенсивностей гамма-линий (рис. 7). Пример отношения рассчитанных спектров отсчетов, полученных в германиевом детекторе при регистрации гамма-излучения от грунтов A11 и FAN, показан на рис. 8. Очевидно, что благодаря высокому энергетическому разрешению детекторы этого типа предпочтительны для гамма-спектрометрии на борту КА на поверхности Луны. Однако их применение в космических условиях

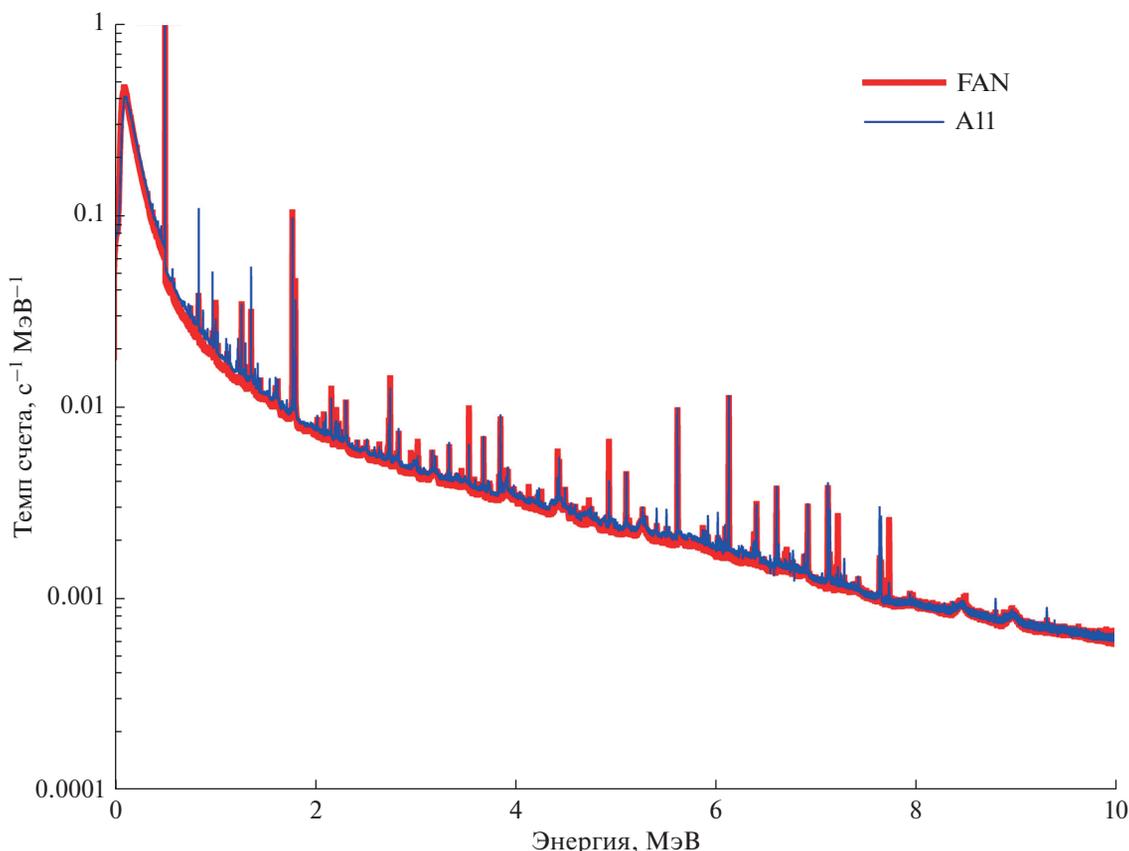


Рис. 7. Спектр скорости счета гамма-квантов в полупроводниковом детекторе на основе высокочистого германия, полученный в результате регистрации полных потоков гамма-излучения от грунтов FAN (толстая красная линия) и A11 (тонкая синяя линия).

осложнено тем фактом, что они требуют криогенной системы охлаждения, которая для условий космического применения оказывается дорогой, массивной и сложной в реализации.

ВЫВОДЫ

Предложен метод “меченых космических частиц”, использующий естественный поток высокоэнергичных частиц ГКЛ для изучения состава приповерхностного слоя грунта небесного тела с высоким пространственным разрешением порядка нескольких десятков см, намного превышающем разрешение обычного пассивного детектора гамма-излучения. При установке на борту мобильного КА на поверхности астероида или Луны научный прибор, реализующий этот метод, позволяет выделить для дальнейшего изучения другими инструментами отдельные объекты с отличным от окружающей поверхности внутренним элементным составом и построить профиль (или даже карту) локальной переменности элементного состава грунта. Причем данный научный при-

бор предоставляет информацию об элементном составе на глубину до нескольких десятков сантиметров. Показано, что для получения информации о составе грунта могут использоваться характеристические гамма-линии, возникающие в основном в реакциях неупругого рассеяния нейтронов на ядрах основных породообразующих элементов, таких как алюминий, железо, магний, титан и др. (табл. 2). Проверено, что указанных линий достаточно для отождествления элементов-“маркеров”, изменение количества которых позволяет определить тип изучаемого грунта.

Численное моделирование регистрации гамма-излучения в полном потоке и “коротком” временном окне “запаздывания” относительно моментов воздействия ГКЛ на вещество показало потенциальную возможность применения сцинтилляционных детекторов (например, на основе кристалла CeBr_3) для экспериментальной реализации предлагаемого метода. Полупроводниковые детекторы на основе высокочистого германия обладают значительно более высоким энергетиче-

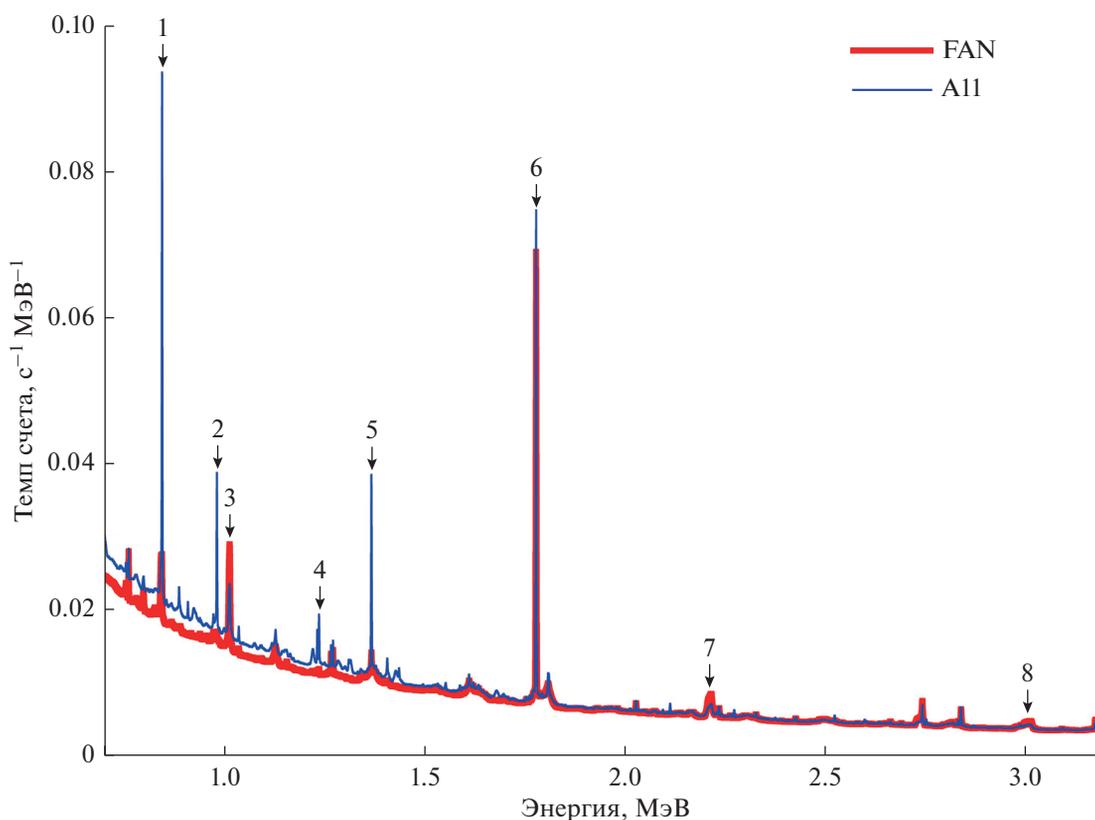


Рис. 8. Спектры скорости счета гамма-квантов в полупроводниковом детекторе на основе высокоочищенного германия в диапазоне 700 кэВ–3.2 МэВ, полученные в результате регистрации потоков гамма-излучения от грунтов FAN (толстая красная линия) и A11 (тонкая синяя линия), в “коротком” временном окне. Отмечены положения линий-“маркеров” (табл. 2), позволяющих идентифицировать грунт.

ским разрешением и позволяют существенно облегчить задачу по отождествлению зарегистрированных гамма-линий и идентификации соответствующих им элементов. Однако, для данного типа детекторов требуется охлаждение до криогенных температур. Это серьезно увеличивает массу научного прибора, усложняет его изготовление и накладывает ограничения на возможности использования в конкретных космических миссиях. Можно предположить, что реализация ближайшей перспективной миссии с автоматическим “Луноходом-геологом” будет включать эксперимент с гамма-спектрометром с мечеными заряженными частицами ГКЛ, основанный на применении сцинтилляционного детектора на основе кристалла CeBr_3 и детектор заряженных частиц типа “протонного телескопа”.

Авторы благодарят Российский научный фонд за поддержку исследований, результаты которых представлены в данной статье (грант РНФ № 18-12-00487).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Виноградов А.П., Сурков Ю.А., Чернов Г.М. Исследования интенсивности и спектрального состава гамма-излучения Луны на автоматической станции Луна-10 // Докл. АН СССР. 1966. Т. 170 № 3. С. 561–564.
- Митрофанов И.Г., Литвак М.Л., Головин Д.В. и др. Гамма-спектрометрия составных мишеней-аналогов планетного вещества на протонном пучке ускорителя ОИЯИ с использованием метода меченых протонов // Письма в ЭЧАЯ. 2020. Т. 17. № 3(228). С. 299–313
- Alexakhin V.Yu., Bystritsky V.M., Zamyatin N.I., Zubarev E.V., Krasnoperov A.V., Rapatsky V.L., Rogov Yu.N., Sadvovsky A.B., Salamatov A.V., Salmin R.A., Sapozhnikov M.G., Slepnev V.M., Khabarov S.V., Razinkov E.A., Tarasov O.G., Nikitin G.M. Detection of diamonds in kimberlite by the tagged neutron method // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. 2015. V. 785. P. 9–13.
- Boynton W.V., Feldman W.C., Squyres S.W., Prettyman T.H., Bruckner J., Evans L.G., Reedy R.C., Starr R., Arnold J.R., Drake D.M., Englert P.A., Metzger A.E., Mitrofanov I., Trombka J., d’Uston C., Wanke H., Gasnault O., Hamara D.K., Janes D.M., Marcialis R.L., Maurice S., Mikhcheva L., Taylor G.J., Tokar R., Shinohara C. Distribution of hydrogen in the near surface of Mars: evi-

- dence for subsurface ice deposits // *Science*. 2002. V. 297. № 5578. P. 81–85.
- Boynton W.V., Taylor G.J., Evans L.G., Reedy R.C., Starr R., Janes D.M., Kerry R.E., Drake D.M., Kim K.J., Williams R.M.S., Crombie M.K., Dohm J.M., Baker V., Metzger A.E., Karunatillake S., Keller J.M., Newsom H.E., Arnold J.R., Brückner J., Englert P.A.J., Gasnault O., Sprague A.L., Mitrofanov I., Squyres S.W., Trombka J.I., d'Uston L., Wänke H., Hamara D.K. Concentration of H, Si, Cl, K, Fe, and Th in the low- and mid-latitude regions of Mars // *J. Geophys. Res.* 2006. V. 112. № E12S99. P. 1–15.
- Goldsten J.O., Rhodes E.A., Boynton W.V., Feldman W.C., Lawrence D.J., Trombka J., Smith D.M., Evans L.G., White J., Madden N.W., Berg P.C., Murphy G.A., Gurnee R.S., Strohhahn K., Williams B.D., Schaefer E.D., Monaco C.A., Cork C.P., Eckels J.D., Miller W.O., Burks M.T., Hagler L.B., DeTeresa S. J., Witte M.C. The MESSENGER Gamma-Ray and Neutron Spectrometer // *Space Sci. Rev.* 2007. V. 131. P. 339–391.
- Hasebe N., Shibamura E., Miyachi T., Takashima T., Kobayashi M.-N., Okudaira O., Yamashita N., Kobayashi S., Karouji Y., Hareyama M., Kodaira S., Komatsu S., Hayatsu K., Iwabuchi K., Nemoto S., Sakurai K., Miyajima M., Ebihara M., Hihara T., Arai T., Sugihara T., Takeda H., d'Uston C., Gasnault O., Diez B., Forni O., Maurice S., Reedy R.C. High Performance Germanium Gamma-Ray Spectrometer On Lunar Polar Orbiter SELENE (KAGUYA) // *Transactions of Space Technology Japan*. 2010. V. 7. P. Pk_35–Pk_41.
- Lawrence D.J., Feldman W.C., Elphic R.C., Hagerty J.J., Maurice S., McKinney G.W., Prettyman T.H. Improved modeling of Lunar Prospector neutron spectrometer data: Implications for hydrogen deposits at the lunar poles // *J. Geophys. Res.* 2006. V. 111. P. E08001.
- Litvak M.L., Mitrofanov I.G., Barmakov Yu.N., Behar A., Bitulev A., Bobrovniksky Yu., Bogolubov E.P., Boynton W.V., Bragin S.I., Churin S., Grebennikov A.S., Konovalov A., Kozyrev A.S., Kurdumov I.G., Krylov A., Kuznetsov Yu.P., Malakhov A.V., Mokrousov M.I., Ryzhkov V.I., Sanin A.B., Shvetsov V.N., Smirnov G.A., Sholeninov S., Timoshenko G.N., Tomilina T.M., Tuvakin D.V., Tretyakov V.I., Troshin V.S., Uvarov V.N., Varenikov A., Vostrukhin A. The Dynamic Albedo of Neutrons (DAN) Experiment for NASA's 2009 Mars Science Laboratory // *Astrobiology*. 2008. V. 8. № 3. P. 605–612.
- Litvak M.L., Barmakov Y.N., Belichenko S.G., Bestaev R.R., Bogolubov E.P., Gavrychenkov A.V., Kozyrev A.S., Mitrofanov I.G., Nosov A.V., Sanin A.B., Shvetsov V.N., Yurkov D.I., Zverev V.I. Associated particle imaging instrumentation for future planetary surface missions // *Nuclear Inst. and Methods in Physics Res. A*. 2019. V. 922. P. 19–27.
- Masarik J., Reedy R. Gamma ray production and transport in Mars // *J. Geophys. Res.* 1996. V. 101. № E8. P. 18891–18912.
- Metzger A.E., Trombka J.I., Peterson L.E., Reedy R.C., Arnold J.R. Lunar Surface Radioactivity: Preliminary Results of the Apollo 15 and Apollo 16 Gamma-Ray Spectrometer Experiments // *Science*. 1973. V. 179. № 4075. P. 800–803.
- Mitrofanov I.G., Sanin A.B., Boynton W.V., Chin G., Garvin J.B., Golovin D., Evans L.G., Harshman K., Kozyrev A.S., Litvak M.L., Malakhov A., Mazarico E., McClanahan T., Milikh G., Mokrousov M., Nandikotkur G., Neumann G.A., Nuzhdin I., Sagdeev R., Shevchenko V., Shvetsov V., Smith D.E., Starr R., Tretyakov V.I., Trombka J., Usikov D., Varenikov A., Vostrukhin A., Zuber M.T. Hydrogen Mapping of the Lunar South Pole Using the LRO Neutron Detector Experiment LEND // *Science*. 2010. V. 330. № 6003. P. 483–486.
- Mitrofanov I.G., Sanin A.B., Nikiforov S.Y., Golovin D.V., Djachkova M.V., Anikin A.A., Karpushkina N.E., Lisov D.I., Litvak M.L., Mokrousov M.I., Dubasov P.A., Zontikov A.O., Starr R.D. Cosmic gamma-ray spectrometer with tagged charged particles of Galactic Cosmic Rays // *Nuclear Inst. and Methods in Physics Res. A*. 2020. V. 953. P. 163148.
- Pesente S., Nebbia G., Viesti G., Daniele F., Fabris D., Lunarodon M., Moretto S., Nad K., Sudac D., Valkovic V. Progress in tagged neutron beams for cargo inspections // *Nucl. Instrum. and Methods in Physics Res. B*. 2007. V. 261. P. 268–271.
- Prettyman T.H., Hagerty J.J., Elphic R.C., Feldman W.C., Lawrence D.J., McKinney G.W., Vaniman D.T. Elemental composition of the lunar surface: Analysis of gamma ray spectroscopy data from Lunar Prospector // *J. Geophys. Res.* 2006. V. 111. № E12. P. E12007.
- Prettyman T.H., Mittlefehldt D.W., Yamashita N., Lawrence D.J., Beck A.W., Feldman W.C., McCoy T.J., McSween H.Y., Toplis M.J., Titus T.N., Tricarico P., Reedy R.C., Hendricks J.S., Forni O., Le Corre L., Li J.-Y., Mizzon H., Reddy V., Raymond C.A., Russell Ch. T. Elemental Mapping by Dawn Reveals Exogenic H in Vesta's Regolith // *Science*. 2012. V. 338. № 6104. P. 242–246.
- Reedy R.C., Arnold J.R., Trombka J.I. Expected γ ray emission spectra from the Lunar surface as a function of chemical composition // *J. Geophys. Res.* 1973. V. 78. № 26. P. 5847.
- Reedy R.C. Planetary gamma-ray spectroscopy // *Lunar and Planet. Sci. Conf. Proc.* 1978. V. 3. P. 2961–2984.
- Surkov Yu.A., Moskalyova L.P., Moskaleva L.P., Kharyukova V.P., Dudin A.D., Smirnov G.G., Zaitseva S. Ye. Venus Rock Composition at the Vega 2 Landing Site // *J. Geophys. Res.* 1986. V. 91. P. E215–E219.
- Usoskin I.G., Gil A., Kovaltsov G.A., Mischev A.L., Mikhailov V.V. Heliospheric modulation of cosmic rays during the neutron monitor era: Calibration using PAMELA data for 2006–2010 // *J. Geophys. Res. Space Physics*. 2017. V. 122. P. 3875–3887.

УДК 523.34-83

ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ГРУНТА ЛУНЫ

© 2020 г. О. В. Юшкова^a, *, И. Н. Кибардина^a, Т. Н. Дымова^a

^aФрязинский филиал Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Фрязино, Россия

*e-mail: o.v.y@mail.ru

Поступила в редакцию 28.02.2020 г.

После доработки 11.07.2020 г.

Принята к публикации 13.07.2020 г.

На основе анализа имеющихся в литературе данных о лабораторных измерениях диэлектрических характеристик образцов лунного грунта, доставленных на Землю в ходе миссий “Луна” и “Apollo”, разработана электрофизическая модель верхнего слоя грунта Луны. Модель учитывает температурные условия в районе проведения измерений, изменение температуры и распределение плотности грунта в верхнем слое реголита. Модель предназначена для численного моделирования экспериментов, направленных на исследование свойств лунного грунта с помощью электромагнитных волн.

Ключевые слова: Луна, реголит, коренные породы, диэлектрическая проницаемость, электромагнитные волны, электрофизическая модель

DOI: 10.31857/S0320930X20060067

ВВЕДЕНИЕ

Исследования Луны с помощью космических аппаратов начались 2 января 1959 с запуска автоматической межпланетной станции Луна-1. С тех пор спутник Земли исследовали космические аппараты России, США, Японии, Индии, Европы, Китая. Российская лунная программа предусматривает запуск к Луне четырех автоматических станций. Среди экспериментов, направленных на изучение строения и состава верхнего слоя грунта запланировано выполнить георадарные измерения с лунохода, моно и бистатическую радиолокацию поверхности, каротажное зондирование с посадочного модуля. При создании научной аппаратуры для проведения таких измерений, для прогноза их результатов и отработки технологии решения обратных задач необходимо уметь численно моделировать натурные эксперименты. Ключевым элементом при моделировании радиофизических измерений является электрофизическая модель лунного грунта. Как было показано в ряде работ (Heiken и др., 1991), диэлектрическая и магнитная проницаемости грунта Луны зависят от состава грунта, температуры и частоты электромагнитного поля. Основной магнитный минерал лунных пород – чистое железо, общее содержание примесей которого примерно одинаково и составляет 0.5–0.6% веса для всех мест посадок. Кроме ферромагнетиков в состав лунного грунта входят вещества, относящиеся к парамагнетикам и антиферромагнетам (Флоренский

и др., 1975). Антиферромагнетики становятся парамагнетиками при очень низких температурах. Парамагнетики приобретают магнитные свойства под действием внешнего магнитного поля и относятся к слабомагнитным веществам, их магнитная проницаемость незначительно отличается от единицы, поэтому ниже при построении электрофизической модели мы ограничимся рассмотрением только диэлектрической проницаемости лунного грунта. Модель основана на теории диэлектриков, учитывает результаты лабораторных измерений электрофизических характеристик образцов коренной породы и реголита, доставленных на Землю с помощью миссий Луна и Apollo, и может быть использована при моделировании в диапазоне частот 100 МГц–10 ГГц при температуре поверхности от 80 до 380 К.

Грунт Луны представляет собой сложную систему, образованную из скальных и осадочных пород с геологически сложившейся структурой. Дистанционные и контактные наблюдения показали, что грунт Луны имеет выраженную слоистую структуру (Черкасов и др., 1975): коренные породы, в основном базальтовые в морских районах и анортозиты в континентальных районах, покрыты слоем реголита. Реголит представляет собой рыхлый однородный грунт, сформированный из гомогенизированных обломков коренных пород, разрушенных под воздействием температурных колебаний и метеоритных бомбардировок. В справочнике (Heiken и др., 1991) приведено описание образцов коренных пород и реголита,

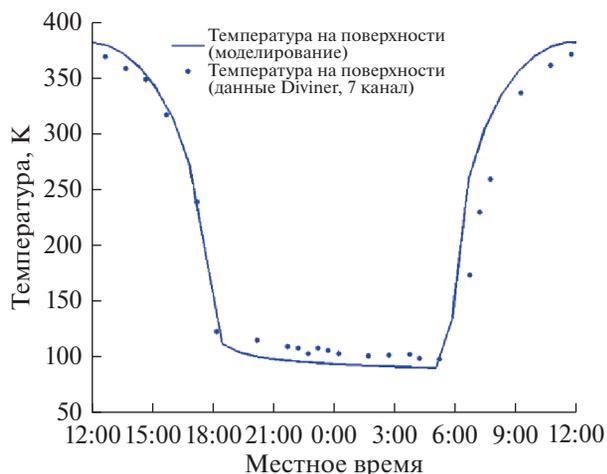


Рис. 1. Суточный ход температуры на поверхности в месте посадки Apollo-15. Сплошная линия — модель, точки — измерения DLRE (Vasavada и др., 1999).

доставленных на Землю. Лабораторные исследования образцов (Heiken и др., 1991) подтвердили гипотезу, высказанную В.Д. Кротиковым и В.С. Троицким (Кротиков, Троицкий, 1963) о том, что реголит по электрофизическим свойствам похож на диэлектрики. Электрические характеристики диэлектрика зависят от минералогического состава, температуры и частоты электромагнитного поля. Поэтому далее мы рассмотрим существующую информацию о динамике суточной температуры на поверхности и внутри верхнего слоя грунта, распределении плотности грунта по глубине и результаты лабораторных исследований диэлектрических характеристик образцов. Все эти факторы будут включены в модель.

ТЕМПЕРАТУРА НА ПОВЕРХНОСТИ ЛУНЫ

На Луне нет атмосферы, поэтому перепады температуры на ее поверхности велики. Температура поверхности измерялась непосредственно во время миссий Apollo-15, -17. С 2007 г. начался этап дистанционного картографирования температурных условий на поверхности Луны. На спутнике Chang'e-1 был установлен пассивный микроволновый радиометр (MRM) с четырьмя частотными каналами 3, 7.8, 19.35 и 37 ГГц (Zheng и др., 2012). Измерения, выполненные в течение восьми полных лунных дней, были использованы в качестве основы для создания глобальной карты яркостной температуры Луны. В 2009 г. на борту Lunar Reconnaissance Orbiter (LRO) был размещен девяти каналный радиометр Diviner Lunar Radiometer Experiment (DLRE) (Paige и др., 2010). Семь тепловых каналов работали в диапазоне длин волн от 7.6 до 400 мкм для изучения яркостной температуры поверхности Луны. Узкий угол

диаграммы направленности радиометра и низкая орбита аппарата (50 км) обеспечили высокое пространственное разрешение измерений (приблизительно 200 м) и позволили построить детальную карту суточного изменения радиояркостной температуры лунной поверхности (Williams и др., 2017). Приповерхностный слой грунта, доступный для изучения MRM, составляет несколько сантиметров, а DLRE принимает излучение практически с поверхности. С учетом натуральных измерений была построена теоретическая модель для описания суточного изменения температуры слоя грунта в зависимости от координат и зенитного угла Солнца (Vasavada и др., 1999) и (Huang, 2008). На рис. 1 приведен суточный ход температуры поверхности (Vasavada и др., 1999). Анализ результатов работ, посвященных температуре грунта Луны, позволил сделать следующие выводы:

1. Значения физической температуры, пересчитанные из радиояркостной температуры, совпадают с теоретическими оценками и результатами контактных измерений, проведенными во время посадки Apollo-15. Точками на рис. 1 обозначены суточные измерения температуры на посадочной площадке Apollo-15, сплошной линией приведены результаты ее моделирования с учетом свойств реголита, теплового потока и контактных измерений физической температуры.

2. Наибольшая разница между дневными и ночными температурами наблюдается на экваторе и достигает 300 К. Самая низкая температура, зарегистрированная прибором DLRE, составляет 25–35 К ночью в зоне ударных кратеров Южного полюса.

3. Широтные изменения ночной температуры — незначительны.

Согласно работе (Кротиков, Троицкий, 1963), реголит обладает высокой теплоизоляцией. В приближении моделирование теплового режима в грунте сводится к решению нелинейного одномерного уравнения теплопроводности в конечной области с учетом граничных условий. На основе теории теплового баланса был разработан алгоритм расчета глубинного профиля температуры в лунном грунте (Маров и др., 2010). В этой работе конечная область оценена как 10–15 см, а при наших расчетах мы полагаем, что суточные колебания температуры затрагивают слой около 1 м (согласно статьям (Шевченко, 1990; Минчин, Улубеков, 1972)). Этот параметр модели, так же как теплопроводность и теплоемкость реголита и основных пород, может быть изменен в зависимости от накопленной информации о свойствах грунта и положения конкретного места проведения измерений. На рис. 2 приведены результаты расчета профиля температуры в поверхностном слое реголита Луны для различных поверхностных температур. Горизонтальная ось графика

указывает глубину в метрах, а вертикальная ось — температуру в градусах Кельвина. Линия 1 соответствует температуре поверхности 380 К, линия 2 — 300 К, 3 — 230 К, 4 — 150 К, 5 — 80 К. Температура грунта ниже глубины 1 м постоянна и равна 230 К.

ГРУНТ ЛУНЫ

Плотность грунта. Информация о плотности коренных пород и реголита стала доступна после проведения лабораторных анализов доставленных на Землю образцов лунного грунта. Подробный обзор физико-механических характеристик грунта Луны приведен в (Слюта, 2014). Из мест посадок космических аппаратов были доставлены буровые керны грунта с нетронутой структурой. Исследование кернов позволило вывести формулу для расчета плотности реголита как функцию глубины z (Olhoeft, Strangway, 1975):

$$\rho(z) = \rho_0 + n \ln(z + 1). \quad (1)$$

В этой формуле $\rho(z)$ измеряется в г/см³, z — в сантиметрах, значение n определено эмпирически и равно 0.121. Значение ρ_0 соответствует плотности реголита на поверхности. Формула (1) верна для расчета плотности реголита в слое толщиной до 100 м.

Толщина реголита. Толщина слоя реголита зависит от его возраста и расположения, она может быть до нескольких десятков метров, при этом слой мощнее в гористой местности (Heiken и др., 1991). Средняя толщина слоя реголита составляет около 4–5 м для морей и 10–15 м для горной местности. Согласно измерениям георадара LPR (Lunar Penetrating Radar), который был установлен на луноходе Yutu, толщина реголита в месте посадки КА Chang'E-3 составляла 3–5 м (Xiao и др., 2015). Для определенности при расчетах мы полагали, что толщина реголита равна 4 м, хотя не ограничивая общности, толщину реголита в модели можно менять в зависимости от расположения района исследования и по мере накопления о нем более точной информации.

Диэлектрические характеристики образцов лунного грунта. В этом разделе предложено математическое описание диэлектрических характеристик образцов лунного реголита в зависимости от температуры реголита и частоты радиоволн. В работе (Кибардина, Юшкова, 2017) проведен анализ имеющихся в литературе данных о диэлектрической проницаемости лунных пород, в частности о ϵ' (действительная часть диэлектрической проницаемости) и тангенсе угла потерь $\text{tg}\delta = \epsilon''/\epsilon'$. Не смотря на то, что на Землю было доставлено более двух тысяч образцов лунного грунта, в работе (Heiken и др., 1991) приведены только семь, у которых ϵ' и $\text{tg}\delta$ были измерены в нескольких ча-

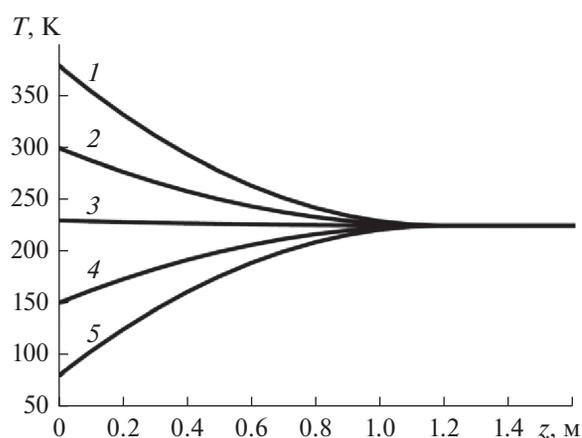


Рис. 2. Глубинный профиль температуры реголита Луны. Температура на поверхности 1 — 380 К, 2 — 300 К, 3 — 230 К, 4 — 150 К, 5 — 80 К.

стотных диапазонах: 0.1–10, 450 МГц, 9.375 ГГц, при температуре, примерно равной 290 К, и похожих условиях хранения. Реголит представлен четырьмя образцами: 10084 (fines, Apollo-11), 12070 (fines, Apollo-12), 14163 (fines, Apollo-14), 66041 (fines, Apollo-16), коренные породы — образцами 14310 (crystal rock, Apollo-14), 60025 (anorthosites, Apollo-16) и 72441 (basalt, Apollo-17). Плотность и процентное содержание двуокиси титана и оксида железа этих образцов даны в табл. 1.

Измерения диэлектрических характеристик проводились несколькими научными группами, поэтому один образец грунта делился на фрагменты, которые имели похожую, но не одинаковую плотность. Нам надо было построить график тангенса диэлектрических потерь образцов для частот диапазона от 10 Гц до 10 ГГц. Так как в работе (Кротиков, Троицкий, 1963) высказано предположение, согласно которому для сухих грунтов величина $\text{tg}\delta/\rho$ является инвариантной относительно плотности, а в работе (Ржевский, 1976) эта гипотеза была экспериментально подтверждена для мелкозернистых лунных пород для описания потерь в грунте, нами была выбрана именно эта, не совсем стандартная для радиофизики, зависимость. На рис. 3 приведены результаты измерений $\text{tg}\delta/\rho$ образцов реголита: треугольные маркеры соответствуют образцу 10084, круглыми маркерами даны результаты измерений для образца 12070, звездочки соответствуют образцу 14163; квадратные маркеры — образцу 66041. На рис. 4 представлены графики частотной зависимости $\text{tg}\delta/\rho$ для коренных грунтов. Квадратными маркерами отмечены экспериментальные измерения, соответствующие кристаллическому образцу 14310; треугольные — анортозитовому образцу 60025, круглые — образцу 72441. На этом рисунке по горизонтальной оси отложены значе-

Таблица 1. Физико-химические параметры образцов лунного грунта

	N	%TiO ₂ [5]	%FeO [5]	ρ, г/см ³
Реголит	10084	7.56	15.94	1.94
	12070	2.81	16.40	1.74
	14163	1.77	10.45	1.2
	66041	0.63	5.80	1.5
Коренные породы	14310	1.30	7.70	7
	60025	0.02	0.67	2.1
	72441	1.53	8.68	1.65

Таблица 2. Соответствие ссылок и обозначений на рис. 3 и 4

Обозначения на рис. 3 и 4	Ссылка	Обозначения на рис. 3 и 4	Ссылка
1	(Heiken и др., 1991)	6	(Gold и др., 1973)
2	(Katsube, Collett, 1971)	7	(Bassett, Shackelford, 1972)
3	(Strangway и др., 1972)	8	(Chung и др., 1972)
4	(Gold и др., 1972)	9	(Gold и др., 1976)

ния $\lg f$, где частота f дана в Гц, по вертикальной оси – $\lg(\text{tg}\delta/\rho)$. Для рассмотренных образцов диапазон изменения значений $\text{tg}\delta/\rho$ осадочных пород значительно шире диапазона изменения $\text{tg}\delta/\rho$ коренных пород. Качественное поведение графиков для всех образцов одинаково. В диапазоне частот 10^2-10^6 Гц функция $\text{tg}\delta/\rho$ убывает, что, связано с электропроводимостью грунта. На частотах 6–8 МГц значения функции минимальны; последующий ее рост на частотах выше 8 МГц, по-видимому, связан с релаксационными эффектами (Тареев, 1982). В табл. 2 дано соответ-

ствие экспериментальных значений на графике и ссылок на публикацию.

Образцы 14163 и 14310 доставлены из одного района Луны, как и образцы 66041 и 60025. Во второй паре образец 60025 является анортозитом, характерной породой для места приземления космического аппарата Apollo-16, а образец 14310 – кристаллической породой, по плотности и иным свойствам он отличался от других пород, доставленных Apollo-14 из того же места посадки. Поэтому именно пара 66041 и 60025 была выбрана нами для моделирования Луны в виде: геологически-однородного слоя реголита, лежащего на однородной коренной породе. На рис. 5 приведены

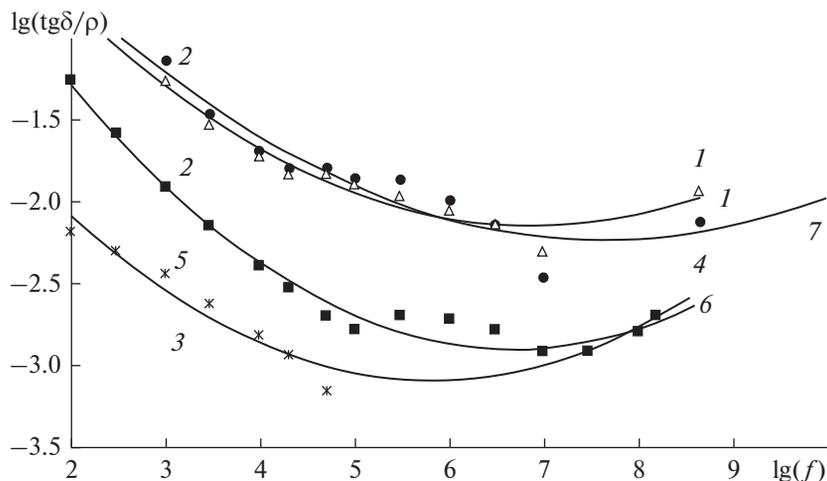


Рис. 3. Зависимость нормированного тангенса потерь реголита от частоты. Маркерами отмечены экспериментальные измерения: треугольные соответствуют образцу 10084, круглые – 12070, звездочки – 14163, квадратные – 66041.

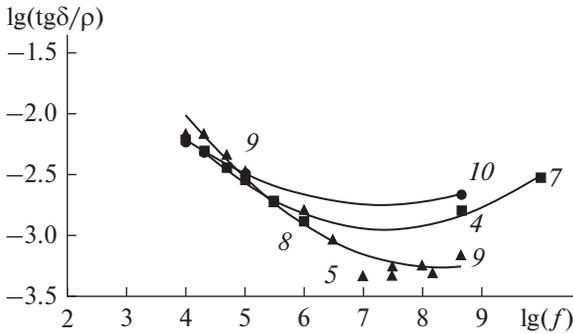


Рис. 4. Зависимость нормированного тангенса потерь грунта коренных пород от частоты. Маркерами отмечены экспериментальные измерения: квадратные соответствуют образцу – 14310, треугольные – 60025, круглые – 72441.

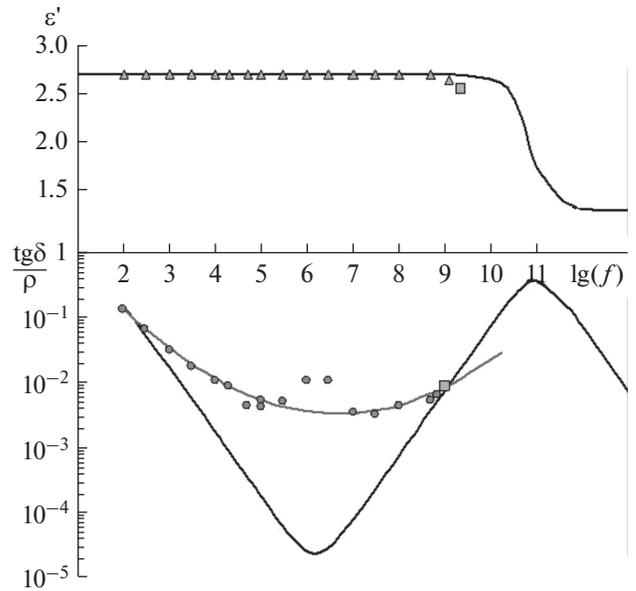


Рис. 5. Частотные зависимости ϵ' и $\text{tg}\delta/\rho$ образца лунного грунта 66041 (Apollo-16). Треугольные маркеры – экспериментальные измерения ϵ' из (Katsube, Collett, 1973), круглые – $\text{tg}\delta/\rho$ из (Katsube, Collett, 1973), квадратные – ϵ' и $\text{tg}\delta/\rho$ из (Gold и др., 1973). Черные линии – результаты расчета по формуле (2), серая – по формуле (5).

результаты лабораторных измерений в частотном диапазоне 100 Гц–9.375 ГГц при температуре 290 К ϵ' и $\text{tg}\delta/\rho$ только для образца 66041. На приведенном графике треугольные маркеры соответствуют экспериментальным измерениям ϵ' из (Katsube, Collett, 1973), круглые – $\text{tg}\delta/\rho$ из (Katsube, Collett, 1973), квадратные – ϵ' и $\text{tg}\delta/\rho$ из (Gold и др., 1973). Далее приводится анализ графика с точки зрения теории диэлектриков.

В теории диэлектриков для описания комплексной диэлектрической проницаемости диэлектриков с ионной структурой, аналогов реолита на Земле, обладающих и проводимостью и поляризацией (Сканави, 1949), используется соотношение

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_\infty + \frac{(\epsilon_0 - \epsilon_\infty)}{1 + \omega^2\tau^2} - i \left[\frac{\omega\tau(\epsilon_0 - \epsilon_\infty)}{1 + \omega^2\tau^2} + \frac{\gamma}{\omega} \right]. \quad (2)$$

Здесь ϵ_0 – значение диэлектрической проницаемости вещества при предельно низких частотах, ϵ_∞ – предельное значение диэлектрической проницаемости вещества при высоких частотах, $\omega = 2\pi f$, f – частота приложенного электромагнитного поля в Герцах, τ – макроскопическое время релаксации в с, $i^2 = -1$, γ – проводимость в 1/с. При ионной проводимости число ионов находится в экспоненциальной зависимости от температуры и задается формулой (Фрелих, 1960):

$$\gamma = \gamma_0 \exp(-B/T). \quad (3)$$

В этой формуле параметры γ_0 и B определяются минералогическим составом диэлектрика, T – температура в градусах Кельвина. Время релаксации, входящее в соотношение (2), тоже экспоненциально связано с температурой выражением (William, Thomas, 1998):

$$\tau = \tau_0 \exp(F/T), \quad (4)$$

где значения τ_0 и F также определяются минералогическим составом диэлектрика.

В работе (Юшкова, Кибардина, 2017) подробно описан метод определения параметров, входящих в формулы (2)–(4). Для образца 66041 они равны: $\epsilon_0 = 2.7$, $\epsilon_\infty = 1.4$, $\gamma_0 = 1971$ 1/с, $B = 550$, $\tau_0 = 1.04 \times 10^{-16}$ с, $F = 2900$, для образца 60025 – $\epsilon_0 = 5$, $\epsilon_\infty = 4.6$, и $\gamma_0 = 4088$ 1/с, $B = 550$, $\tau_0 = 6.8 \times 10^{-15}$ с, $F = 2900$.

На рис. 5 черными линиями приведены результаты расчета по формуле (2), с учетом параметров (3), (4) для образца 66041.

В работе (Кибардина, Юшкова, 2017) показано, что для всех семи образцов лунного грунта зависимость $\text{tg}\delta/\rho$ от частоты может быть аппроксимирована функцией:

$$\text{tg}\delta/\rho = D10^{a(\lg f - \lg f_0)^2}, \quad (5)$$

где f – частота в Гц, f_0 в Гц – частота, при которой для данного образца ϵ'' принимает наименьшее значение, равно $D = 10^9$, ρ – плотность образца. Константы ϕ и a связаны с минералогическими особенностями образца, в частности, с содержанием в грунте оксидов металлов. Для образца 66041: $a = 0.074$, $\phi = -2.9$, $\lg f_0 = 6.69$; для образца 60025: $a = 0.0684$, $\phi = -3.271$, $\lg f_0 = 6.7$.

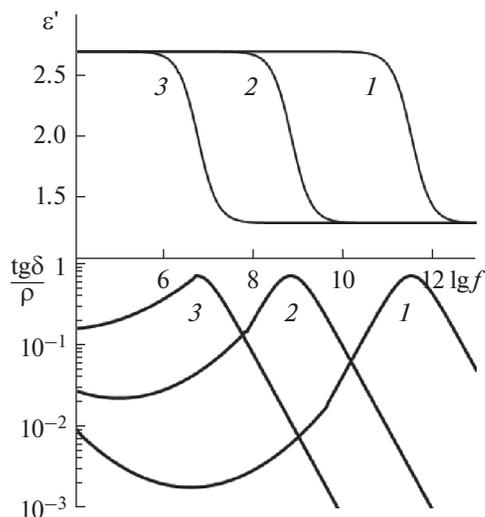


Рис. 6. Диэлектрические характеристики ϵ' и $\text{tg}\delta/\rho$ реголита образца 66041 в зависимости от частоты: линии 1 соответствует температура 350 К, линии 2 – 200 К, 3 – 150 К.

Результаты расчета по формуле (5) для $\text{tg}\delta/\rho$ представлены на рис. 3 и 4 сплошной черной линией, а рис. 5 – серой линией.

Как видно из рис. 5, формула (2) дает грубое приближение в окрестности минимума функции $\text{tg}\delta/\rho$: значение занижено на три порядка, но учитывает связь диэлектрических параметров грунта с его температурой, в отличие от формулы (5). Ниже в модели были скомбинированы функции (2) и (5): для низких и высоких частот использовалось приближение (2), для средних – (5). Для этого при расчете диэлектрической проницаемости реголита для других температур, в формулу (5) введена температурная зависимость коэффициентов $f_0(T)$, $a(T)$, $D(T)$ так, чтобы частота f_0 , на которой наблюдается локальный минимум функции (5), менялась с температурой так же как для функции, заданной формулой (2). Для функции (2) такое значение находится из условия

$$\frac{d\epsilon''(\omega)}{d\omega} = 0 \text{ и равно } f_0 = \omega_{\min}/2\pi, \text{ где}$$

$$\omega_{\min} = \sqrt{\frac{A - 2 - \sqrt{A^2 - 8A}}{2\tau^2(A + 1)}}, \quad A = \frac{\epsilon_0 - \epsilon_\infty}{\gamma\tau} \text{ (Юшкова, Кибардина, 2017).}$$

Значения τ и γ зависят от температур согласно выражениям (3) и (4). По аналогии с приближением (2), значение функции $D(T)$ в (5) принято пропорциональным величине $\sqrt{\gamma\tau}$, т.е.

$$D(T) = D \exp((F - B)/2T).$$

Параметр $a(T)$ задан из условия равенства функций (2) и (5) значению $\epsilon''(\omega_{\max})$ в точке ω_{\max} :

$$a(T) = \lg \left(\frac{\epsilon_0 - \epsilon_\infty}{2\epsilon' \rho D(T)} \right) / \lg^2 \left(\frac{\omega_{\min}}{\omega_{\max}} \right),$$

$$\text{где } \omega_{\max} = \sqrt{\frac{A - 2 + \sqrt{A^2 - 8A}}{2\tau^2(A + 1)}}.$$

На рис. 6 приведены результаты такого комбинированного расчета ϵ' и $\text{tg}\delta/\rho$ в зависимости от частоты для образца 66041 при температурах на поверхности 150, 200, 350 К. При уменьшении температуры, область дисперсии смещается к низким частотам, при которых поглощение увеличивается, при этом поглощение коротких волн уменьшается.

ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ГРУНТА

В результате выполненного анализа, полученные характеристики верхнего слоя грунта Луны были заложены в основу электрофизической модели:

1. Слой однородного реголита толщиной 4 м, лежит на однородной коренной породе.
2. Плотность реголита меняется по глубине по формуле (1), плотность на поверхности принята равной $\rho_0 = 1.5 \text{ г/см}^3$, плотность коренного грунта равна 2.1 г/см^3 .
3. Температура на поверхности меняется от времени суток согласно рис. 1 (Vasavada и др., 1999).
4. Температура верхнего слоя зависит от температуры на поверхности и меняется по глубине в соответствии рис. 2. Толщина слоя, подверженного суточным изменениям, считается равной 1 м.

На рис. 7–9 показаны результаты расчетов ϵ' и $\text{tg}\delta$ верхнего слоя грунта Луны с учетом условий 1–4. Заметим, что плотность грунта меняется с глубиной, поэтому графики на этих рисунках построены для $\text{tg}\delta$, а не для $\text{tg}\delta/\rho$ как на графиках выше. На рис. 7 показано распределение по глубине действительной части диэлектрической проницаемости ϵ' и тангенса угла потерь $\text{tg}\delta$ верхнего слоя грунта Луны для частот 1 МГц (линия 1) и 1 ГГц (линия 2) при температуре на поверхности (а) 80 К и (б) 380 К. Из расчетов следует, что изменение плотности реголита по глубине не существенно влияет на глубинное распределение диэлектрических характеристик, в отличие от изменения температурного режима. В геологически однородном верхнем слое в течение лунного дня действительная часть диэлектрической проницаемости меняется от 1.4 до 2.7, а $\text{tg}\delta$ – от 10^{-6} до почти 1. При ночной температуре внешний слой реголита вымораживается, значения ϵ' и $\text{tg}\delta$ в этом

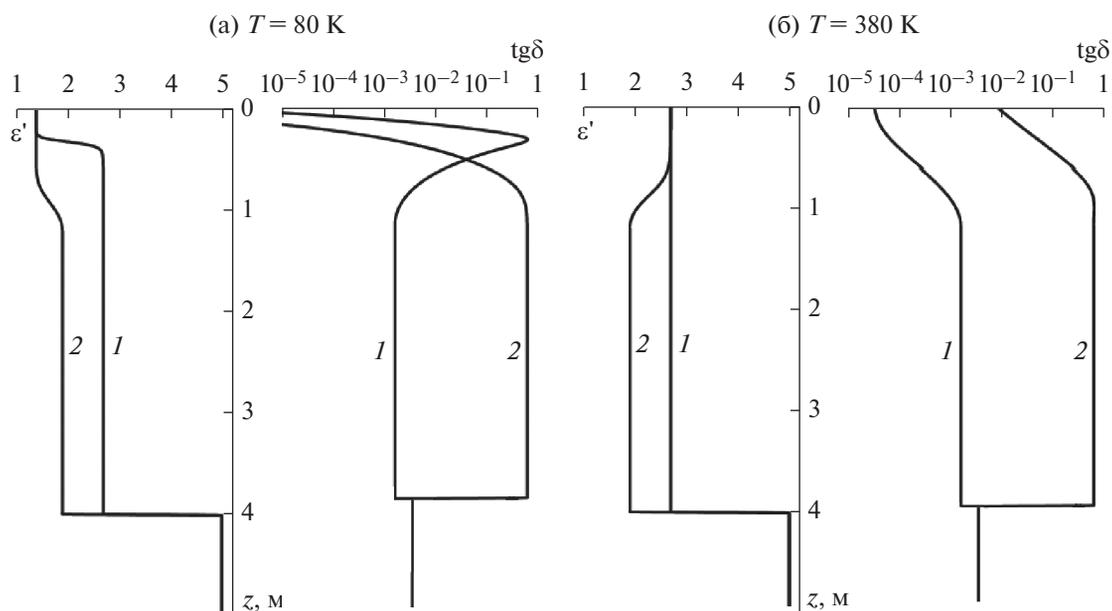


Рис. 7. Распределение по глубине ϵ' и $\text{tg}\delta$ для образца 66041 при температуре на поверхности (а) 80 К, (б) 380 К. Линии 1 – 1 МГц, 2 – 1 ГГц.

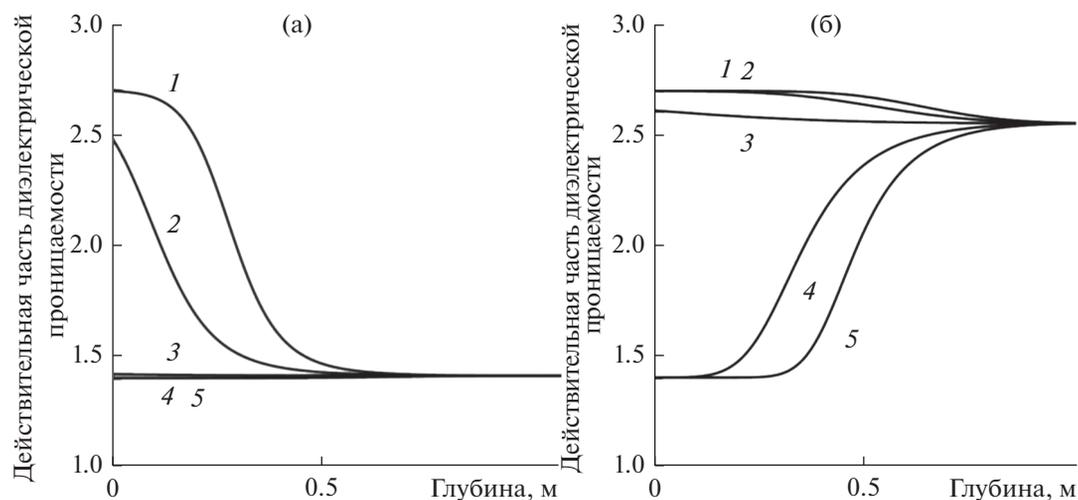


Рис. 8. Глубинные профили $\epsilon'(z)$ верхнего слоя реголита: (а) частота 1 МГц, (б) частота 1 ГГц. Температура на поверхности: 1 – 380 К, 2 – 300 К, 3 – 230 К, 4 – 150 К, 5 – 80 К.

слое снижаются. Для волн разной частоты поведение диэлектрической проницаемости ϵ' и $\text{tg}\delta$ с глубиной – различны.

На рис. 8а приведены более детальные глубинные профили действительной части диэлектрической проницаемости верхнего слоя реголита толщиной 1 м для разного времени суток на частоте 1 МГц, на рис. 8б – 1 ГГц. На рисунке 9а приведены глубинные профили мнимой части диэлектрической проницаемости верхнего слоя реголита толщиной 1 м для разного времени суток на частоте 1 МГц, на рис. 9б – 1 ГГц. По го-

ризонтальной оси графиков отмечена глубина в метрах, по вертикальной – безразмерные величины ϵ' (а) и ϵ'' (б). Линия 1 соответствует температуре на поверхности 380 К, линия 2 – 300 К, 3 – 230 К, 4 – 150 К, 5 – 80 К.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе изложена методика построения электрофизической модели верхнего слоя грунта Луны на основе имеющихся данных о его минералогическом составе и представлений о свойствах

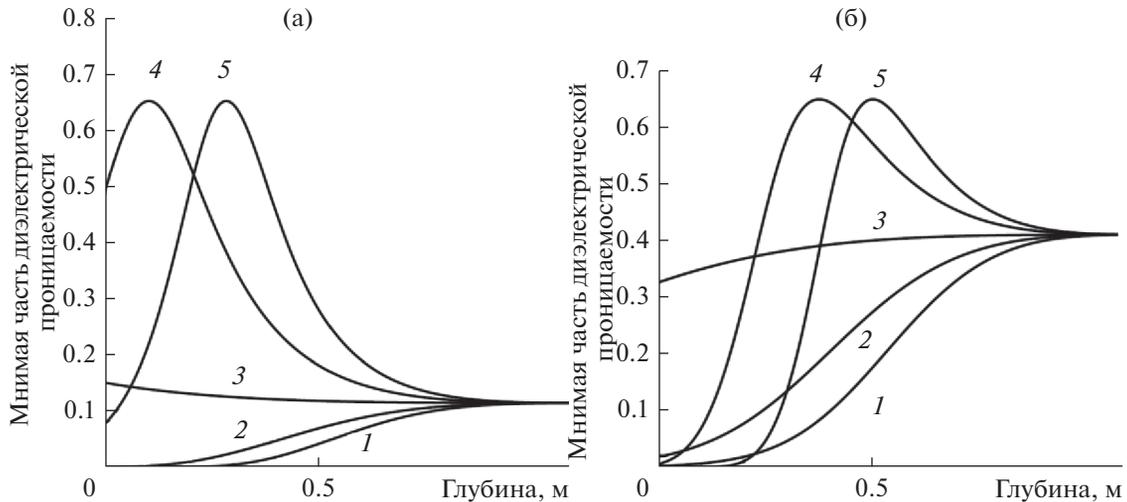


Рис. 9. Глубинные профили $\epsilon''(z)$ верхнего слоя грунта: (а) частота 1 МГц; (б) частота 1 ГГц. Температура на поверхности 1 – 380 К, 2 – 300 К, 3 – 230 К, 4 – 150 К, 5 – 80 К.

диэлектрической проницаемости диэлектриков в диапазоне частот $10^2 - 10^{10}$ Гц. Параметры, используемые в формулах при расчете диэлектрических характеристик, выведены на основании анализа лабораторных измерений диэлектрической проницаемости, проведенных с образцами грунта, доставленными на Землю различными авторами (Heiken и др., 1991). Методика иллюстрируется графиками, построенными для образцов реголита 66041 (Apollo-16) и анортозита 60025 (Apollo-6). Модель учитывает зависимость диэлектрической проницаемости и тангенса угла потерь от плотности и температуры грунта на поверхности, а также от частоты зондирующего электромагнитного поля.

Из анализа расчетов следует, что диэлектрическая проницаемость верхнего слоя грунта Луны зависит от температуры на поверхности и от частоты электромагнитного поля, изменением плотности грунта по глубине при расчете диэлектрических свойств верхнего покрова можно пренебречь. Основной вывод, полученный в результате анализа расчетов и положений теории диэлектриков, состоит в том, что геологически однородный слой реголита, а иногда и находящиеся под ним коренные породы, в течение лунного дня меняют свои диэлектрические свойства за счет изменения температуры. Действительная часть диэлектрической проницаемости меняется от 1.4 (значение ϵ_0) до 2.7 (ϵ_∞), а $\text{tg}\delta$ – от 10^{-6} до почти 1 ($(\epsilon_0 - \epsilon_\infty)/2$). Изменения происходят на восходе и закате Солнца, скорость изменения диэлектрической проницаемости и толщина слоя, в котором эти изменения проявляются, зависят от частоты взаимодействующего электромагнитного поля. При этом на частотах волн, длина кото-

рых превышает толщину теплоизолирующего слоя в 2–3 раза, суточные изменения диэлектрических характеристик верхнего покрова не заметны, а для более коротких волн изменения действительной части диэлектрической проницаемости и $\text{tg}\delta$ с изменением температуры сравнительно равномерны, что позволяет изучать теплоизоляционные свойства грунта при проведении измерений в одном месте в течение суток. Для зондирования Луны радиоволнами мегагерцового диапазона следует учитывать частотную изменчивость диэлектрических параметров не только верхнего слоя толщиной 1–2 м, но и грунта, лежащего ниже слоя реголита, а при использовании радиоволн гигагерцового диапазона помнить, что при низких температурах ϵ' и $\text{tg}\delta$ уменьшаются настолько, что реголит можно считать для них “прозрачным”.

Так как многие тела Солнечной системы имеют схожий с Лунной процесс образования верхнего слоя, полученные результаты могут быть полезны при планировании радиолокационных экспериментов будущих миссий.

Работа выполнена в рамках государственного задания Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Кибардина И.Н., Юшкова О.В. Определение плотности и процентного содержания оксидов металлов грунта Луны по радиолокационным данным // Космич. исслед. 2017. Т. 55. № 3. С. 201–206.

Кротиков В.Д., Троицкий В.С. Радиоизлучение и природа Луны // Успехи физ. наук. 1963. Т. LXXXI. № 4. С. 589–639.

- Маров М.Я., Колесниченко А.В., Мануйлов К.К., Осипов В.П. Эксперимент “ТЕРМОФОб”: Прямые исследования теплофизических свойств грунта Фобоса // Астрон. вестн. 2010. Т. 44. № 5. С. 393–402.
- Минчин С.Н., Улубеков А.Т. Земля-космос-Луна. М.: Машиностроение, 1972. с. 244.
- Ржевский В.В., Шварев В.В., Силин А.А. Исследование физических свойств грунта “Луны-20” и его земных аналогов // Космич. исслед. 1976. Т. XIV. В. 2. С. 187–292.
- Сканави Г.И. Физика диэлектриков. Область слабых полей. М.-Л.: ГИТТЛ, 1949. С. 1–500.
- Слюта Е.Н. Физико-механические свойства лунного грунта // Астрон. вестн. 2014. Т. 48. № 5. С. 358–382.
- Тареев Б.М. Физика диэлектрических материалов. М.: Энергия, 1982. с. 302.
- Черкасов И.И., Шварев В.В. Грунт Луны. М.: Наука, 1975. С. 1–144.
- Флоренский К.П., Базилевский А.Т., Николаева О.В. Лунный грунт: свойства и аналоги // Академия наук СССР: Институт геохимии и аналитической химии им. В. И. Вернадского, 1975. С. 1–50.
- Фрелих Г. Теория диэлектриков. М.: Издательство иностранной литературы, 1960. С. 1–251.
- Шевченко В.В. Луна // Физическая энциклопедия / Советская энциклопедия, 1990. Т. 2. С. 613–615.
- Юшкова О.В., Кибардина И.Н. Диэлектрические свойства верхнего покрова Луны // Астрон. вестн. 2017. № 2. С. 136–141.
- Bassett H.L., Shackelford R.G. Dielectric properties of Apollo 14 lunar samples at micrometer and millimeter wavelengths // Proc. Lunar Sci. Conf. 3rd. 1972. P. 3157–3160.
- Chung D.H., Westphal W.B., Olhoeft G.R. Dielectric properties of Apollo 14 lunar samples // Proc. Lunar Sci. Conf. 3rd. 1972. P. 3161–3172.
- Frisillo A.L., Olhoeft G.R., Strangway D.W. Effects of pressure, temperature and density on the electrical properties of lunar samples 72441,12, 15301,38 and a terrestrial basalt // Earth Planet. and Sci. Lett. 1975. P. 345–356.
- Gold T., Bilson E., Yerbury M. Grain size analysis, optical reflectivity measurements, and determination of high-frequency electrical properties for Apollo 14 lunar samples // Geochim. et Cosmochim. Acta. 1972. 3. Suppl. P. 3187–3193.
- Gold T., Bilson E., Yerbury M. Grain size analysis and determination of high frequency electrical properties of Apollo 15 and 16 samples // Proc. Lunar Sci. Conf. 4th. 1973. P. 3093–3099.
- Gold T., Bilson E., Baron R. L. Electrical properties of Apollo 17 rock and soil samples and a summary of the electrical properties of lunar material at 450 MHz frequency // Proc. Lunar Sci. Conf. 7th 1976. P. 2593–2603.
- Heiken G., Vaniman D., French B.M. Lunar Sourcebook: A User’s Guide to the Moon. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1991. P. 1–736.
- Huang S. Surface temperatures at the nearside of the Moon as a record of the radiation budget of Earth’s climate system // Adv. Space Res. 2008. V. 41. P. 1853–1860.
- Katsube T.J., Collett L.S. Electrical properties of Apollo 11 and Apollo 12 lunar samples // Proc. Lunar Sci. Conf. 2nd. 1971. P. 2367–2379.
- Katsube T.J., Collett L.S. Electrical characteristics of rocks and their application to planetary and terrestrial EM-sounding // Proc. Lunar Sci. Conf. 4th. 1973. P. 3111–3131.
- Olhoeft G.R., Strangway D. W. Dielectric properties of the first 100 meters of the Moon // Earth and Planet. Sci. Lett. 1975. V. 24. P. 394–404.
- Paige D.A., Foote M.C., Greenhagen B.T., Schofield J.T., Calcutt S., Vasavada A.R., Preston D.J., Taylor F.W., Allen C.C., Snook K.J., Jakosky B.M., Murray B.C., Soderblom L.A., Jau B., Loring S., Bulharowski J., Bowles N.E., Thomas I.R., Sullivan M.T., Avis C., De Jong E.M., Hartford W., McCleese D.J. The Lunar Reconnaissance Orbiter Diviner Lunar Radiometer Experiment // Space Sci. Rev. 2010. V. 150. P. 125–160.
- Vasavada A.R., Paige D.A., Wood S.E. Near-surface temperatures on Mercury and the Moon and the stability of polar ice deposits // Icarus. 1999. V. 141. P. 179–193.
- William G., Thomas D.K. Phenomenological and molecular theories of dielectric and electrical relaxation of materials // Novocontrol Application Note Dielectric 3, Novocontrol GmbH, 1998. www.novocontrol.de/pdf_s/APND3.PDF
- Williams J.-P., Paige D., Greenhagen B. T., Sef-ton-Nash E. The global surface temperatures of the Moon as measured by the diviner lunar radiometer experiment // Icarus. 2017. V. 283. P. 300–325.
- Xiao L., Zhu P., Fang G. et al. A young multilayered terrane of the northern Mare Imbrium revealed by Chang’E-3 mission // Science. 2015. V. 347. № 6227. P. 1226–1229.
- Zheng Y.C., Tsang K.L., Chan K.T., Zou Y.L., Zhang F., Ouyang Z.Y. First microwave map of the Moon with Change-1 data: The role of local time in global imaging // Icarus. 2012. P. 194–210.
<https://doi.org/10.1016/j.Icarus.2012.02.017>

УДК 523

РЕЗУЛЬТАТЫ ТОПОГРАФИЧЕСКОГО И ГЕОЛОГИЧЕСКОГО АНАЛИЗА СТРУКТУР КОРОН ВЕНЕРЫ

© 2020 г. Е. Н. Гусева^а, *, М. А. Иванов^а

^аИнститут геохимии и аналитической химии им. В.И. Вернадского РАН, Москва, Россия

*E-mail: guseva-evgeniya@yandex.ru

Поступила в редакцию 17.06.2020 г.

После доработки 15.07.2020 г.

Принята к публикации 21.07.2020 г.

Результаты анализа топографии и геологии корон Венеры позволили установить наиболее типичные топографические профили корон, определить их относительный возраст по характерному типу обрамления и соотношению с окружающими вулканотектоническими комплексами, а также определить стадии эволюции корон согласующиеся с результатами численного моделирования эволюции мантийных диапиров на Венере. Установлено, что большинство корон – это проявления поздней регрессивной стадии эволюции мантийных диапиров. Такие короны пространственно связаны с поясами борозд и характеризуют поздние эпизоды тектонического режима обновления поверхности. Количество корон, которые могут проявляться на ранних и поздних этапах регрессивной стадии, по нашим данным примерно одинаково. Это позволяет предположить, что материнские коронообразующие диапиры преимущественно формировались в конце тектонического режима, но эта активность прекратилась до становления обширных лавовых равнин (щитовых и региональных равнин) во время вулканического режима. Меньшая часть всей популяции корон (18%) представляет проявления начальной, прогрессивной, стадии эволюции диапиров, характеризующейся ростом куполообразной структуры над диапиром.

Ключевые слова: Венера, структуры корон, кольцевое обрамление (венцы), топографический профиль, геологическое строение, проявления мантийных диапиров, этапы эволюции

DOI: 10.31857/S0320930X20060031

ВВЕДЕНИЕ

Геологическая история Венеры делится на два периода с разными режимами эндогенной активности. Более древний – Гиневрийский период охватывал примерно первую треть видимой геологической истории Венеры, а более молодой – Атлийский оставшуюся ее часть. В начале Гиневрийского периода формировались тектонизированные подразделения и основные детали длинноволновой топографии Венеры. В конце этого периода формировались вулканические равнины, занимающие основную часть поверхности планеты (Ivanov, Head, 2013; 2015). На протяжении Гиневрийского периода было обновлено около 85% поверхности Венеры. Атлийский период характеризовался и тектоникой, и вулканизмом, главным образом в крупных регионах. Тектоническая активность проявлена в формировании протяженных зон растяжения, вулканизм сконцентрирован в относительно немногочисленных крупных вулканических центрах. На протяжении Атлийского периода было обновлено около 15% поверхности планеты. Темп обновления поверхности в течение Гиневрийского периода был при-

мерно на порядок выше, чем в течение Атлийского периода (Ivanov, Head, 2013; 2015). При этом, короны, вероятно, представляют собой долгоживущие вулканотектонические структуры, существовавшие на протяжении всей геологической истории Венеры (Basilevsky, Head, 1995a; 2000b; Stofan, Smrekar, 2005; Ivanov, Head, 2010) и зарождавшиеся на разных стадиях эволюции планеты (Smrekar, Stofan, 1997).

Короны (ранее назывались “овоиды” и “венцы”) впервые обнаружены на поверхности Венеры по радарным изображениям, полученным с КА Венера-15/16 (Барсуков и др., 1984; Барсуков, Волков, 1989; Pronin, Stofan, 1990). Это крупные кольцевые и часто асимметричные формы рельефа, достигающие 2500 км в поперечнике, и не имеющие морфологических или топографических аналогов на других планетах (Барсуков, Волков, 1989; Head и др., 1992). Определяющим элементом корон является наличие кольцевого обрамления – венца, состоящего из плотно упакованных борозд, и в некоторых случаях, гряд (Barsukov и др., 1986; Nikishin, 1989; 1990; Pronin, Stofan, 1990; Stofan и др., 1992). Кольцевое обрамление окру-

жает внутреннюю часть короны, где преобладают вулканические образования (Stofan и др., 1992). В некоторых коронах отдельные лавовые потоки протягиваются за пределы кольцевого обрамления (Ivanov, Head, 2001). Концентрическая форма корон, их неслучайное пространственное распределение (Phillips и др., 1992), а также ярко выраженные вулканические и тектонические компоненты указывают на то, что комплексы корон являются поверхностными проявлениями мантийных диапиров (Nikishin, 1989; 1990; Janes и др., 1992; Jelinek и др., 2002; Johnson, Richards, 2003). При такой интерпретации корон их топографическая конфигурация имеет важное значение, поскольку она может отражать различные этапы эволюции корон (Smrekar, Stofan, 1997). Krelavsky и Vdovichenko (1996) показали, что выделенные ими различные топографические классы корон коррелируют с размером структур корон. Размер корон, вероятно, определяется параметрами корообразующих диапиров. Численное моделирование эволюции мантийного диапира на Венере указывает на последовательную смену характерных топографических профилей, соответствующим разным фазам эволюции корон. Профили варьируют от куполообразного поднятия на прогрессивной стадии развития диапира, когда диапир останавливается у подошвы литосферы и за счет положительной плавучести выгибает ее вверх, до топографической депрессии на заключительной стадии эволюции диапира, когда из-за потери тепла диапир приобретает отрицательную плавучесть и погружается.

В нашей работе мы исследовали топографическое строение всех каталогизированных корон и короноподобных структур, чтобы классифицировать их по характерным топографическим профилям и оценить возможные стадии эволюции мантийных диапиров, которым эти профили могут соответствовать. Кроме того, мы проанализировали геологическую ситуацию, в которой находится каждая из исследованных корон, чтобы установить стратиграфическую принадлежность корон разных топографических классов.

МЕТОДЫ

В данном исследовании мы использовали опубликованные каталоги корон Венеры (Stofan и др., 1992; Crumpler, Aubele, 2000). Мы проверили эти каталоги, чтобы исключить повторения, и объединили их вместе в один список структур (<http://www.planetology.ru/coronalist.php?language=english>). Мы изучили морфологию каждой короны их этого списка, чтобы определить их внешние границы, различные на мозаиках изображений формата C1-MIDR (разрешение 225 м/пкс), оконтурить каждую из корон в виде полигона в среде ArcGIS и определить их площадь с исполь-

зованием равноплощадной картографической проекции (Mollweide). Площадь корон (A) была ключевым параметром для вычисления эффективного радиуса (r) каждого объекта ($r = \sqrt{A/\pi}$) и определения центра корон как центра тяжести полигона.

Когда координаты центров корон были определены, мы построили усредненные топографические профили корон (длина профиля составляла $2r$ во всех случаях). Для этого мы использовали топографическую карту, построенную по данным КА Магеллан, с пространственным разрешением ~ 5 км/пкс. Каждая точка усредненного профиля представляет собой среднее значение высоты в зонах шириной один пиксель топографической карты, концентрических относительно географического центра короны.

Короны представляют собой округлые структуры, но их форма в плане часто отклоняется от идеального круга и обычно выглядит в некоторой степени вытянутой. Мы оценивали степень удлиненности корон по величине отношения их длинных и коротких осей ($A = L/W$). Среднее значение этого отношения составляет $1.27 (\pm 0.23, 1\sigma)$. В интервал ± 1 сигма попадает примерно 75% всех корон, а количество корон, у которых отношение A меньше значения 1.50 составляет примерно 85% всей популяции. Верхняя граница интервала ± 1 сигма, 1.50, соответствует удлинению короны в 23% (эквивалентно эллипсу с осями 1 и 0.66 ед.). Таким образом, преимущественно низкие значения отношения A дают основание аппроксимировать форму корон кругом с площадью равной площади короны и конструировать усредненный топографический профиль с помощью средних значений высот в зонах, концентричных центральному кругу.

Количество корон с величиной отношения $A \geq 2$ (удлинение примерно 41%), форма которых может оказывать существенное влияние на конфигурацию усредненного профиля, невелико и составляет менее 1% всей популяции корон. Хотя такое малое количество явно удлиненных корон не может заметно влиять на частотное распределение типов усредненных топографических профилей, в нашем исследовании мы исключили удлиненные короны из рассмотрения.

Стратиграфическое положение изучаемых корон оценивалось с помощью геологической карты Венеры (Ivanov, Head, 2011) в масштабе 1 : 10000000.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

В нашей работе было исследовано 550 корон и короноподобных структур. По особенностям рельефа все изучаемые короны были разделены на пять топографических классов: (1) куполообразные короны (D-образные), внутренняя часть ко-

Таблица 1. Геологические особенности корон различных топографических классов

Топографический класс	Всего структур	% структур	группа 1	группа 2	группа 3	группа 4	Вулканизм
Куполообразные	99	18	44	6	37	12	26
W-образные	188	34	130	13	17	28	12
W-W-образные	18	3	9	2	6	1	1
W-V-образные	59	11	45	1	9	4	8
U-образные	186	34	118	3	12	53	10
Общее количество	550	100	346	25	81	98	57
% структур от общего количества			63	5	15	18	10

Примечание: 1 группа – короны с кольцевым обрамлением, представленным поясами борозд; 2 группа – короны с обрамлением, частично состоящим из трещин поясов борозд и частично из трещин рифтовых зон; 3 группа – короны с обрамлением, состоящим из рифтовых трещин; 4 группа – короны с морфологически слабо выраженным обрамлением. Вулканизм – для каждого класса корон нами подсчитано количество структур пространственно связанных с лопастными равнинами.

торых приподнята и находится на более высоком топографическом уровне, чем окружающая местность за пределами вала короны (рис. 1а). Мы насчитали 99 таких корон (~18% от всей анализируемой популяции структур). (2) W-образные короны. Эти структуры характеризуются наличием центрального пика и окружены круглой впадиной похожей на ров (рис. 1б). Мы выявили 188 таких корон (~34% популяции). (3) W-W-образные короны, которые в основном соответствуют коронам с двойным концентрическим обрамлением (Stofan и др., 1992). Внутренняя часть таких структур представляет собой широкое углубление, окруженное дополнительным внутренним обрамлением (рис. 1в). В нашем исследовании было обнаружено только 18 таких структур (~3% популяции). (4) W-V-образные короны, внутренняя часть которых представляет собой топографические углубления, окруженные топографическим выступающим обрамлением (рис. 1г); таких корон насчитывается 59 (~11% популяции). (5) U-образные короны, внутренняя часть которых представляет собой широкую топографическую впадину (рис. 1д). Кольцевое обрамление таких корон является топографически неразличимой особенностью и не выражено в рельефе относительно окружающей местности. Этих корон насчитывается 186 (~34% популяции) (табл. 1).

Используя геологическую карту Венеры (Ivanov, Head, 2011), мы проанализировали геологическое строение изучаемых корон и поделили их на четыре группы по типу обрамления корон. (1) Структуры с обрамлением, представленным поясами борозд, во всех случаях подтопленным материалом региональных равнин и/или деформированным извилистыми грядами (рис. 2). Таких структур мы насчитали большую часть (346 из 550 или 63%). (2) Структуры переходного типа, обрамление которых частично состоит из более древних трещин поясов борозд и частично из более молодых рифтовых трещин (25 структур или

5%). (3) Структуры с обрамлением, состоящим из рифтовых трещин, которые деформируют региональные равнины, но в некоторых случаях затоплены лопастными равнинами (81 или 15%) (рис. 3). (4) Структуры, с морфологически слабо выраженным обрамлением или затопленные материялом щитовых и/или региональных равнин (98 структур или 18%).

“До-рифтовые” короны (группа 1) с обрамлением, представленным поясами борозд наиболее часто имеют W-образный (130 структур) и U-образный (118 структур) топографические профили (рис. 1б, 1д), которые соответствуют поздним модельным фазам эволюции корон (рис. 4д–4ж). До-рифтовые короны, вероятно, представляют собой более древние структуры, находящиеся на регрессивной стадии эволюции.

Короны “переходного” типа (группа 2) чаще характеризуются W-образным топографическим профилем (13 структур) (рис. 1б), так же, как и “до-рифтовые” короны, структуру которых они “наследуют”.

Большая часть корон с “рифтовым” обрамлением (группа 3) – это куполообразные структуры (37 структур) (рис. 1а). Такой топографический профиль соответствует начальным модельным фазам эволюции (рис. 4а–4в) и, следовательно, рифтовые короны представляют прогрессивную стадию эволюции диапира. Среди корон куполообразного типа насчитывается большое количество структур пространственно связанных с лопастными равнинами (26 структур), что является признаками проявления относительно молодой вулканической активности (Ivanov, Head, 2013).

Стадии эволюции коронообразующих родительских диапиров, их прогрессивные и регрессивные фазы, иллюстрирует серия модельных топографических профилей (рис. 4, Smrekar, Stofan, 1997). Начальные фазы прогрессирующей стадии характеризуются ростом куполообразной структу-

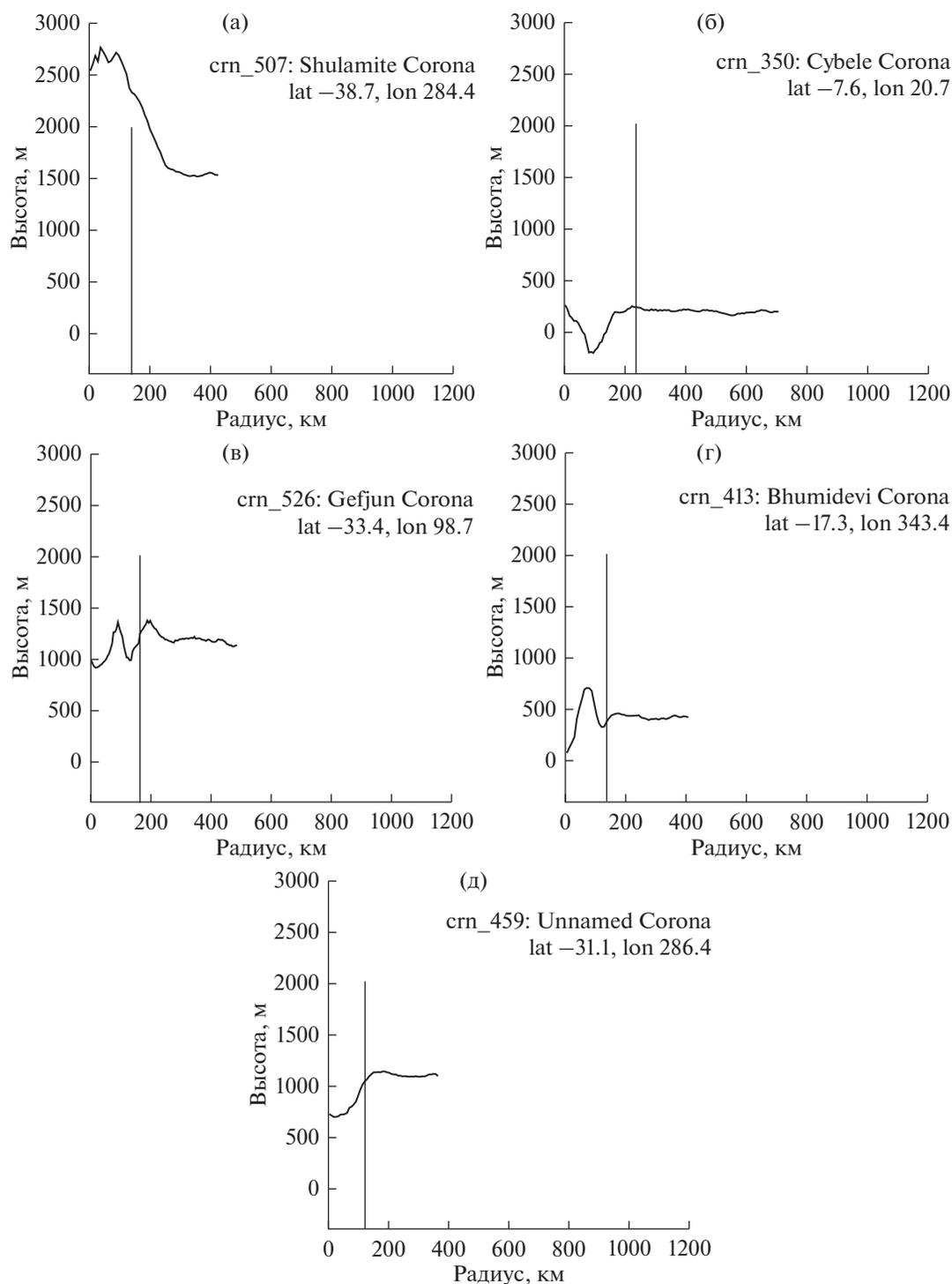


Рис. 1. Топографические профили, характерные для пяти различных классов корон Венеры: (а) – куполообразные; (б) – W-образные; (в) – W-W-образные; (г) – W-V-образные; (д) – U-образные короны.

ры над диапиром, который упирается в подошву литосферного реологического барьера (рис. 4а–4в). Этот характерный топографический профиль соответствует куполообразным коронам (рис. 1а). Согласно результатам численного моделирова-

ния (Smrekar, Stofan, 1997), эти короны представляют собой стадию эволюции, когда материнский диапир все еще обладает достаточной положительной плавучестью, чтобы иметь возможность смещать литосферный барьер вверх. К этому топо-

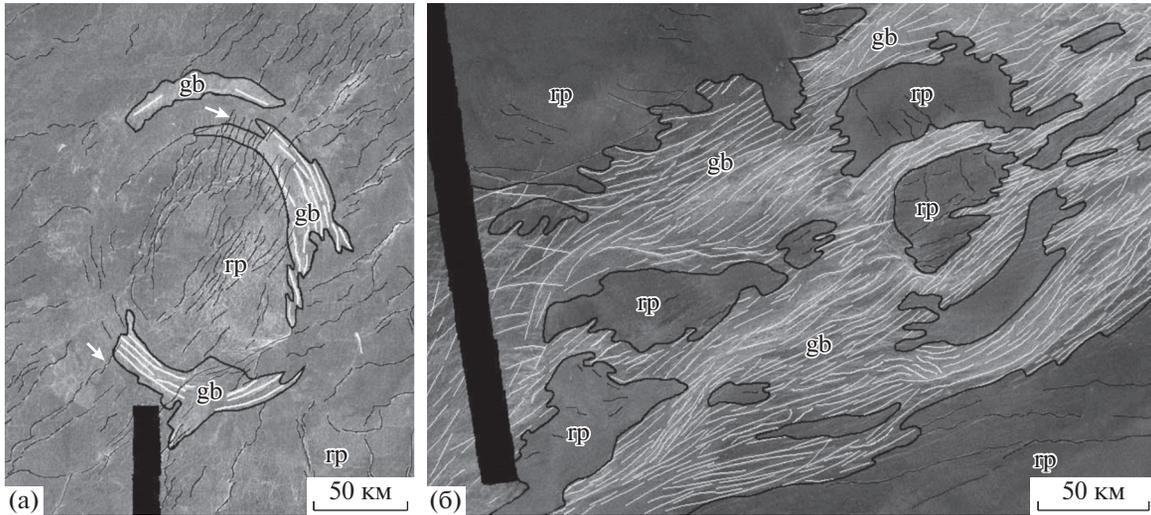


Рис. 2. “До-рифтовые” короны. Обрамление структур корон состоит из трещин поясов борозд (gb) и подтоплено материалом региональных равнин (rp) на обоих изображениях. Стрелками показаны извилистые гряды – характерные структуры региональных равнин, пересекающие трещиноватость обрамления короны. Изображения в синусоидальной проекции, пространственное разрешение около 352 м/пкс.

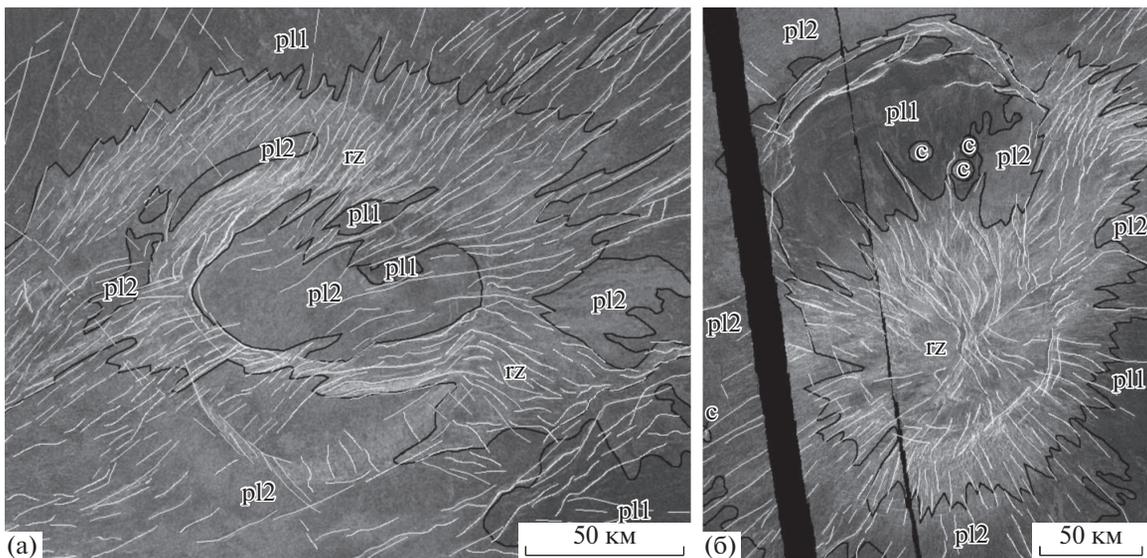


Рис. 3. “Рифтовые” короны. Обрамление структур корон состоит из рифтовых трещин (rz), которые пространственно связаны с потоками лопастных равнин (первой генерации – p11 и второй генерации – p12) на обоих изображениях. На изображении (б) показаны ударные кратеры (с). Изображения в синусоидальной проекции, пространственное разрешение 352 м/пкс.

графическому классу относится примерно пятая часть всей популяции корон и короноподобных структур.

Большая часть куполообразных корон (их характерный диаметр 175–225 км) сконцентрирована в области Бета–Агла–Фемида, БАФ (рис. 5 – 51 корона в пределах БАФ и 48 корон за пределами этой области, 52 и 48% соответственно). Эта область ограничена мощными ветвями рифтовых зон и характеризуется обильными полями ло-

пастных равнин (Squyres и др., 1992; Stofan и др., 1992; Гусева, Иванов, 2019; Guseva, Ivanov, 2019). Как рифты, так и лопастные равнины являются характерными особенностями позднего вулканотектонического режима обновления поверхности (Ivanov, Head, 2013; 2015).

Таким образом, около 18% куполообразных корон на Венере сформировались в поздний вулканотектонический период и пространственно ассоциируют с областью БАФ.

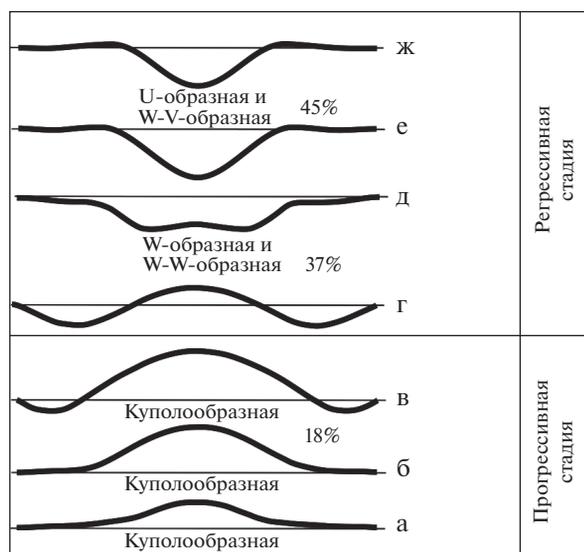


Рис. 4. Топографические профили корон на разных этапах их эволюции (модифицированные из (Smrekar, Stofan, 1997)).

Для всех остальных корон основной особенностью их топографической конфигурации (рис. 1б–1д) является более длинноволновая депрессия внутри срединной части короны, которая осложняется более коротковолновыми положительными топографическими деталями. Согласно модельным результатам (Smrekar, Stofan, 1997), наличие просевшей внутренней части указывает на то, что такие короны находятся на регрессивной стадии эволюции, когда родительский диапир потерял положительную плавучесть из-за сброса тепла. W-W и W-образные короны, которые составляют ~37% всей популяции корон и могут соответствовать

более ранним фазам регрессивной стадии (рис. 4г, 4д). Около половины (45%) анализируемых корон представляют собой либо кольцевые структуры, либо топографические впадины без обрамления (категории W-V и U, рис. 4е, 4ж), что может соответствовать поздним фазам регрессивного этапа эволюции диапиров (Smrekar, Stofan, 1997). Наши результаты показывают, что большинство корон на Венере – это проявления более поздней стадии эволюции мантийных диапиров, когда они приобрели отрицательную плавучесть. Абсолютное большинство этих корон пространственно связаны с поясами борозд и характеризуют более поздние эпизоды тектонического режима обновления поверхности (Ivanov, Head, 2015). Количество корон, которые могут проявляться на ранних и поздних этапах регрессивной стадии, примерно одинаково (37 и 45% соответственно). Это позволяет предположить, что материнские коронообразующие диапиры сформировались в более широком временном интервале к концу тектонического режима, но эта активность прекратилась до появления обширных лавовых равнин вулканического режима обновления поверхности (щитовых и региональных равнин), которые впитали тектонические компоненты большинства корон.

ВЫВОДЫ

Детальное топографическое и стратиграфическое исследование корон, проведенное нами, дает основания сделать нижеследующие выводы.

1) Характерная топографическая конфигурация позволяет разделить всю популяцию корон на пять классов: (1) куполообразные короны (D-образные, 99 структур или ~18% всей популяции изучаемых

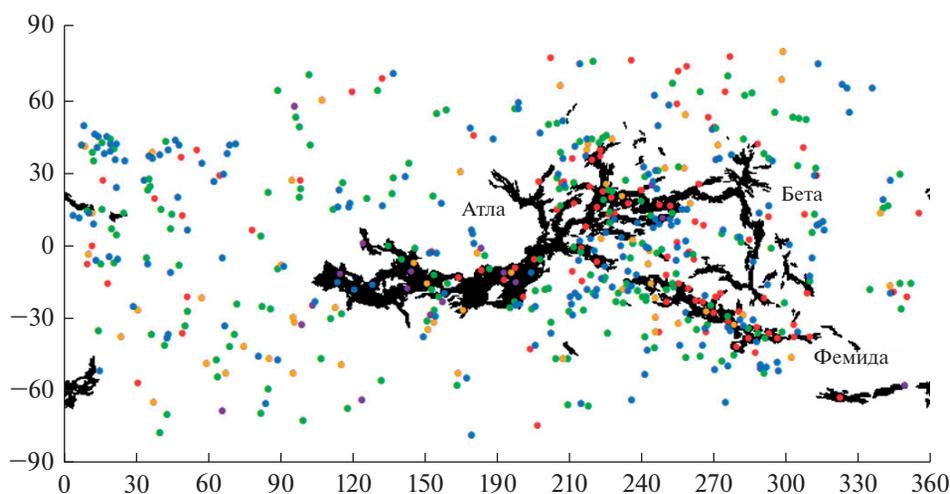


Рис. 5. Распределение корон и рифтовых зон на поверхности Венеры. Рифты показаны черным цветом (Ivanov, Head, 2011). Структуры корон разных топографических категорий показаны разными цветами: куполообразные – красные точки; W-образные – зеленые; W-W-образные – фиолетовые; W-V-образные – оранжевые; U-образные – синие.

структур); (2) W-образные (188 структур или ~34%); (3) W-W-образные (18 структур или ~3%); (4) W-V-образные (59 структур или ~11%) и (5) U-образные (186 структур или ~34%).

2) Возрастные соотношения обрамления корон с окружающей местностью указывает на существование трех стратиграфических типов корон: (1) относительно более древние структуры, обрамление которых (как правило, это пояса борозд) подтоплено материалом щитовых и/или региональных равнин (группы 1 и 4); (2) структуры переходного типа, обрамление которых частично состоит из более древних поясов борозд и частично из более молодых рифтовых трещин (группа 2); (3) относительно более молодые структуры, обрамление которых образовано трещинами рифтовых зон (группа 3).

3) Более древние короны, сформированные до становления региональных и щитовых равнин, резко преобладают и составляют примерно 80% всей популяции корон. Наиболее часто они имеют W- (158 корон) и U-образный (171 корон) топографические профили и представляют собой структуры, находящиеся на регрессивной стадии эволюции родительских диапиров.

4) Короны переходного типа редки (25 корон или 4.5% популяции), что свидетельствует о разделении во времени процессов формирования более древних и более молодых корон. Короны переходного типа чаще всего характеризуются W-образным топографическим профилем (13 корон), унаследованным от более древних, до-рифтовых, корон, на месте которых формируются короны переходного типа.

5) Короны, образованные после становления региональных и щитовых равнин (третья стратиграфическая группа), составляют примерно 15% всей популяции корон. Основная часть таких корон (46%), имеет куполообразный профиль, свидетельствующий о прогрессивной стадии развития родительских диапиров.

(6) Количественное распределение корон разных стратиграфических типов свидетельствует, что эти вулканотектонические комплексы преимущественно формировались в течение более раннего, тектонического режима обновления поверхности (Ivanov, Head, 2015).

Авторы выражают благодарность за ценные замечания по данной публикации профессору, доктору геол.-минерал. наук А.Т. Базилевскому, канд. физ.-мат. наук М.А. Креславскому и профессору, доктору геол.-минерал. наук А.М. Никишину.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Барсуков В.Л., Базилевский А.Т., Кузьмин Р.О., Пронин А.А., Крючков В.П., Николаевна О.В., Черная И.М., Бурба Г.А.,

Бобина Н.Н., Шапкина В.П., Марков М.С., Суханов А.Л. Геология Венеры по результатам радиолокационных изображений, полученных АМС “Венера-15” и “Венера-16” (предварительные данные) // Геохимия. 1984. № 12. С. 1811–1820.

Барсуков В.Л., Волков В.П. Планета Венера (атмосфера, поверхность, внутреннее строение). М.: Наука, 1989. С. 482.

Гусева Е.Н., Иванов М.А. Пространственно-временные соотношения поясов борозд, структур корон и рифтовых зон Венеры // Астрон. вестн. 2019. Т. 53. № 6. С. 403–414. (Guseva E.N., Ivanov M.A. Spatio-temporal Relationships of the Groove Belts, Coronal Structures, and Rift Zones of Venus // Sol. Syst. Res. 2019. V. 53. № 6. P. 411–422.)

Barsukov V.L., Basilevsky A.T., Burba G.A., Bobinna N.N., Kryuchkov V.P., Kuzmin R.O., Nikolaeva O.V., Pronin A.A., Ronca L.B., Chernaya I.M., Shashkina V.P., Garanin A.V., Kushky E.R., Markov M.S., Sukhanov A.L., Kotelnikov V.A., Rzhiga O.N., Petrov G.M., Alexandrov Yu. N., Sidorenko A.I., Bogomolov A.F., Skrypnik G.I., Bergman M. Yu., Kudrin L.V., Bokshstein I.M., Kronrod M.A., Chochia P.A., Tyufin Yu.S., Kadnichansky S.A., Akim E.L. The geology and geomorphology of the Venus surface as revealed by radar images obtained by Venera 15 and 16 // J. Geophys. Res. 1986. V. 91. B 4. P. D378–D398.

Basilevsky A.T., Head J.W. Global stratigraphy of Venus: analysis of a random sample of thirty-six test areas // Earth, Moon and Planets. 1995a. V. 66. P. 285–336.

Basilevsky A.T., Head J.W. Geologic units on Venus: evidence for their global correlation // Planet and Space Sci. 2000b. V. 48. P. 75–111.

Crumpler L.S., Aubele J. Volcanism on Venus // Encyclopedia of Volcanoes / Eds Bruce Houghton, Hazel Rymer, John Stix, Steve McNutt, and Haraldur Sigurdson. Acad. Press. San Diego, San Francisco, New York, Boston, London, Sydney, Toronto. 2000. P. 727–770.

Head J.W., Crumpler L.S., Aubele J.C., Guest J., Saunders R.S. Venus Volcanism: Classification of volcanic features and structures, associations, and global distribution from Magellan data // J. Geophys. Res. 1992. V. 97. P. 13.153–13.197.

Ivanov M.A., Head J.W. Geology of Venus: Mapping of a global geotraverse at 30N latitude // J. Geophys. Res. 2001. V. 106. № E8. P. 17515–17566.

Ivanov M.A., Head J.W. The Lada Terra Rise and Quetzalpetlatl Corona: a region of long-lived mantle upwelling and recent volcanic activity on Venus // Planet. and Space Sci. 2010. V. 58. P. 1880–1894.

Ivanov M.A., Head J.W. Global geological map of Venus // Planet. and Space Sci. 2011. V. 59. P. 1559–1600.

Ivanov M.A., Head J.W. The history of volcanism on Venus // Planet. and Space Sci. 2013. V. 84. P. 66–92.

Ivanov M.A., Head J.W. The history of tectonism on Venus: A stratigraphic analysis // Planet. and Space Sci. 2015. V. 113–114. P. 10–32.

Janes D.M., Squyres S.W., Bindschadler D.L., Baer G., Schubert G., Sharpton V.L., Stofan E.R. Geophysical models for the formation and evolution of coronae on Venus // J. Geophys. Res. 1992. V. 97. № E10. P. 16055–16068.

- Jellinek A.M., Lenardic A., Manga M.* The influence of interior mantle temperature on the structure of plumes: Heads for Venus, tails for the Earth // *Geophys. Res. Lett.* 2002. V. 29. № 11. P. 27-1–27-4.
- Johnson C.L., Richards M.A.* A conceptual model for the relationship between coronae and large-scale mantle dynamics on Venus // *J. Geophys. Res.* 2003. V. 108. № E6. P. 12-1–12-18.
- Kreslavsky M., Vdovichenko R.* Topography of Small Coronae on Venus: Preliminary Overview // *Lunar and Planet. Sci.* XXVII. 1996. P. 699–700.
- Nikishin A.M.* Hot spot tectonics on Venus: implications for rifting and doming // *Lunar and Planet. Sci.* XVII. 1986. P. 615–616.
- Nikishin A.M.* Tectonics of Venus: a review // *Earth, Moon and Planets.* 1990. V. 50/51. P. 101–125.
- Phillips R.J., Raubertas R.F., Arvidson R.E., Sarkar I.C., Herrick R.R., Izenberg N., Grimm R.E.* Impact craters and Venus resurfacing history // *J. Geophys. Res.* 1992. V. 97. № E10. P. 15.923–15.948.
- Pronin A.A., Stofan E.R.* Coronae on Venus: Morphology and distribution // *Icarus.* 1990. V. 87. P. 452–474.
- Smrekar S.E., Stofan E.R.* Corona formation and heat loss on Venus by coupled upwelling and delamination // *Science.* 1997. V. 277. P. 1289–1294.
- Stofan E.R., Sharpton V.L., Schubert G., Baer G., Bindschadler D.L., Janes D.M., Squyres S.W.* Global distribution and characteristics of coronae and related features on Venus: Implications for origin and relation to mantle processes // *J. Geophys. Res.* 1992. V. 97. № E8. P. 13347–13378.
- Stofan E.R., Smrekar S.E.* Large topographic rises, coronae, large flow field, and large volcanoes on Venus: Evidence for mantle plumes? // *Geol. Soc. Am. Spec. Paper.* 2005. V. 388. P. 841–861.
- Squyres S.W., Janes D.M., Baer G., Bindschandler D.L., Schubert G., Sharpton V.L., Stofan E.R.* The morphology and evolution of coronae on Venus // *J. Geophys. Res.* 1992. V. 97. P. 13.611–13.634.

УДК 521.1:523.4

РЕЗУЛЬТАТЫ АСТРОМЕТРИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ ДАЛЕКИХ СПУТНИКОВ ЮПИТЕРА НА НОВОМ ТЕЛЕСКОПЕ КАВКАЗСКОЙ ГОРНОЙ ОБСЕРВАТОРИИ ГАИШ МГУ

© 2020 г. Н. В. Емельянов^{a, b, *}, Б. С. Сафонов^a, О. В. Возякова^a, А. Ю. Тушканова^a

^aМосковский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, Россия

^bInstitut de mécanique céleste et de calcul des éphémérides — Observatoire de Paris, UMR 8028 du CNRS, 77 avenue Denfert-Rochereau, 75014 Paris, France

*e-mail: emelia@sai.msu.ru

Поступила в редакцию 23.10.2019 г.

После доработки 04.06.2020 г.

Принята к публикации 13.07.2020 г.

Пополнение базы данных наблюдений далеких спутников планет всегда полезно, поскольку точность моделей движения и эфемерид зависит не только от точности наблюдений. Точность улучшается с ростом интервала времени наблюдений. Поэтому наблюдения, выполненные даже с прежней точностью, оказываются востребованными. На Кавказской горной обсерватории (КГО) Государственного астрономического института им. П.К. Штернберга Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова на новом телескопе с диаметром зеркала 2.5 м в 2017 г. были проведены астрометрические наблюдения двух далеких спутников Юпитера. Получены 6 положений спутника J6 (Гималия) и 27 положений спутника J8 (Пасифе). Среднеквадратичные величины отклонений от эфемерид по всем 33 наблюдениям двух спутников составили: 0.085" по прямому восхождению и 0.064" по склонению. Такая точность соответствует современному уровню наземных наблюдений. Наши уточнения орбит для эфемеридного сервера MULTI-SAT по всем имеющимся наблюдениям показали, что средневзвешенные среднеквадратичные величины угловых отклонений измеренных положений от вычисленных для спутников J6 (Гималия) и J8 (Пасифе) составляют 0.22". При этом точность эфемерид оценивается в сервере MULTI-SAT для 2017 г. величиной 0.008" для J6 (Гималия) и 0.05" для J8 (Пасифе). Новые наблюдательные данные будут полезны для уточнения моделей движения далеких спутников Юпитера.

Ключевые слова: спутники Юпитера, наблюдения, астрометрия

DOI: 10.31857/S0320930X2006002X

ВВЕДЕНИЕ

Прогресс в моделировании динамики естественных спутников планет обеспечивается точными астрометрическими наблюдениями, выполненными в течение длительного промежутка времени. Астрометрические данные необходимы, чтобы уточнить параметры движения и получить новые, более точные сведения для описания эволюции орбит и выяснения происхождения спутников. Точность модели движения спутника планеты определяется не только точностью наблюдений, но также длительностью интервала времени наблюдений. Поэтому наблюдения нужно продолжать даже с прежней точностью. В базах данных накоплено уже много астрометрических наблюдений далеких спутников Юпитера, Сатурна, Урана и Нептуна. Однако наблюдения продолжаются, наблюдатели работают, базы данных по-

полняются. В частности, в 2014–2018 гг. на 11 обсерваториях мира получены 1986 астрометрических положений шести далеких спутников Юпитера: J6 (Гималия), J7 (Элара), J8 (Пасифе), J9 (Синопе), J10 (Лиситея), J11 (Карме).

Наблюдения далеких спутников планет публикуются, в основном, в Циркулярах центра малых планет (Minor Planet Circulars). Свободный доступ к этим публикациям осуществляется через Интернет по адресу https://www.minorplanetcenter.net/iau/ECS/MPCArchive/MPCArchive_TBL.html Наблюдения всех естественных спутников собираются в базе данных NSDB (Arlot, Emelyanov, 2009), доступной через Интернет по адресу <http://www.sai.msu.ru/neb/nss/html/obspos/index.html>

В Государственном астрономическом институте им. П.К. Штернберга Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова на

Кавказской горной обсерватории (КГО ГАИШ МГУ) недавно введен в эксплуатацию новый телескоп с диаметром зеркала 2.5 м. В 2017 г. на новом телескопе были проведены астрометрические наблюдения далеких спутников Юпитера. Мотивации проведения наблюдений, их обработки и подготовки результатов к публикации были следующими.

1. Следовало продемонстрировать возможности нового телескопа КГО ГАИШ МГУ.

2. Астрометрическая точность результатов оказалась высокой.

3. Новые наблюдения являются достойным вкладом в мировую базу данных.

Проведены наблюдения спутников J6 (Гималия), J8 (Пасифе). Получены 33 астрометрических положения спутников.

В настоящем сообщении дается описание средств и методов наблюдений, метода астрометрической обработки, приводятся результаты наблюдений и дается анализ точности наблюдений при сравнении с эфемеридами.

ПАРАМЕТРЫ НАБЛЮДАТЕЛЬНОЙ ТЕХНИКИ И МЕТОДЫ НАБЛЮДЕНИЙ

Наблюдения выполнялись на основном телескопе Кавказской горной обсерватории (КГО), имеющем диаметр апертуры 2.5 м. Диаметр тени оправы вторичного зеркала 1.0 м (Потанин и др., 2017). Корректор широкого поля, предусмотренный конструкцией телескопа, в данных наблюдениях не применялся.

В качестве фотоприемника использовался ПЗС-детектор с азотным охлаждением производства Niels Bohr Institute, аналогичный приемникам, описанным в работе (Andersen, 1998). Детектор постоянно установлен в фокусе Кассегрена и представляет собой мозаику из двух чипов E2V CCD44-82 размерами 2048×4104 пкс.

Линейные размеры пикселя 15 мкм, угловой масштаб камеры $0.15''/\text{пкс}$. Чипы составлены по длинной стороне, образуя квадратное поле зрения размерами $10.46' \times 10.26'$.

Шум считывания при рабочей температуре составляет 6.4 е.

Регистрация выполнялась в фильтрах r SDSS и R Bessel, кривые пропускания приведены в Интернет по адресу <http://lnfm1.sai.msu.ru/kgoinstruments/filters/>. Во время наблюдений Юпитер находился на высотах от 8° до 42° . Экспозиция во всех случаях была 300 с.

АСТРОМЕТРИЧЕСКАЯ ОБРАБОТКА ИЗОБРАЖЕНИЙ И ПОЛУЧЕНИЕ КООРДИНАТ СПУТНИКОВ

Обработка состояла из следующих этапов.

1. Вычитание смещения, вносимого на этапе считывания в аналогово-цифровом преобразователе ПЗС-матрицы. Для оценки величины смещения в горизонтальном регистре ПЗС-матрицы предусмотрены по 50 дополнительных пикселей до и после области, соответствующей светочувствительной части детектора. Эти пиксели не содержат фотоэлектронов. По среднему уровню сигнала в них оценивается величина смещения для данной строки, которая затем вычитается из каждого ее пикселя.

2. Коррекция нелинейности. Остаточная нелинейность составляет менее 0.1%.

3. Базовая редуция для компенсации свойств и дефектов ПЗС-матрицы посредством умножения результирующего изображения на выравнивающую матрицу, вычисленную из изображений плоского поля и темнового тока.

4. Поиск звезд. Для финальных этапов астрометрической редуции изображения с целью получения экваториальных координат объектов в качестве опорного каталога был выбран каталог Gaia DR2 (Gaia Collaboration, 2018). Алгоритм, использованный для поиска звезд, основывался на анализе гистограмм нескольких отдельных фрагментов кадра, выбранных с зонами пересечения. Он позволил идентифицировать в кадре количество объектов, превышающее количество объектов каталога Gaia DR2 в поле зрения кадра ($10.46' \times 10.26'$).

5. Редуция влияния Юпитера. Выравнивающая матрица, компенсирующая градиент неравномерного фона, вычислялся по обработке отсчетов максимально приближенной к обрабатываемому объекту области, не содержащей других объектов.

6. Расчет координат центров объектов в системе матрицы. Для аппроксимации функции рассеяния точки объектов использовалась модель двумерного распределения Гаусса с пятью постоянными, вычисляемыми методом наименьших квадратов. В данной серии наблюдений метод обеспечил сходимость итераций для всех объектов, входящих в опорный каталог Gaia DR2 в поле зрения кадра.

7. Отождествление объектов с каталогом. Получение экваториальных координат спутника. Количество опорных объектов, соответствующее по каталогу полю зрения изображения — от сотни до двухсот звезд. Для получения постоянных кадра методом наименьших квадратов на основании

Таблица 1. Результаты наблюдений. Шкала времени UTC. Система координат экватора и равноденствия эпохи J2000. Номера спутников: 6 – J6 (Гималия), 8 – J8 (Пасифе)

Номер спутника	Дата, год, месяц, день	Момент наблюдения, ч, мин, с	Прямое восхождение, ч, мин, с	Склонение, град, угл. мин, угл. с
6	2017 06 13	18 58 24.690	12 52 36.0817	–4 25 0.0025
6	2017 06 13	19 03 49.440	12 52 36.0890	–4 25 0.2108
6	2017 06 13	19 09 19.810	12 52 36.0977	–4 25 0.4639
6	2017 06 13	19 14 45.130	12 52 36.1060	–4 25 0.6872
6	2017 06 13	19 24 10.660	12 52 36.1200	–4 25 1.0557
6	2017 06 13	19 29 45.610	12 52 36.1285	–4 25 1.3364
8	2017 05 30	18 58 24.690	12 55 40.4103	–3 37 10.4042
8	2017 05 30	19 03 49.440	12 55 40.3798	–3 37 10.2688
8	2017 06 13	19 39 28.197	12 55 34.3351	–3 37 51.7589
8	2017 06 13	19 44 55.098	12 55 34.3491	–3 37 51.8592
8	2017 06 13	19 50 22.399	12 55 34.3673	–3 37 52.0460
8	2017 06 13	19 55 49.937	12 55 34.3853	–3 37 52.1684
8	2017 06 13	20 10 29.980	12 55 34.4232	–3 37 52.4540
8	2017 06 13	20 15 54.786	12 55 34.4357	–3 37 52.6380
8	2017 06 13	20 21 20.983	12 55 34.4497	–3 37 52.7766
8	2017 06 26	18 52 27.621	12 57 22.6806	–3 51 4.1259
8	2017 06 26	18 57 52.911	12 57 22.7254	–3 51 4.4846
8	2017 06 26	19 03 19.198	12 57 22.7741	–3 51 4.7999
8	2017 06 26	19 18 44.823	12 57 22.9046	–3 51 5.7348
8	2017 06 26	19 25 19.883	12 57 22.9584	–3 51 6.1400
8	2017 06 26	19 30 44.980	12 57 23.0021	–3 51 6.4721
8	2017 06 26	19 36 09.787	12 57 23.0524	–3 51 6.8439
8	2017 06 27	20 34 57.173	12 57 36.3863	–3 52 40.3766
8	2017 06 27	20 40 22.800	12 57 36.4342	–3 52 40.7268
8	2017 06 28	18 48 05.253	12 57 48.8373	–3 54 7.3167
8	2017 06 28	18 53 29.893	12 57 48.8850	–3 54 7.6011
8	2017 06 28	18 58 55.717	12 57 48.9325	–3 54 8.0356
8	2017 06 28	19 05 13.340	12 57 48.9967	–3 54 8.4098
8	2017 06 28	19 12 13.418	12 57 49.0597	–3 54 8.7915
8	2017 06 28	19 18 55.583	12 57 49.1287	–3 54 9.3232
8	2017 06 30	19 54 24.217	12 58 18.1558	–3 57 31.1003
8	2017 06 30	19 59 49.402	12 58 18.2076	–3 57 31.4198
8	2017 06 30	20 05 17.646	12 58 18.2746	–3 57 31.9625

данных опорных звезд, отождествленных с каталогом, решалась система с десятью параметрами редукции.

Обрабатывались 29 снимков спутника J8 (Пасифе) и 9 снимков спутника J6 (Гималия). В результате обработки удачных снимков получены 33 положения спутников.

АСТРОМЕТРИЧЕСКИЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Полученные астрометрические результаты помещены в табл. 1. Даны экваториальные координаты спутников в системе экватора и равноденствия эпохи J2000. Система координат соответствует использованному звездному каталогу. Шкала времени UTC.

ОЦЕНКА ТОЧНОСТИ РЕЗУЛЬТАТОВ НАБЛЮДЕНИЙ. СРАВНЕНИЕ С ЭФЕМЕРИДАМИ

Для проверки результатов наблюдений и оценки их точности использовались эфемериды спутников J6 Гималия и J8 Пасифе, полученные с помощью сервера эфемерид MULTI-SAT (Emel'yanov, Arlot, 2008). Модели движения этих спутников были также построены на основе наблюдений и опубликованы в работах (Jacobson, 2000; Jacobson и др., 2012; Brozovic, Jacobson, 2017). Эфемериды, вычисляемые по последним версиям этих моделей, можно получить с помощью сервера эфемерид JPL (Giorgini, Yeomans, Chamberlin, Chodas, 1997). Модели движения далеких спутников неоднократно уточнялись первым автором данной статьи на основе новых наблюдений. Модель движения спутника J6 (Гималия) к настоящему времени уточнена на основе 3381 наблюдения, выполненного на интервале времени с 3 января 1905 г. по 14 декабря 2016 г. (примерно 110 лет). Модель движения спутника J8 (Пасифе) – на основе 2943 наблюдения, выполненного на интервале времени с 20 января 1905 г. по 17 июня 2016 г. (примерно 110 лет). Средневзвешенные среднеквадратичные значения отклонений наблюденных положений от эфемерид по всем указанным наблюдениям оказались равными для спутника J6 (Гималия) $0.21''$, для спутника J8 (Пасифе) – $0.22''$. При этом точность эфемерид оценивается в сервере MULTI-SAT для 2017 г. величиной $0.008''$ для J6 (Гималия) и $0.05''$ для J8 (Пасифе). Результаты наблюдений, полученные в данной работе, для уточнения эфемерид еще не использовались.

Сравнение результатов наблюдений, выполненных в данной работе, с эфемеридами сделано сразу по всем 33 положениям двух спутников. Сравнение показало следующие оценки отклонений. Средние значения составили $0.036''$ по прямому восхождению и $0.044''$ по склонению. Среднеквадратичные величины отклонений: $0.085''$ по прямому восхождению и $0.064''$ по склонению. Дисперсии, т.е. среднеквадратичные величины отклонений от средних значений, составили: $0.077''$ по прямому восхождению и $0.047''$ по склонению. Сравнение было выполнено с помощью сервера эфемерид MULTI-SAT с использованием удобного сервиса сравнения результатов наблюдений с эфемеридами, предоставляемого системой MULTI-SAT (Emel'yanov, Arlot, 2008).

Следует отметить, что точность наблюдений далеких спутников больших планет в последние 15 лет стала заметно лучше. В частности, в работе (Khovritchev и др., 2015) опубликованы новые наблюдения четырех далеких спутников Юпитера.

Для большинства из этих наблюдений отличия наблюденных положений спутников от эфемерид не превышают $0.1''$.

Сопоставляя полученные оценки с точностью предшествующих наблюдений, мы делаем вывод, что качество выполненных в данной работе наблюдений соответствует современному уровню наземных наблюдений.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На Кавказской горной обсерватории (КГО) Государственного астрономического института им. П.К. Штернберга Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова на новом телескопе с диаметром зеркала 2.5 м в 2017 г. были проведены астрометрические наблюдения далеких спутников Юпитера J6 (Гималия) и J8 (Пасифе). Получены 6 положений спутника J6 (Гималия) и 27 положений спутника J8 (Пасифе). Дисперсии, т.е. среднеквадратичные величины отклонений от средних значений, по всем 33 наблюдениям двух спутников составили: $0.077''$ по прямому восхождению и $0.047''$ по склонению. Эти оценки показывают, что наблюдения, выполненные на 2.5 м телескопе Кавказской горной обсерватории, позволяют получить точность, соответствующую современным требованиям к точности наземных астрометрических наблюдений объектов Солнечной системы.

Новые наблюдательные данные будут полезны для уточнения моделей движения далеких спутников Юпитера.

Работа выполнялась при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект № 16-52-150005. Наблюдательные данные получены с использованием оборудования, приобретенного за счет средств Программы развития Московского университета.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Потанин С.А., Горбунов И.А., Додин А.В., Саввин А.Д., Сафонов Б.С., Шатский Н.И. Исследование оптики 2.5-метрового телескопа ГАИШ МГУ // Астрон. журн. 2017. Т. 94. С. 715.
- Andersen J. The Astronomical CCD Development Program at Copenhagen University // Proc. Conf. "Optical Detectors for Astronomy" Garching, Germany, October 8–10, 1996 / Eds Beletic J.W., Amico P. Boston, Mass.: Kluwer Acad. Publ., 1998.
- Arlot J.-E., Emelyanov N.V. The NSDB natural satellites astrometric database // Astron. and Astrophys. 2009.V. 503. P. 631–638.
- Brozovic M., Jacobson R.A. The orbits of Jupiter's irregular satellites // Astron. J. 2017. V. 153. Iss. 4. Article id. 147, 10 p.

- Emel'yanov N.V., Arlot J.-E.* The natural satellites ephemerides facility MULTI-SAT // *Astron. and Astrophys.* 2008. V. 487. P. 759–765.
- Gaia Collaboration. Gaia Data Release 2. Summary of the contents and survey properties // *Astron. and Astrophys.* 2018. V. 616. Id.A1, 22 pp.
- Giorgini J.D., Yeomans D.K., Chamberlin A.B., Chodas P.W., Jacobson R.A., Keesey M.S., Lieske J.H., Ostro S.J., Standish E.M., Wimberly R.N.* JPL's On-Line Solar System Data Service // *Amer. Astron. Soc. DPS meeting N. 28, April 25, 1997. Bull. Amer. Astron. Soc.* 1997. V. 28. P. 1158.
- Jacobson R.A.* The orbits of the outer Jovian satellites // *Astron. J.* 2000. V. 120. P. 2679–2686.
- Jacobson R., Brozovic M., Gladman B., Alexandersen M., Nicholson P.D., Veillet C.* Irregular satellites of the outer planets: orbital uncertainties and astrometric recoveries in 2009–2011 // *Astron. J.* 2012. 144: 132. 8 pp.
- Khovritchev M.Yu., Ershova A.P., Balyaev I.A., Bikulova D.A., Izmailov I.S., Roshchina E.A., Pejgur V.V., Shumilov A.A., Maksimova L.A., Oskina K.I., Apetyan A.A., Kulikova A.M.* Astrometric observations of outer Jovian satellites with the “Saturn” telescope. First results // eprint arXiv:1511.01642. November 2015.

УДК 523-52

НАГРЕВАНИЕ ВЕРХНЕЙ АТМОСФЕРЫ ПЛАНЕТЫ СОЛНЕЧНЫМ УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ, ХИМИЧЕСКИМИ И ФОТОХИМИЧЕСКИМИ РЕАКЦИЯМИ

© 2020 г. А. В. Колесниченко*

Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Россия

**e-mail: kolesn@keldysh.ru*

Поступила в редакцию 16.04.2020 г.

После доработки 24.04.2020 г.

Принята к публикации 23.05.2020 г.

В работе приведен подход, позволяющий корректно учитывать вклад астрономических реакций, обусловленных прямым поглощением жесткого солнечного излучения, в энергетический баланс относительно плотных областей планетных атмосфер. Для этого использована система обобщенных кинетических уравнений Больцмана для многокомпонентных смесей атомарных и молекулярных газов умеренной плотности с учетом излучения и химических реакций в интегралах столкновений. Такой подход позволил уточнить оценки функции нагрева в уравнении энергетического баланса нижней термосферы и мезосферы в верхней атмосфере Земли.

Ключевые слова: реагирующие многокомпонентные газовые смеси, кинетическое уравнение, астрономические реакции, функция нагрева термосферы

DOI: 10.31857/S0320930X20050035

ВВЕДЕНИЕ

Внешние газовые оболочки небесных тел (планет, комет) представляют собой разреженный многокомпонентный газ, подверженный прямому воздействию Солнечного электромагнитного и корпускулярного излучения. Структура и физико-химические свойства подобных сред, лежащих в пограничных областях между атмосферой и космосом и обычно называемых верхней атмосферой и/или околопланетным пространством, существенно различаются в зависимости от массы космического объекта, его расстояния от Солнца, наличия магнитного поля, условий формирования и эволюции. Общим для подобных оболочек небесных тел является наличие процессов фотолиза (сопровожаемых диссоциацией, ионизацией, многочисленными прямыми и обратными элементарными процессами и химическими реакциями), определяющих их динамику, тепловой режим и химическую структуру. Очевидно, в зависимости от характерных временных и пространственных масштабов изучаемых явлений, адекватное описание подобных сред возможно как в рамках газокинетического, так и гидродинамического подходов (см., например, Голицын, 1973; Уиттен, Поппов, 1977; Chamberlain, 1978; Кошелев и др., 1983; Vázquez, 2006; Marov, Kolesnichenko, 2001, 2015; Колесниченко, 2017). Вместе с тем, учет специфики изуче-

ния происходящих в верхних атмосферах физико-химических процессов сопряжен с необходимостью периодического пересмотра традиционных подходов моделирования, связанного с учетом новейших достижений в области космической физики, радиационной химической кинетики, электродинамики и т.п. Именно на этом пути открываются, по нашему мнению, широкие возможности создания современных математических моделей малодоступных областей околопланетного пространства (экспериментальные сведения о которых, как правило, крайне ограничены), включая прогнозирование их состояния и пространственно-временные вариации.

Отмеченные достижения стимулируют создание более продвинутых моделей верхних атмосфер, соответствующих алгоритмов и программных комплексов для их численной реализации (см., например, Четверушкин, Шильников, 2008; Мингалев и др., 2010). Новые подходы к моделированию стали возможны благодаря совершенствованию экспериментальных методов исследования ближайших окрестностей Земли и планет, а также бурному развитию вычислительной математики, которое расширило возможности создания адекватных математических моделей, учитывающих наличие многочисленных физико-химических явлений, таких как турбулентные, магнитогидродинамические и радиационные процессы, а также

фазовые переходы, химические реакции и процессы коагуляции.

Усовершенствованные подходы теоретической аэронауки, основанные помимо традиционных методов химии верхних атмосфер, также и на совокупности газокинетических и гидродинамических методов, были развиты в монографиях (Маров, Колесниченко, 1987; Колесниченко, Маров, 1999; Колесниченко, 2017). В них, в частности, была продемонстрирована эффективность газокинетического подхода при изучении неравновесных аэронаукических реакций, вызванных как электромагнитной, так и корпускулярной радиацией Солнца. При этом было показано, что кинетический подход эффективно работает на высотах верхней термосферы и экзосферы (где $K_p > 0.1$), а гидродинамический — на высотах нижней термосферы и мезосферы, где $K_p < 0.1$. Таким образом, в своей совокупности гидродинамические и кинетические подходы дают возможность значительно расширить класс решаемых климатических и аэронаукических задач, что позволяет во многих случаях отказаться от использования в моделях эволюции планетных атмосфер так называемых параметров настройки, вводимых часто а posteriori для согласования получаемых численных результатов с новыми экспериментальными данными (см. Мингалев И.В., Мингалев В.С., 2005; Четверушкин и др., 2017).

Вместе с тем, одной из нерешенных проблем все еще остается корректное описание процессов взаимодействия верхней атмосферы планеты и солнечного излучения, в том числе в самом общем неравновесном случае, т.е. возможность детального учета вкладов многочисленных фотохимических и химических реакций от такого взаимодействия в энергетический баланс нижней термосферы и мезосферы. В частности, речь идет о получении так называемой функции нагревания верхней атмосферы, вызванного совокупностью эндо-и экзотермических аэронаукических реакций, сопровождающих приток в атмосферу жесткого солнечного излучения.

Хорошо известно, что коротковолновая часть солнечного спектра (УФ и рентген) оказывает решающее влияние на энергетическое состояние внешних газовых оболочек Земли и планет, определяя свойства их верхних атмосфер и характер аэронаукических процессов, хотя доля энергии, излучаемой Солнцем в этих диапазонах, составляет менее 10^{-4} от полной энергии солнечного излучения. Поглощение в земной атмосфере на высотах выше ≈ 30 км энергии солнечного излучения во всем коротковолновом диапазоне ($\lambda \leq 3000 \text{ \AA}$) имеет сложный характер. Это обусловлено сильными вариациями сечений поглощения основными атмосферными компонентами (N_2 , O_2 , O , а также O_3), их зависимостью от длины волны, а

также наличием процессов фотолиза (диссоциация, ионизация), возбуждения и их различных комбинаций. При этом процессам диссоциации и ионизации отвечают соответствующие континуумы поглощения, в то время как процессы возбуждения молекул дают в соответствующем спектре молекулярные полосы поглощения или атомные линии. Промежуточным случаям процессов преддиссоциации или ионизации соответствуют в спектрах диффузные полосы или линии. Можно, таким образом, рассматривать сечение поглощения как сумму парциальных сечений различных процессов, причем от величины парциального сечения зависит относительное содержание образующихся при поглощении конечных или промежуточных продуктов. Таким образом, только газокинетический подход может позволить повысить точность моделирования энергетического баланса атмосферной среды, зависящей от степени ее отклонения от ЛТР, и учесть большое число факторов, включая скорости и сечения химических реакций, константы элементарных (столкновительных и радиативных) процессов, ограниченное (по необходимости) число возбужденных уровней состояния и т.п.

Важно также иметь в виду, что тепловой баланс определенных областей планетных атмосфер (например, средней атмосферы Земли, атмосферы Марса, надоблачной атмосферы Венеры) существенно зависит не только от коротковолнового солнечного радиации, но и от длинноволнового излучения Солнца, планеты и приповерхностной атмосферы. Следует, однако, заметить, что вклады от всех видов радиации в тепловой баланс атмосферной среды возможно анализировать отдельно для коротковолнового и длинноволнового диапазонов длин волн (см. Гуди, 1966).

В представленной работе показано, как, при учете только жесткого солнечного излучения и в предположении термического равновесия¹ по ступательным степеням свободы, из системы обобщенных кинетических уравнений для многокомпонентных смесей многоатомных газов умеренной плотности с учетом химических реакций в интегралах столкновений, можно получить: уравнения радиационной гидродинамики, определяющие (замыкающие) соотношения, уравнения химической кинетики (с учетом специфики неравновесных химических реакций и многочисленных элементарных процессов), а также функцию нагревания верхней атмосферы, позволяющую корректно учитывать эффективность тепловыделения, вызванного взаимодействием атмосферных частиц с солнечным коротковолновым излучением.

При конструировании функции нагревания атмосферы не учитывалось собственное излуче-

¹ Заметим, что это условие надежно выполняется только в нижней термосфере.

нием приповерхностной атмосферы в рентгеновском и ультрафиолетовом диапазонах, поскольку оно слишком мало при характерных температурах в термосферах (~ 1000 К). Большинство фотонов в эмиссиях, возникающих вследствие диссоциации с возбуждением или ионизации, рождаются в ближнем ультрафиолете и, обладая большими длинами пробега, уходят из термосферы. Рассеянное солнечное излучение также нами не учитывалось, поскольку сечение рэлеевского рассеяния имеет порядок $\sim 10^{-24}$ см², а сечение поглощения $\sim 10^{-17}$ см² в ионизационном континууме (40–1025.7 Å) и $\sim 10^{-19}$ см² в континууме Шумана–Рунге (1300–1750 Å). В качестве примера приведены конкретные функции нагревания термосферы и озоносферы солнечным УФ-излучением, оказывающим наиболее существенное влияние на тепловой режим, динамику и эмиссионные свойства этих областей земной атмосферы.

УРАВНЕНИЯ РАДИАЦИОННОЙ ГИДРОДИНАМИКИ ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ ВЕРХНЕЙ АТМОСФЕРЫ

Проходя сквозь газовую оболочку небесного тела (планеты, кометы), солнечное излучение взаимодействует с веществом, многократно поглощаясь, переизлучаясь и рассеиваясь. Перенос энергии фотонами вызывает следующие радиативные процессы: 1) фотовозбуждение, или связанно-связанное поглощение, при котором фотон поглощается атомом (или молекулой), что приводит к переходу электрона между его дискретными квантовыми состояниями, и обратный процесс девозбуждения атома с испусканием фотона в результате столкновения его с другой частицей; 2) фотоионизация, или связанно-свободное поглощение, при котором происходит отрыв связанного электрона атома (молекулы) с одного из дискретных уровней и его переход с конечной кинетической энергией в состояние континуума с непрерывным энергетическим спектром, а также обратный процесс захвата свободного электрона на связанный уровень с рождением фотона (радиативная рекомбинация); 3) свободно-свободное поглощение, при котором фотон поглощается свободным электроном, движущимся в поле иона, в результате чего изменяется его кинетическая энергия относительно иона, в поле которого он движется, и обратный процесс, приводящий к излучению фотона (тормозное излучение); 4) рассеяние фотонов, в том числе когерентное рэлеевское рассеяние (связанными системами атомов и молекул), неупругое комбинационное рассеяние связанными системами и комптоновское рассеяние (свободными электронами), при которых фотон не исчезает, а только изменяет направление движения и, возможно, слегка смещается по частоте. Эти процессы определяют перенос излуче-

ния в атмосферном газе и околопланетном пространстве.

Описание указанных физико-химических процессов в верхней атмосфере удобно проводить в рамках кинетической теории многоатомных газов, исходя из системы обобщенных уравнений Больцмана для одночастичных функций распределения $f_{\alpha s}(\mathbf{r}, \mathbf{p}_{\alpha}, s, t)$ для каждого сорта частиц вещества и фотонов. Для обозначения вещественных компонентов используем далее греческие буквы α, β, \dots ($= 1, 2, \dots, N$), для обозначения фотона используем его частоту ν ; $s = 0$ соответствует основному энергетическому уровню молекулы.

Система уравнений Больцмана для частиц сорта α в квантовом энергетическом состоянии s имеет вид:

$$\frac{\partial f_{\alpha s}}{\partial t} + \mathbf{c}_{\alpha} \cdot \nabla_{\mathbf{r}} f_{\alpha s} + \mathbf{F}_{\alpha} \cdot \nabla_{\mathbf{p}_{\alpha}} f_{\alpha s} = \delta f_{\alpha s} / \delta t, \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \delta f_{\alpha s} / \delta t := & h^{-3} \sum_{\beta, \beta', \alpha' \leq \beta'} \sum_{j, s', j'} \int \{ f_{\alpha' s'} f_{\beta' j'} \times \\ & \times [1 \pm f_{\alpha s}] [1 \pm f_{\beta j}] - f_{\alpha s} f_{\beta j} [1 \pm f_{\alpha' s'}] [1 \pm f_{\beta' j'}] \} \times \\ & \times \nu_{\alpha\beta} d\sigma(\mathbf{p}_{\alpha}, s, \mathbf{p}_{\beta}, j \rightarrow \mathbf{p}_{\alpha'}, s', \mathbf{p}_{\beta'}, j') d\mathbf{p}_{\beta}, \\ & (\alpha = 1, 2, \dots, N; \quad s = 1, 2, \dots), \end{aligned} \quad (2)$$

где интегрирование производится по всем значениям импульсов $\mathbf{p}_{\alpha'}$, $\mathbf{p}_{\beta'}$ и \mathbf{p}_{β} , совместным с условиями сохранения массы, импульса и энергии сталкивающихся частиц. Столкновительный член (2) представляет собой изменение функции распределения $f_{\alpha s}$ в единицу времени за счет как упругих столкновений, меняющих только скорость \mathbf{c}_{α} частиц, так и неупругих столкновений, которые ведут либо к изменению внутреннего состояния сталкивающихся частиц, либо к исчезновению или появлению частиц сорта α . Здесь h – постоянная Планка; $\mathbf{F}_{\alpha} = \mathbf{F}_{\alpha}(\mathbf{r}, \mathbf{p}_{\alpha}, t)$ – макроскопическая сила, действующая на частицу α -сорта (в случае излучения $\mathbf{F}_{\nu} \equiv 0$); $\nu_{\alpha\beta} = |\mathbf{c}_{\alpha} - \mathbf{c}_{\beta}|$ – модуль относительной скорости частиц сортов α и β ; $f_{\alpha s} := f_{\alpha s}(\mathbf{r}, \mathbf{p}_{\alpha}, s, t)$, $f_{\alpha' s'} := f_{\alpha' s'}(\mathbf{r}, \mathbf{p}_{\alpha'}, s', t)$, где штрихованные и не штрихованные величины отмечают начальное и конечное состояния соответственно; $\sum_{\alpha' \leq \beta'} := \sum_{\beta'} \sum_{\alpha'=1}^{\beta'}$, где ограничение $\alpha' \leq \beta'$ при суммировании по сортам частиц сделано для того, чтобы не учитывать одни и те же аэрономические реакции дважды; $d\sigma(\mathbf{p}_{\alpha}, s, \mathbf{p}_{\beta}, j \rightarrow \mathbf{p}_{\alpha'}, s', \mathbf{p}_{\beta'}, j')$ – дифференциальное эффективное сечение бинарной реакции $\alpha(s) + \beta(j) \leftrightarrow \alpha'(s') + \beta'(j')$ между частицами α и β сортов в состояниях s и j , т.е. вероятность того, что в результате столкновения молекулы сорта α в состоянии s , имеющей импульс \mathbf{p}_{α} , с молекулой сорта β в состоянии j и импульсом \mathbf{p}_{β} об-

разуются молекулы сортов α' и β' , импульсы и квантовые состояния которых будут, соответственно, $(\mathbf{p}_{\alpha'}, s')$ и $(\mathbf{p}_{\beta'}, j')$, причем значения импульсов $\mathbf{p}_{\alpha'}$ и $\mathbf{p}_{\beta'}$ ограничены условиями сохранения массы, импульса и энергии при столкновении²:

$$M_{\alpha} + M_{\beta} = M_{\alpha'} + M_{\beta'}, \quad \mathbf{p}_{\alpha} + \mathbf{p}_{\beta} = \mathbf{p}_{\alpha'} + \mathbf{p}_{\beta'},$$

$$\frac{\mathbf{p}_{\alpha}^2}{2M_{\alpha}} + \frac{\mathbf{p}_{\beta}^2}{2M_{\beta}} = \frac{\mathbf{p}_{\alpha'}^2}{2M_{\alpha'}} + \frac{\mathbf{p}_{\beta'}^2}{2M_{\beta'}} + \mathfrak{S},$$

$$\mathfrak{S} := \delta\varepsilon_{\alpha'}(s') + \delta\varepsilon_{\beta'}(j') - \delta\varepsilon_{\alpha}(s) - \delta\varepsilon_{\beta}(j);$$

\mathfrak{S} – разность энергий связи систем частиц (α, β) и (α', β') , причем, когда $\mathfrak{S} > 0$, то эта величина представляет собой пороговую энергию эндотермической реакции $\alpha(s) + \beta(j) \Rightarrow \alpha'(s') + \beta'(j')$. При написании столкновительного члена $\delta f_{\alpha s} / \delta t$ в виде (2) предполагалось справедливость равенства $f_{\alpha s}(\mathbf{p}_{\alpha}, s) = f_{\alpha s}(\mathbf{p}_{\alpha}, -s)$ в случае, когда молекулы не обладают внутренним моментом импульса (спиновым, орбитальным, вращательным), и использовано соотношение взаимности

$$d\mathbf{p}_{\alpha} d\mathbf{p}_{\beta} v_{\alpha\beta} d\sigma(\mathbf{p}_{\alpha}, s, \mathbf{p}_{\beta}, j \rightarrow \mathbf{p}_{\alpha'}, s', \mathbf{p}_{\beta'}, j') =$$

$$= d\mathbf{p}_{\alpha'} d\mathbf{p}_{\beta'} v_{\alpha'\beta'} d\sigma(\mathbf{p}_{\alpha'}, s', \mathbf{p}_{\beta'}, j' \rightarrow \mathbf{p}_{\alpha}, s, \mathbf{p}_{\beta}, j). \quad (3)$$

Множители $[1 \pm f_{\alpha s}]$ в выражении (2) для интеграла столкновений $\delta f_{\alpha s} / \delta t$ учитывают зависимость вероятности столкновения частиц от функций распределения, получающихся после столкновения (принцип запрета Паули); при этом знаки “+” и “–” относятся соответственно к частицам бозевского и фермиевского типов. Для учета вкладов в интеграл столкновений (2) неупругих столкновений более общего типа (например, столкновений с участием более двух частиц, включая фотон в начальном состоянии, когда относительна скорость $v_{\alpha\beta}$ равна скорости света c) в выражении (2) следует считать, что некоторые или все символы β, α' и β' относятся к более чем одной частице. Способ для получения правой части уравнения Больцмана, явно выраженной через одночастичные функции распределения для каждого сорта частиц, для этого случая приведен, например, в работе (Сэмпсон, 1969).

Полумакроскопические уравнения радиационной гидродинамики. Анализ происходящих в верхней атмосфере физико-химических процессов на основе прямого использования системы интегродифференциальных уравнений (1) весьма сложен. Вместе с тем, с точки зрения макроскопических свойств термосферу часто можно рассматривать как континуальную среду и для ее адекватного описания использовать полумакроскопические

уравнения многокомпонентной радиационной гидродинамики, к которым при ряде дополнительных допущений сводится система (1). Используя для этого функции распределения частиц вещества $f_{\alpha s} (\alpha = 1, 2, \dots, N)$, определим гидродинамические структурные параметры среды, а также термодинамические потоки, характеризующие перенос массы, импульса и энергии в газе, следующим образом:

$$n_{\alpha} = \sum_s n_{\alpha s}, \quad \rho = \sum_{\alpha} M_{\alpha} n_{\alpha}, \quad \mathbf{V} = \rho^{-1} \sum_{\alpha} M_{\alpha} n_{\alpha} \langle \mathbf{c}_{\alpha} \rangle,$$

$$\mathbf{u}_{\alpha} = \mathbf{c}_{\alpha} - \mathbf{V}, \quad \varepsilon_{\alpha} = \langle \delta\varepsilon_{\alpha}(s) + M_{\alpha} \mathbf{u}_{\alpha}^2 / 2 \rangle,$$

$$\mathbf{w}_{\alpha} = \langle \mathbf{u}_{\alpha} \rangle, \quad \tilde{\mathbf{P}}_{\alpha} = M_{\alpha} n_{\alpha} \langle \mathbf{u}_{\alpha} \mathbf{u}_{\alpha} \rangle,$$

$$p = 1/3 \sum_{\alpha} \tilde{\mathbf{P}}_{\alpha} : \tilde{\mathbf{I}}, \quad \tilde{\boldsymbol{\pi}} = p \tilde{\mathbf{I}} - \sum_{\alpha} \tilde{\mathbf{P}}_{\alpha},$$

$$\varepsilon = \rho^{-1} \sum_{\alpha} n_{\alpha} \varepsilon_{\alpha}, \quad \mathbf{q} = \sum_{\alpha} n_{\alpha} \langle \mathbf{u}_{\alpha} [\delta\varepsilon_{\alpha}(s) + M_{\alpha} \mathbf{u}_{\alpha}^2 / 2] \rangle,$$

$$\langle \phi_{\alpha} \rangle := (n_{\alpha})^{-1} h^{-3} \sum_s \int \phi_{\alpha} f_{\alpha s} d\mathbf{p}_{\alpha}.$$

Здесь $n_{\alpha s}(\mathbf{r}, t) = h^{-3} \int f_{\alpha s} d\mathbf{p}_{\alpha}$ – число частиц сорта α , находящихся в состоянии s ; M_{α} , $n_{\alpha}(\mathbf{r}, t)$, $\varepsilon_{\alpha}(\mathbf{r}, t)$ – соответственно масса молекулы, полное число частиц в единице объема и средняя внутренняя энергия на одну частицу сорта α ; $\mathbf{w}_{\alpha}(\mathbf{r}, t)$ – скорость диффузии α -го компонента; $\tilde{\mathbf{P}}_{\alpha}(\mathbf{r}, t)$ – парциальный тензор давления вещества сорта α ; $\delta\varepsilon_{\alpha}(s)$ – внутренняя энергия молекулы α -го сорта для состояния s ; $\mathbf{p}(\mathbf{r}, t)$, $\rho(\mathbf{r}, t)$, $\mathbf{V}(\mathbf{r}, t)$, $\varepsilon(\mathbf{r}, t)$ – соответственно давление, массовая плотность, полная среднemasсовая скорость и средняя внутренняя энергия единицы массы газовой смеси; $\mathbf{q}(\mathbf{r}, t)$, $\tilde{\boldsymbol{\pi}}(\mathbf{r}, t)$ – вектор полного потока тепла и тензор вязких напряжений газовой смеси; $\tilde{\mathbf{I}}$ – единичный тензор; $\langle \dots \rangle$ – символ усреднения по пространству импульсов; $d\mathbf{p}_v = \mathbf{p}_v^2 d|\mathbf{p}_v| d\Omega$ – элемент объема в пространстве импульсов.

Используя функцию распределения фотонов $f_{\nu s}(\mathbf{r}, \mathbf{p}_v, s, t)$ (здесь $\mathbf{p}_v = h\nu\boldsymbol{\Omega}/c$, $\boldsymbol{\Omega}$ – единичный вектор в направлении распространения фотонов) или полностью ей эквивалентную величину – спектральную интенсивность излучения

$$I_{\nu}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, t) = h^{-3} \sum_s ch\nu p_v^2 \frac{h}{c} f_{\nu s} = \frac{2h\nu^3}{c^2} f_{\nu s}$$

(множитель 2 появляется здесь в результате суммирования по поляризациям фотона s), введем

² Учет столкновений трех и более частиц не изменяет основных выводов данной статьи (Сэмпсон, 1969).

следующие макроскопические характеристики поля излучения:

$$\begin{aligned} u_R(\mathbf{r}, t) &:= n_v \langle h\nu \rangle = \frac{1}{c} \int \int_{\mathbf{v}, \Omega} I_v d\Omega dv, \\ \mathbf{q}_R(\mathbf{r}, t) &:= n_v \langle h\nu c\boldsymbol{\Omega} \rangle = \int \int_{\mathbf{v}, \Omega} \boldsymbol{\Omega} I_v d\Omega dv = \\ &= \int_{\mathbf{v}} \mathbf{q}_{Rv} dv, \quad \bar{\mathbf{T}}_R(\mathbf{r}, t) := n_v \langle h\nu \boldsymbol{\Omega} \boldsymbol{\Omega} \rangle = \\ &= \frac{1}{c} \int \int_{\mathbf{v}, \Omega} \boldsymbol{\Omega} \boldsymbol{\Omega} I_v d\Omega dv. \end{aligned}$$

Здесь $u_R, \mathbf{q}_R, \bar{\mathbf{T}}_R$ – объемная полная плотность энергии излучения, вектор потока радиации (вектор Пойнтинга) и тензор радиационного давления соответственно.

Гидродинамические уравнения сохранения массы, импульса и энергии для системы “вещество плюс излучение” получаются из системы кинетических уравнений (1) обычным образом – путем умножения каждого уравнения на аддитивные инварианты $h^{-3} \phi_\alpha^{(i)}$ ($i = 1, 2, 3$) (здесь: $\phi_\alpha^{(1)} = M_\alpha$, $\phi_\alpha^{(2)} = \mathbf{p}_\alpha$, $\phi_\alpha^{(3)} = \Delta \varepsilon_\alpha(s) \equiv \delta \varepsilon_\alpha(s) + \frac{\mathbf{p}_\alpha^2}{2M_\alpha}$, $\phi_\alpha^{(3)} = \Delta \varepsilon_\alpha = h\nu$), интегрирования полученного выражения по импульсам и суммирования по индексам α и s (Ферцигер, Капер, 1976). В результате получим:

$$\begin{aligned} \rho \frac{d\rho^{-1}}{dt} &= \nabla \cdot \mathbf{V}, \quad \rho \frac{d\mathbf{V}}{dt} = -c^{-2} \frac{\partial \mathbf{q}_R}{\partial t} - \nabla p - \\ &- \nabla \cdot (\bar{\mathbf{T}}_R - \bar{\boldsymbol{\pi}}) + \sum_\alpha n_\alpha \langle \mathbf{F}_\alpha \rangle, \quad \rho \frac{d\varepsilon}{dt} = -\frac{\partial u_R}{\partial t} - \\ &- \nabla \cdot (\mathbf{q}_R + \mathbf{q}) - p \nabla \cdot \mathbf{V} + \bar{\boldsymbol{\pi}} : \nabla \mathbf{V} + \\ &+ \sum_\alpha n_\alpha \langle \mathbf{F}_\alpha \rangle \cdot \mathbf{w}_\alpha + \mathbf{V} \cdot (\nabla \cdot \bar{\mathbf{T}}_R) + c^{-2} \mathbf{V} \cdot \frac{\partial \mathbf{q}_R}{\partial t}, \end{aligned} \quad (4)$$

где $d(\dots)/dt := \partial(\dots)/\partial t + \mathbf{V} \cdot \nabla(\dots)$ – оператор “полной производной по времени”. Кроме этого, из системы (1) могут быть получены следующие балансовые уравнения для плотности $n_{\alpha s}$ числа частиц сорта α :

$$\begin{aligned} \rho d(n_{\alpha s}/\rho)/dt &= -\nabla \cdot (n_{\alpha s} \mathbf{w}_\alpha) + \dot{n}_{(\alpha s)}, \\ \dot{n}_{(\alpha s)} &:= h^{-3} \int (\delta f_{\alpha s}/\delta t) d\mathbf{p}_\alpha, \end{aligned} \quad (5)$$

где $\dot{n}_{(\alpha s)}$ – скорость образования частиц сорта α в состоянии s в результате всех аэрономических реакций. В “источниковом” члене $\dot{n}_{(\alpha s)}$ учтены столкновения следующих видов: 1) $\alpha \neq \alpha'$; $\beta \neq \beta'$; индексы s, j, s', j' – любые; 2) $\alpha = \alpha'$; $\beta = \beta'$; $s \neq s'$; индексы j, j' – любые. В случае, когда функции распределения $f_{\alpha s}$ не зависят от некоторых внутренних состояний s , естественно использовать,

вместо соответствующих уравнений (5), кинетические уравнения для населенности $n_{\alpha l}$ l -го уровня (под уровнем здесь понимается набор вырожденных и неразличимых квантовых состояний с одинаковой энергией), получающиеся из (5) суммированием по вырожденным состояниям s_l . В этом случае в выражениях для $\dot{n}_{(\alpha l)}$ ($\equiv \sum_s^{(l)} \dot{n}_{\alpha s}$) будем считать, что сечения $d\sigma(\dots)$ уже просуммированы по конечным вырожденным состояниям (по соответствующим значениям индексов s', j') и усреднены по вырожденным начальным состояниям, т.е. по соответствующим s и j (Сэмпсон, 1969). Из системы кинетических уравнений (1) могут быть получены и некоторые другие уравнения переноса.

Пусть L и $t_{\text{гид}}$ – характерный пространственный масштаб и характерное время макроскопических процессов в верхней атмосфере. Тогда

$$\begin{aligned} c^{-2} |\partial \mathbf{q}_R / \partial t| / |\nabla \cdot \bar{\mathbf{T}}_R| &\propto L / ct_{\text{гид}}, \\ |\partial u_R / \partial t| / |\nabla \cdot \mathbf{q}_R| &\propto L / ct_{\text{гид}}. \end{aligned}$$

Если, кроме этого, движение излучающего газа происходит с нерелятивистскими скоростями, то имеет место неравенство $L / ct_{\text{гид}} \ll 1$ – условие справедливое для всех атмосфер. В этом случае в гидродинамических уравнениях (4) можно пренебречь соответственно членами $c^{-2} \mathbf{q}_R$ и u_R по сравнению с величинами, содержащими $\bar{\mathbf{T}}_R$ и \mathbf{q}_R . Пренебрежение слагаемыми $\partial u_R / \partial t$ и $c^{-2} \partial \mathbf{q}_R / \partial t$ дает возможность не учитывать временную производную $\partial f_v / \partial t$ в уравнениях Больцмана (1). Отметим также, что во многих аэрономических задачах справедливы, неравенства $\bar{\mathbf{T}}_R \ll \sum_\alpha \bar{\mathbf{P}}_\alpha$, $u_R \ll p\varepsilon$ (Маров, Колесниченко, 1987); это обстоятельство позволяет параметры излучения, такие как $\mathbf{q}_R, \sigma_b^{a'b'}$ и т.п., вычислять в сопутствующей системе координат, в которой частицы среды покоятся (в этой системе координат, например, параметры $\sigma_b^{a'b'}(v)$ не зависят от вектора $\boldsymbol{\Omega}$).

Вместе тем, отсутствие локального термодинамического равновесия в верхней атмосфере планеты, выражающееся, в частности, в отношении поступательных степеней свободы в различие кинетических температур

$$T_\alpha := \frac{1}{3k_B n_\alpha} \int M_\alpha u_\alpha^2 f_\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{p}_\alpha, t) d\mathbf{p}_\alpha$$

для электронов, ионов и нейтральных частиц (см., например, Акасофу, Чепмен, 1974), не позволяет в общем случае ограничиться при вычислении теплового баланса термосферы одним лишь суммарным энергетическим уравнением (4), записанным через общую кинетическую температуру

$T = T_\alpha$ смеси. Учет многотемпературности термосферной плазмы во многих случаях важен и может быть выполнен, в частности, на основе трехжидкостной гидродинамики (Акасофу, Чепмен, 1974). Однако в данной работе мы, интересуясь главным образом определением радиационных и химических вкладов в энергетический баланс, будем предполагать термическое равновесие по поступательным степеням свободы для всех атмосферных компонентов.

Вводя удельную энтальпию вещества $H = \varepsilon + p/\rho = \sum_\alpha h_\alpha n_\alpha / \rho$ в энергетическое уравнение (4), перепишем его, с учетом (5), в переменных T и p в следующем удобном для гео- и астрофизических приложений виде

$$\sum_{\alpha,s} n_{\alpha s} c_{p\alpha s} \frac{dT}{dt} - \frac{dp}{dt} = -\nabla \cdot \left(\mathbf{q} - \sum_\alpha n_\alpha h_\alpha \mathbf{w}_\alpha \right) + \ddot{\pi} : \nabla \mathbf{V} - \nabla \cdot \mathbf{q}_R - \nabla T \cdot \sum_{\alpha,s} n_{\alpha s} c_{p\alpha s} \mathbf{w}_\alpha - \sum_{\alpha,s} \dot{n}_{(\alpha s)} h_{\alpha s} + \sum_\alpha n_\alpha \langle \mathbf{F}_\alpha \rangle \cdot \mathbf{w}_\alpha + Q_d, \quad (6)$$

позволяющем, в частности, оценить воздействие аэрономических реакций на пространственное распределение кинетической температуры T . Здесь $h_{\alpha s}, c_{p\alpha s} \equiv \partial h_{\alpha s} / \partial T$ – соответственно энтальпия и теплоемкость на одну частицу сорта α , находящуюся на s -м возбужденном уровне; $h_\alpha = \sum_s h_{\alpha s} n_{\alpha s} / n_\alpha$ – энтальпия на одну частицу сорта α ; Q_d – возможные локальные источники нагрева.

Термодинамические функции. Для того чтобы гидродинамические уравнения, описывающие процессы переноса в многокомпонентном газе верхней атмосферы, были замкнуты, необходимы расчетные соотношения для определения термодинамических величин (таких как $\varepsilon_\alpha, h_\alpha, c_{p\alpha}, \varepsilon, H$ и т.п.) как функций основных параметров системы ρ, n_α и T . Для полного решения этой задачи необходимо знание всех функций распределения $f_{\alpha s}$. Если среда находится в состоянии локального термодинамического равновесия, то

$$f_{\alpha s} = f_{\alpha s}^{(0)}(T) := \left[\exp\left(\frac{\Delta\varepsilon_\alpha - \mu_\alpha}{k_B T}\right) \pm 1 \right]^{-1}, \quad (7)$$

$$\mu_\alpha := k_B T n_\alpha - k_B T \ln \left[(2\pi M_\alpha k_B T)^{3/2} h^{-3} Z_\alpha^{\text{int}} \right],$$

где

$$\Delta\varepsilon_\alpha = \begin{cases} h\nu & \text{для фотонов,} \\ \delta\varepsilon_\alpha(s) + M_\alpha \mathbf{u}_\alpha^2 / 2 & \text{для частиц} \\ \text{с ненулевой массой покоя,} \end{cases}$$

μ_α – химический потенциал на одну частицу компоненты α в многокомпонентной смеси идеальных совершенных газов ($\mu_\nu = 0$); k_B – постоянная Больцмана; знак “+” используется в случае фермионов, а знак “–” для бозонов;

$$Z_\alpha^{\text{int}} := \sum_s \exp[-\delta\varepsilon_\alpha(s)/k_B T] = \sum_l g_{\alpha l} \exp[-\delta\varepsilon_\alpha(l)/k_B T]$$

– статистическая сумма по внутренним степеням свободы для частиц сорта α ; $\varepsilon_\alpha(l)$ – энергия возбуждения l -го уровня молекулы сорта α (далее под уровнем понимается набор неразличимых – вырожденных квантовых состояний с одинаковой энергией); $g_{\alpha l}$ – кратность вырождения (статистический вес) уровня l , т.е. число состояний, которые имеют одинаковую энергию $\varepsilon_\alpha(l)$. Если состояние вырождено, то для населенности l -го уровня (плотности частиц, находящихся на уровне l) необходимо использовать формулу

$$n_{\alpha l} = \sum_s {}^{(l)}n_{\alpha s} = \frac{n_\alpha g_{\alpha l}}{Z_\alpha^{\text{int}}} \exp[-\delta\varepsilon_\alpha(l)/k_B T],$$

связывающую $n_{\alpha l}$ с полным числом частиц данного сорта n_α (здесь суммирование производится по вырожденным состояниям уровня l). Из этой формулы следует, в частности, известное распределение Больцмана

$$\frac{n_{\alpha l}}{n_{\alpha s}} = \frac{g_{\alpha l}}{g_{\alpha s}} \exp\left\{-\frac{\delta\varepsilon_\alpha(l) - \delta\varepsilon_\alpha(s)}{k_B T}\right\} = \frac{g_{\alpha l}}{g_{\alpha s}} \exp\left\{-\frac{h\nu_{sl}}{k_B T}\right\}, \quad (8)$$

определяющее отношение плотности числа частиц типа $n_{\alpha l}$, находящихся на верхнем уровне l , к их плотности $n_{\alpha s}$ на более низком уровне s (здесь $h\nu_{sl}$ – энергия фотона, равная разности энергий этих уровней).

Для частиц с ненулевой массой покоя слагаемым ± 1 в выражении (7) часто можно пренебречь (см. Сэмпсон, 1969) (соответственно множитель $[1 \pm f_{\alpha s}]$ в (2) заменяется единицей, однако далее для общности множители $[1 \pm f_{\alpha s}]$ будем сохранять в некоторых случаях и для невырожденных абсорбентов). Тогда распределение (7) переходит в распределение Максвелла–Больцмана классических частиц

$$f_{\alpha s}^{00}(\mathbf{p}_\alpha) = \frac{h^3 n_\alpha}{(2\pi M_\alpha k_B T)^{3/2} Z_\alpha^{\text{int}}} \times \exp\left[-\frac{M_\alpha \mathbf{u}_\alpha^2}{2 k_B T} - \frac{\delta\varepsilon_\alpha(s)}{k_B T}\right]. \quad (9)$$

Отметим, что в случае, когда для частиц данного сорта α слагаемым ± 1 в (7) пренебречь нельзя при всех значениях энергии, такие частицы называются вырожденными. Наиболее легко вырождаются среди всех частиц с ненулевой массой покоя электроны, так как их масса мала. Поскольку фотоны – суть бозе-частицы с нулевым химическим потенциалом ($\mu_\nu = 0$), то для них равновесное распределение (7) принимает вид:

$$f_\nu^{(0)}(T) = \left(\exp \frac{h\nu}{k_B T} - 1 \right)^{-1}.$$

Вычисленные с помощью равновесной функции распределения (8), термодинамические параметры для вещества, входящие в уравнения (5) и (6), можно записать следующим образом:

$$\begin{aligned} \epsilon_\alpha^{(0)} &= 3/2 k_B T + \epsilon_\alpha^{\text{int}}, \quad h_\alpha^{(0)} = 5/2 k_B T + \epsilon_\alpha^{\text{int}}, \\ h_{\alpha s} &= 5/2 k_B T + \delta\epsilon_\alpha(s), \quad c_{p\alpha} = 5/2 k_B, \\ \epsilon_\alpha^{\text{int}} &= k_B T^2 \frac{\partial \ln Z_\alpha^{\text{int}}}{\partial T} = \frac{1}{Z_\alpha^{\text{int}}} \sum_s \delta\epsilon_\alpha(s) \exp \left[-\frac{\delta\epsilon_\alpha(s)}{\delta T} \right], \\ p^{(0)} &= k_B T n, \quad \mathbf{q}^{(0)} = 0, \quad \mathbf{w}_\alpha^{(0)} = 0, \quad \tilde{\pi}^{(0)} = 0, \\ \dot{n}_\alpha^{(1)} &= \sum_{\beta, \beta' \leq \alpha} \sum_{s, s', j, j'} h^{-6} \int \left[f_{\alpha s'}^{(00)} f_{\beta j'}^{(00)} - f_{\alpha s}^{(00)} f_{\beta j}^{(00)} \right] \times \\ &\times v_{\alpha\beta} d\sigma(\cdot) d\mathbf{p}_\alpha d\mathbf{p}_\beta = \sum_{\beta, \beta' \leq \alpha} \left(K_{\alpha\beta'} n_\alpha n_{\beta'} - K_{\alpha\beta} n_\alpha n_\beta \right), \\ K_{\alpha\beta} &:= \frac{(M_\alpha M_\beta)^{-3/2}}{(2\pi k_B T)^3 Z_\alpha^{\text{int}} Z_\beta^{\text{int}}} \times \\ &\times \sum_{s, s', j, j'} \int \exp \left\{ -\frac{1}{2k_B T} \left[M_\alpha \mathbf{u}_\alpha^2 + M_\beta \mathbf{u}_\beta^2 + \right. \right. \\ &\left. \left. + 2\delta\epsilon_\alpha(s) + 2\delta\epsilon_\beta(j) \right] \right\} v_{\alpha\beta} d\sigma(\cdot) d\mathbf{p}_\alpha d\mathbf{p}_\beta. \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь $\epsilon_\alpha^{\text{int}}$ – средняя энергия частицы, связанная с внутренними степенями свободы; $n = \sum_\alpha n_\alpha = \sum_{\alpha, s} n_{\alpha s}$ – полная числовая плотность системы; $\dot{n}_\alpha^{(1)}$ – скорость образования (исчезновения) частиц сорта α в результате химических реакций в случае, когда столкновения не нарушают заметным образом распределения (9); $K_{\alpha\beta'}$, $K_{\alpha\beta}$ – коэффициенты скоростей прямых и обратных реакций, связанные с константой равновесия K соотношением

$$K_{\alpha\beta'} / K_{\alpha\beta} = K := \frac{Z_\alpha^{\text{int}} Z_\beta^{\text{int}}}{Z_{\alpha'}^{\text{int}} Z_{\beta'}^{\text{int}}} \left(\frac{M_\alpha M_\beta}{M_{\alpha'} M_{\beta'}} \right)^{3/2}, \quad (11)$$

справедливым только в равновесном случае (см. Полак, 1979). Заметим, что гидродинамические

уравнения (4) для величин (10) принимают форму Эйлера.

Определяющие соотношения. Для замыкания системы уравнений (4) в случае, когда вещество находится в состоянии ЛТР, необходимы уравнения для величин \mathbf{q}_R и $\dot{n}_{(\alpha s)}$, а также определяющие соотношения (линейные функции от градиентов макроскопических параметров), связывающие термодинамические потоки $\tilde{\pi}, \mathbf{w}_\alpha, \mathbf{q}$ с обобщенными термодинамическими силами. Эти соотношения можно получить путем решения системы уравнений (1) (см. Ферцигер, Капер, 1976). Вопрос получения приближенного решения системы (1) с учетом внутренних степеней свободы частиц и излучения оказался весьма сложным. До настоящего времени все еще получен лишь структурный вид соответствующих уравнений переноса, однако отсутствуют сколько-нибудь надежные расчеты кинетических коэффициентов переноса из решения обобщенных уравнений Больцмана (1). Именно, по этой причине в гидродинамических задачах аэронамики до последнего времени используются уравнения переноса, выведенные без учета взаимодействия вещества и излучения. Более того, в отношении кинетических коэффициентов переноса реагирующий газ часто рассматривается как не реагирующая смесь упругих молекул.

В рамках предположения, что вклад излучения в интегралы столкновений $\delta f_{\alpha s} / \delta t$ для частиц вещества мал, т.е. переносные свойства среды определяются только взаимодействием молекул между собой, с помощью модификации метода Чепмена–Энскога были получены следующие определяющие соотношения для химически активных многоатомных газовых смесей в высших приближениях кинетических коэффициентов переноса (см., например, Колесниченко, 2017):

$$\begin{aligned} \tilde{\pi} &= -p' \tilde{\mathbf{I}} + \mu \left[\nabla \mathbf{V} + (\nabla \mathbf{V})^{\text{trasp}} \right] - \\ &\quad - (2/3\mu - \mu_b) (\nabla \cdot \mathbf{V}) \tilde{\mathbf{I}}, \\ \mathbf{q} &= -\lambda \nabla T + \sum_\alpha h_\alpha n_\alpha \mathbf{w}_\alpha + p \sum_\alpha k_{T\alpha} \mathbf{w}_\alpha, \\ \sum_\beta \frac{n_\alpha n_\beta (\mathbf{w}_\beta - \mathbf{w}_\alpha)}{n^2 D_{\alpha\beta}^{(1)N} g_{\alpha\beta}} - k_{T\alpha} \nabla \ln T &= \nabla \left(\frac{n_\alpha}{n} \right) + \\ &\quad + \left(\frac{n_\alpha}{n} - \frac{n_\alpha M_\alpha}{\rho} \right) \nabla \ln p - \\ &\quad - \frac{M_\alpha n_\alpha}{p\rho} \left(\frac{\rho}{M_\alpha} \langle \mathbf{F}_\alpha \rangle - \sum_\beta n_\beta \langle \mathbf{F}_\beta \rangle \right). \end{aligned} \quad (12)$$

Здесь p' – вклад в давление, возникающий из-за наличия химических реакций; $k_{T\alpha}$, $D_{\alpha\beta}^{(1)N}$, μ, μ_b, λ – коэффициенты переноса, выражающиеся известным образом через коэффициенты разложения функций возмущения равновесных функций распределения $f_{\alpha s}^{(00)}$ в ряды по полиномам Сонина в ме-

тоде Чепмена—Энскога, $g_{\alpha\beta}^N$ — поправочный множитель к бинарным коэффициентам диффузии $D_{\alpha\beta}^{(1)}$, зависящий от числа удерживаемых членов разложения функции $f_{\alpha s}$ в ряды.

Таким образом, разреженный газ внешних газовых оболочек планет и комет, расположенных в пограничных областях между атмосферой и космосом, во многих практически важных случаях моделирования может описываться макроскопическими методами многокомпонентной радиационной гидродинамики. Однако, с учетом специфики этих сред, необходима разработка подходов, позволяющих корректно учитывать вклад радиационных и химических источников нагрева, обусловленных прямым поглощением солнечной энергии и инициируемым ею многоканальным комплексом аэрономических процессов. Отклонение от ЛТР обуславливается неравновесностью падающего солнечного излучения по отношению к кинетическим параметрам газа верхних атмосфер. Заселенности возбужденных квантовых энергетических уровней, как правило, отклоняются от распределения Больцмана, и химические реакции, инициируемые нетермическим путем, имеют, по крайней мере на начальном участке, неравновесную стадию.

СТАЦИОНАРНОЕ УРАВНЕНИЕ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ

Вклад радиации в тепловой баланс газовой среды, согласно энергетическому уравнению (6), имеет вид

$$Q_R := -\nabla \cdot \mathbf{q}_R = -\int_{\nu} \int_{\Omega} \mathbf{\Omega} \cdot \nabla I_{\nu} d\Omega d\nu, \quad (13)$$

$$I_{\nu}(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, t) = \frac{2h\nu^3}{c^2} f_{\nu}.$$

Для определения спектральной интенсивности излучения I_{ν} будем использовать уравнение Больцмана (1) для фотонов без учета рассеяния, предполагая при этом стационарность поля излучения. Это справедливо для задач атмосферной радиации, поскольку время релаксации излучения с веществом τ (величина порядка времени свободного пробега фотона $\tau \approx (c n \sigma)^{-1}$, где $\sigma \approx 10^{-17} - 10^{-18} \text{ см}^2$, $n \geq 10^8 \text{ см}^{-3}$) в термосфере существенно меньше характерного времени макроскопических процессов переноса ($t_{\text{гид}} > 1 \text{ с}$). Заметим попутно, что, даже будучи учтенными, томпсоновское и рэлеевское рассеяния не дают вклада в выражение (13) для дивергенции потока излучения (см., например, Бонд и др., 1968): именно по этой причине в гидродинамических задачах аэрономии рассеянием часто можно пренебречь. Уравнение Больцмана (1), записанное для фотонов, в этом случае упрощается и принимает вид:

$$c\mathbf{\Omega} \cdot \nabla f_{\nu} = \sum_{\beta, j, j'} c h^{-3} \int \left\{ f_{\beta j'} [1 + f_{\nu}] [1 \pm f_{\beta j}] - f_{\nu} f_{\beta j} [1 \pm f_{\beta j'}] \right\} d\sigma_{\beta}(\nu, j \rightarrow j') d\mathbf{p}_{\beta} + \sum_{b, a' \leq b'} c h^{-3} \int \left\{ f_{a'} f_{b'} [1 + f_{\nu}] [1 \pm f_b] - f_{\nu} f_b [1 \pm f_{a'}] [1 \pm f_{b'}] \right\} \times d\sigma(\mathbf{p}_{\nu}, \mathbf{p}_{\beta}, j \rightarrow \mathbf{p}_{\alpha'}, s', \mathbf{p}_{\beta'}, j') d\mathbf{p}_{\beta}. \quad (14)$$

Первое слагаемое в правой части (14) соответствует радиативным процессам, связанным либо с переходами между дискретными уровнями энергии атома или молекулы (фотовозбуждение на расположенные выше уровни, $j \rightarrow j'$; спонтанные и вынужденные переходы $j' \rightarrow j$), либо, в случае свободно-свободного поглощения, с переходами пар ион—электрон из одного энергетического состояния в другое. Второе слагаемое отвечает переходам, при которых одно из состояний принадлежит непрерывному энергетическому спектру, а другое — дискретному (фотодиссоциация с возбуждением, фотоионизация, спонтанные и вынужденные фоторекомбинации и т.п.). Индекс b ($b' \dots$) заменяет собой набор индексов $\beta, j, (\beta', j' \dots)$; $\beta, \alpha, \beta', \alpha' \in [1, N]$. При написании выражения (14) предполагалось, что сечения поглощения и испускания усреднены и просуммированы соответственно по двум вырожденным состояниям поляризации фотона, т.е. зависимостью сечений реакций от поляризации фотона пренебрегалось; предполагалось также, что можно пренебречь зависимостью сечения от импульса, т.е. справедливо тождество $d\sigma(\mathbf{p}_{\nu}, \mathbf{p}_{\beta}, j \rightarrow \mathbf{p}_{\beta'}, j') \equiv d\sigma_{\beta}(\nu, j \rightarrow j')$, поскольку при переходах с одного связанного уровня энергии на другой, импульс частицы, вообще говоря, не существенен. В этом случае уравнение (14) преобразуется к виду

$$c\mathbf{\Omega} \cdot \nabla f_{\nu} = \sum_{\beta, j, j'} c h^{-3} \int f_{\beta j'} (1 \pm f_{\beta' j'}) \times \left[1 - \frac{f_{\beta' j'} (1 \pm f_{\beta j})}{f_{\beta j} (1 \pm f_{\beta' j'})} \right] \left\{ \left[\frac{f_{\beta j} (1 \pm f_{\beta' j'})}{f_{\beta' j'} (1 \pm f_{\beta j})} - 1 \right]^{-1} - f_{\nu} \right\} \times d\sigma_{\beta}(\dots) d\mathbf{p}_{\beta} + \sum_{b, a' \leq b'} c h^{-3} \int f_b (1 \pm f_{a'}) (1 \pm f_{b'}) \times \left[1 - \frac{(1 \pm f_b) f_{a'} f_{b'}}{(1 \pm f_{a'}) (1 \pm f_{b'}) f_b} \right] \times \left\{ \left[\frac{(1 \pm f_{a'}) (1 \pm f_{b'}) f_b}{(1 \pm f_b) f_{a'} f_{b'}} - 1 \right]^{-1} - f_{\nu} \right\} d\sigma(\dots) d\mathbf{p}_{\beta} = c \sum_{b, a' \leq b'} n_b \sigma_b^{b' a'}(\nu) \left[f_{\nu}^0(T_b^{b' a'}) - f_{\nu} \right] + c \sum_{\beta, j, j'} n_{\beta j} \sigma_{\beta j}^{\beta j'}(\nu) \left[f_{\nu}^0(T_{\beta j}^{\beta j'}) - f_{\nu} \right]. \quad (15)$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$\sigma_{\beta j}^{\beta j'}(\nu) := K_{\beta j}^{\beta j'}(\nu) \left[1 - \exp\left(-\frac{h\nu}{k_B T_{\beta j}^{\beta j'}}\right) \right], \quad (16)$$

$$K_{\beta j}^{\beta j'}(\nu) := \frac{1}{h^3 n_{\beta j}} \int f_{\beta j} (1 \pm f_{\beta j'}) d\sigma_{\beta}(\dots) d\mathbf{p}_{\beta},$$

$$\sigma_b^{b'a'}(\nu) := K_b^{b'a'}(\nu) \left[1 - \exp\left(-\frac{h\nu}{k_B T_b^{b'a'}}\right) \right], \quad (17)$$

$$K_b^{b'a'}(\nu) := \frac{1}{h^3 n_b} \int f_b (1 \pm f_{a'}) (1 \pm f_{b'}) d\sigma(\dots) d\mathbf{p}_{\beta},$$

где $K_{\beta j}^{\beta j'}(\nu)$, $K_b^{b'a'}(\nu)$ – эффективные сечения поглощения фотона частоты ν (в расчете на одну частицу сорта β , находящуюся на уровне j) при переходах $\beta, j \rightarrow \beta, j'$ (в линии) и $b \rightarrow b', a'$ (в непрерывном спектре) соответственно (см. Бонд и др., 1968). Эти сечения определены здесь с учетом возможной вырожденности абсорбентов (например, электронов), при которой величины в скобках (16) и (17) не совпадают с единицей. В сечения поглощения в линиях $\sigma_{\beta j}^{\beta j'}(\nu)$ и в сечения фотодиссоциации $\sigma_b^{b'a'}(\nu)$ включены множители, связанные с индуцированным испусканием излучения; $T_b^{b'a'}$ – так называемая внутренняя температура, характеризующая распределение энергии по внутренним состояниям системы и определяемая равенством (см. (7))

$$\begin{aligned} (1 \pm f_b) f_{a'} f_{b'} / f_b (1 \pm f_{a'}) (1 \pm f_{b'}) &= \\ = \exp\left[-(\Delta\varepsilon_{a'} + \Delta\varepsilon_{b'} - \Delta\varepsilon_b)\right] / k_B T_b^{b'a'} &= \\ = \exp\left(-h\nu / k_B T_b^{b'a'}\right), \end{aligned}$$

где окончательный вид правой части записан с учетом закона сохранения энергии $\Delta\varepsilon_b + h\nu = \Delta\varepsilon_{b'} + \Delta\varepsilon_{a'}$ и условия химического равновесия $\mu_b + \mu_\nu = \mu_{b'} + \mu_{a'}$ (при температуре $T_b^{b'a'}$) для фотопроцесса $\beta(j) + h\nu \rightarrow \beta'(j') + \alpha'(s')$; $f_\nu^{(0)}(T_b^{b'a'})$ – функция распределения для фотонов (7), соответствующая термическому равновесию при температуре $T_b^{b'a'}$; функция $f_\nu^{(0)}(T_{\beta j}^{\beta j'})$ и температура возбуждения j' -го уровня относительно j -го ($T_{\beta j}^{\beta j'}$) определяются аналогично. Из соотношений (7) следует, что в случае термического равновесия все внутренние температуры равны между собой и совпадают с кинетической температурой газа T . Однако в общем неравновесном случае разности типа $(T_b^{b'a'} - T)$ при температурном описании состояния газа могут служить мерой отклонения отдельных равновесных поглощающих подсистем

от термодинамического равновесия, а для определения параметров $T_{\beta j}^{\beta j'}$ ($T_b^{b'a'}$) (или соответствующих чисел заполнения) вместо соотношений статистической механики следует использовать уравнения физической кинетики (5) для “источниковых” членов $\dot{n}_{\beta j}$.

Таким образом, уравнение Больцмана (15) для фотонного газа, записанное относительно спектральной интенсивности $I_\nu(\mathbf{r}, \Omega, t)$, принимает вид уравнения переноса излучения (без учета рассеяния)

$$\begin{aligned} \Omega \cdot \nabla I_\nu &= \rho \kappa_{\nu a} (S_\nu - I_\nu), \\ \kappa_{\nu a} &\equiv \rho^{-1} \left[\sum_{\beta, j, j'} n_{\beta j} \sigma_{\beta j}^{\beta j'}(\nu) + \sum_{b, a' \leq b'} n_b \sigma_b^{b'a'}(\nu) \right], \\ S_\nu &\equiv (\rho \kappa_{\nu a})^{-1} \left[\sum_{\beta, j, j'} n_{\beta j} \sigma_{\beta j}^{\beta j'}(\nu) B_\nu(T_{\beta j}^{\beta j'}) + \right. \\ &\quad \left. + \sum_{b, a' \leq b'} n_b \sigma_b^{b'a'}(\nu) B_\nu(T_b^{b'a'}) \right]. \end{aligned} \quad (18)$$

Здесь $\kappa_{\nu a}$ – массовый коэффициент поглощения (излучения) газовой смесью; S_ν – истинная функция внутренних источников излучения;

$$B_\nu(\tilde{T}) := \frac{2h\nu^3}{c^2} f_\nu^{(0)}(\tilde{T}) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \left[\exp\frac{h\nu}{k_B \tilde{T}} - 1 \right]^{-1}$$

– распределение интенсивности Планка при некоторой температуре \tilde{T} (распределение по частотам поля излучения при термодинамическом равновесии). В случае локального термодинамического равновесия при температуре T индексы у величин $T_b^{b'a'}$ и $T_{\beta j}^{\beta j'}$ в соотношениях (18) могут быть опущены. В этом случае для истинной функции внутренних источников излучения будем иметь $S_\nu = B_\nu(T)$.

В случае термодинамического равновесия удобна другая форма записи для истинного коэффициента поглощения излучения веществом $\kappa_{\nu a}$ и функции источников излучения S_ν . Используя распределение Больцмана (8) $\frac{n_{\beta j'}}{n_{\beta j}} = \frac{g_{\beta j'}}{g_{\beta j}} \exp[-h\nu_{j, j'} / k_B T]$ при температуре T для населенностей двух любых возбужденных уровней j и j' частиц сорта β ($h\nu_{j, j'}$ – энергия возбуждения j' -го уровня; $g_{\beta j}$ и $g_{\beta j'}$ – статистические веса, приписываемые соответственно уровням j и j' для учета числа вырожденных состояний), а также закон действующих масс для перехода $b \rightarrow b'a'$ при температуре T , взятый в виде

$$\frac{n_b n_{a'}}{n_b} = \frac{g_b g_{a'}}{g_b} \left(\frac{M_b M_{a'}}{M_b} \right)^{3/2} \times \left(\frac{2\pi k_B T}{h^2} \right)^{3/2} \exp \left[-\frac{h\nu_{b \rightarrow b'a'}}{k_B T} \right]$$

(где $h\nu_{b \rightarrow b'a'}$ – энергия перехода $b \rightarrow b'a'$; $g_{a'}$, g_b и g_b – кратности вырождения состояний a' , b' и b), можно получить следующие выражения для величин κ_{va} и S_v :

$$\begin{aligned} \rho \kappa_{va} &:= \sum_{\beta, j, j'} K_{\beta j}^{\beta j'}(v) \left[n_{\beta j} - \frac{g_{\beta j}}{g_{\beta j'}} n_{\beta j'} \right] + \\ &+ \sum_{b, a' \leq b'} K_b^{b'a'}(v) \left[n_b - \frac{n_b n_{a'} g_b}{g_a g_{b'}} \frac{h^3}{(2\pi k_B T)^{3/2}} \times \right. \\ &\times \left. \left(\frac{M_b}{M_b M_{a'}} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{h(v - \nu_{b \rightarrow b'a'})}{k_B T} \right) \right], \\ S_v &:= (\rho \kappa_{va})^{-1} \left\{ \sum_{\beta, j, j'} \frac{2h\nu_{j,j'}^3}{c^2} \frac{g_{\beta j}}{g_{\beta j'}} K_{\beta j}^{\beta j'}(v) n_{\beta j'} + \right. \\ &+ \frac{2h\nu^3}{c^2} \sum_{b, a' \leq b'} K_b^{b'a'}(v) \frac{n_b n_{a'} g_b}{g_a g_{b'}} \frac{h^3}{(2\pi k_B T)^{3/2}} \times \\ &\times \left. \left(\frac{M_b M_{a'}}{M_b} \right)^{-3/2} \exp \left(-\frac{h(v - \nu_{b \rightarrow b'a'})}{k_B T} \right) \right\}. \end{aligned}$$

Таким образом, поле излучения зависит от населенностей уровней всех частиц газовой смеси через коэффициенты поглощения κ_{va} и излучения $\kappa_{va} S_v$, влияющие на прохождение излучения через атмосферу. Поэтому в общем случае требуется полностью самосогласованное решение уравнений переноса излучения и уравнений физической кинетики для населенностей энергетических уровней частиц вещества. Уравнения физической кинетики должны описывать все возможные процессы (как радиативные, так и ударные), ведущие к изменению со временем плотности числа частиц любой химической составляющей β , находящихся в произвольном (связанном или свободном) состоянии j .

При постановке физически самосогласованных задач планетной аэронамики в приближении многокомпонентной радиационной гидродинамики возникает, как одна из важнейших, проблема точного учета вкладов от взаимодействия вещества и излучения в гидродинамические макроскопические уравнения. Получим теперь соотношения, позволяющие учесть эндотермические и экзотермические химические реакции (включая процессы фотолиза) в структуре энергетического уравнения и тем самым определим общий вид функции нагрева верхней атмосферы.

ВКЛАД ЖЕСТКОГО СОЛНЕЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ БАЛАНС ТЕРМОСФЕРЫ

Интегрирование стационарного уравнения переноса излучения (18) по всему спектру частот и по телесному углу Ω , приводит к следующему выражению для вклада радиации в тепловой баланс верхней атмосферы:

$$Q_R := A - R = \int_{\nu} \rho \kappa_{\nu} I_{\nu} d\nu d\Omega - 4\pi \int_{\nu} \rho \kappa_{\nu} S_{\nu} d\nu. \quad (19)$$

Здесь первый член A соответствует поглощаемой (исключая энергию индуцированного излучения), а второй член R – спонтанно излучаемой радиационной энергии в единице объема в единицу времени. Соотношение (19) может быть преобразовано к другому более удобному виду, в частности, при анализе влияния жесткого солнечного излучения на энергетический баланс верхней атмосферы. С учетом формул (18) для величин κ_{va} , S_v , $f_v^{(0)}(\tilde{T})$, а также соотношений (16) и (17) для эффективных сечений $\sigma_{\beta j}^{\beta j'}(v)$ и $\sigma_b^{b'a'}(v)$, количество излучаемой радиационной энергии R может быть записано в следующем виде

$$\begin{aligned} R &\equiv R_1 + R_2 = \frac{8\pi h}{c^2} \sum_{\beta, j, j'} n_{\beta j} \int_{\nu} K_{\beta j}^{\beta j'}(v) \times \\ &\times \exp(-h\nu/k_B T_{\beta j}^{\beta j'}) v^3 dv + \frac{8\pi h}{c^2} \times \\ &\times \sum_{b, a' \leq b'} n_b \int_{\nu} K_b^{b'a'}(v) \exp(-h\nu/k_B T_b^{b'a'}) v^3 dv. \end{aligned} \quad (20)$$

Комбинируя выражения (16) и (3), можно показать, что сечения поглощения и испускания в газе $K_{\beta j}^{\beta j'}(v)$ и $K_{\beta j'}^{\beta j}(v)$ связаны соотношением $K_{\beta j}^{\beta j'}(v) g_{\beta j} = K_{\beta j'}^{\beta j}(v) g_{\beta j'}$, в котором $g_{\beta j}$ и $g_{\beta j'}$ – кратности вырождения возбужденных уровней j и j' . Учитывая это соотношение, а также распределение Больцмана

$$n_{\beta j'} g_{\beta j} = n_{\beta j} g_{\beta j'} \exp(-h\nu/k_B T_{\beta j'}^{\beta j})$$

для населенностей $n_{\beta j}$ и $n_{\beta j'}$ уровней j и j' , можно получить следующее выражение:

$$\begin{aligned} R_1 &:= \frac{8\pi h}{c^2} \sum_{\beta, j, j'} n_{\beta j'} \int_{\nu} K_{\beta j'}^{\beta j}(v) v^3 dv \equiv \\ &\equiv \frac{8\pi^2 e^2 h}{M_e c^3} \sum_{\beta, j, j'} n_{\beta j'} \frac{g_{\beta j}}{g_{\beta j'}} f_{\beta j, j'} \nu_{\beta(j, j')}^3 = \\ &= \sum_{\beta, j, j'} n_{\beta j'} h\nu_{\beta(j, j')} A_{\beta j', j}. \end{aligned} \quad (21)$$

Два последних выражения для величины R_1 в (21) записаны здесь с использованием следующих известных соотношений (Гуди, 1966; Бонд и др., 1968)

$$K_{\beta j', j}^{\beta j'}(\nu) = \frac{\pi e^2}{c M_e} |f_{\beta j', j}| P_{\beta j', j}(\nu),$$

$$A_{\beta j', j} = \frac{8\pi^2 e^2 \nu_{\beta(j, j')}^2 |f_{\beta j', j}| g_{\beta j}}{c^3 M_e g_{\beta j'}}. \quad (22)$$

Здесь $f_{\beta j', j}$ — сила осциллятора для поглощения при переходах $j \rightarrow j'$ (являющаяся безразмерной величиной, лежащей в интервале от нуля до единицы, $f_{\beta j', j} = -f_{\beta j', j} g_{\beta j'} / g_{\beta j}$); $A_{\beta j', j}$ — атомный коэффициент Эйнштейна для спонтанного излучения (характеризующий вероятность спонтанного перехода $j' \rightarrow j$ и имеющий порядок 10^8 , 10 и 1 с^{-1} для электронных, колебательных и вращательных переходов соответственно); $\nu_{\beta(j, j')}$ — средняя частота фотона, испускаемого в радиативном переходе с уровня j' на уровень j ; $P_{\beta j', j}(\nu)$ — функция формы линии поглощения, описывающая распределение поглощения внутри линии (имеет острый максимум при $\nu = \nu_{\beta(j, j')}$ и нормирована на единицу $\int_0^\infty P_{\beta j', j}(\nu) d\nu = 1$).

Выражение для второго слагаемого в формуле (20) может быть преобразовано с учетом соотношений взаимности (3), определения сечения фотодиссоциации (17) и формулы для дифференциала импульса $d\mathbf{p}_\nu = h^3 \nu^2 c^{-3} d\Omega d\nu$ (в сферических координатах) следующим образом

$$R_2 := 2hc \sum_{b, a' \leq b'} h^{-6} \nu_{(a' b' \rightarrow b)} \int f_b (1 \pm f_{a'}) (1 \pm f_b) \times$$

$$\times \exp\left(-\frac{h\nu}{k_B T_b^{b' a'}}\right) d\sigma(\mathbf{p}_\nu, \mathbf{p}_\beta, j \rightarrow \mathbf{p}_{\alpha'}, s', \mathbf{p}_{\beta'}, j') \times$$

$$\times d\mathbf{p}_\nu d\mathbf{p}_\beta = h \sum_{b, a' \leq b'} \nu_{(a' b' \rightarrow b)} h^{-6} \times$$

$$\times \int f_a f_b (1 \pm f_b) \nu_{\alpha\beta} d\sigma(\mathbf{p}_{\alpha'}, s', \mathbf{p}_{\beta'}, j' \rightarrow$$

$$\rightarrow \mathbf{p}_\nu, \mathbf{p}_\beta, j) d\mathbf{p}_{\alpha'} d\mathbf{p}_{\beta'} = \sum_{b, a' \leq b'} h\nu_{(a' b' \rightarrow b)} n_a n_b A_{a' b', b}. \quad (23)$$

Здесь $h\nu_{(a' b' \rightarrow b)} = \Delta\varepsilon_{\beta'}(j') + \Delta\varepsilon_{\alpha'}(s') - \Delta\varepsilon_{\beta}(j)$ — пороговая энергия (энергия диссоциации или потенциал ионизации) реакции $\beta(j) + h\nu \rightarrow \alpha'(s') + \beta'(j')$; $A_{a' b', b}$ — константа скорости для процесса спонтанной фоторекомбинации $\alpha'(s') + \beta'(j') \rightarrow \beta(j) + h\nu$, определяемая соотношением

$$A_{a' b', b} \equiv n_a^{-1} n_b^{-1} h^{-6} \int f_a f_b (1 \pm f_b) \nu_{\alpha\beta} d\sigma \times$$

$$\times (\mathbf{p}_{\alpha'}, s', \mathbf{p}_{\beta'}, j' \rightarrow \mathbf{p}_\nu, \mathbf{p}_\beta, j) d\mathbf{p}_{\alpha'} d\mathbf{p}_{\beta'}. \quad (24)$$

Комбинируя (18), (19), (21) и (23), можно получить следующее “окончательное” выражение для вклада излучения Q_R в уравнение энергии (4):

$$Q_R = \int \left[\sum_{\beta, j, j'} n_{\beta j} \sigma_{\beta j'}^{\beta j'}(\nu) + \sum_{b, a' \leq b'} n_b \sigma_b^{b' a'}(\nu) \right] \Phi_\nu d\nu -$$

$$- \sum_{b, a' \leq b'} h\nu_{(a' b' \rightarrow b)} n_a n_b A_{a' b', b} -$$

$$- \sum_{\beta, j, j'} h\nu_{\beta}(j, j') n_{\beta j'} A_{\beta j', j}. \quad (25)$$

Здесь $h\nu\Phi_\nu := \int_\Omega I_\nu d\Omega$ — спектральная интенсивность излучения, проинтегрированная по всему телесному углу Ω . Поскольку величина Φ_ν зависит в общем случае от испускания и поглощения собственного излучения средой, то при вычислении Q_R по формуле (25) нужно учитывать перенос суммарной радиации. Для этого необходимо решать уравнение переноса излучения (18), что связано, как известно, с определенными трудностями (за исключением случая оптически тонкого (толстого) атмосферного слоя, часто используемого в расчетах (см., например, Гуди, 1966; Бонд и др., 1968)). В случае переноса лишь коротковолновой радиации упрощение достигается за счет пренебрежения собственным излучением атмосферы в этой части энергетического спектра.

В качестве примера выпишем здесь общее выражение для величины поглощения солнечной (УФ и рентгеновской) радиации стратифицированной атмосферой планеты. Если направление на Солнце определяется вектором Ω_\odot , то спектральный поток солнечной радиации может быть записан в виде:

$$\mathbf{q}_{\nu_\odot} = \int_{\Delta\Omega_\odot} \Omega I_\nu d\Omega \equiv \Omega_\odot \int_{\Delta\Omega_\odot} I_\nu d\Omega = \Omega_\odot h\nu\Phi_{\nu_\odot},$$

где $\Omega_\odot \Phi_{\nu_\odot}$ — спектральный поток солнечных фотонов (инсоляция), проходящих в единицу времени через единичную площадку с нормалью Ω_\odot . Для собственного УФ излучения верхняя атмосфера почти всегда прозрачна. Большинство фотонов в эмиссиях, возникающих вследствие диссоциации с возбуждением или ионизации, рождаются в мягком УФ диапазоне (Акасофу, Чепмен, 1974) и, обладая большими длинами пробега, уходят из термосферы. Поэтому можно пренебречь функцией источника S_ν в уравнении переноса излучения (18); тогда для Φ_{ν_\odot} будем иметь

$$\Phi_{\nu_\odot}(s) = \Phi_{\nu_\infty} \exp\left[-\int_s^\infty \rho \kappa_\nu ds\right] =$$

$$= \Phi_{\nu_\infty} \exp\left[-\int_z^\infty \rho \kappa_\nu \sec\theta dz\right], \quad (26)$$

где s – координата вдоль луча направления Ω_{\odot} ; $\Phi_{v\infty}$ – величина инсоляции на верхней границе атмосферы (экспериментально определяемая величина). Вторая форма записи в соотношении (26) справедлива для плоской модели атмосферы, когда $ds = \sec \theta dz$ (θ – зенитный угол Солнца; z – высота). Учет кривизны атмосферных слоев приводит к тому, что в формуле (26) $\sec \theta$ заменяется на так называемую функцию Чепмена $Ch(\theta, z)$ (см., например, Кошелев и др., 1983) (в случае, когда $\theta < 80^\circ$, функция $Ch(\theta, z) \approx \sec \theta$). Комбинируя (19) и (26), получим выражение

$$A_{\odot} \equiv \int_v hv \left[\sum_{\beta, j, j'} n_{\beta j} \sigma_{\beta j}^{\beta j'}(v) + \sum_{b, a' \leq b} n_b \sigma_b^{b' a'}(v) \right] \times \times \Phi_{v\infty} \exp \left[- \int_z^{\infty} \rho \kappa_v Ch(\theta, z) dz \right] dv, \quad (27)$$

являющиеся основным при учете поглощения солнечной коротковолновой радиации в тепловом балансе термосферы.

СКОРОСТИ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ПРОЦЕССОВ

Как отмечалось выше, внутренние степени свободы частиц термосферы возбуждаются в основном под действием УФ и рентгеновских солнечных фотонов или выбитых ими фотоэлектронов. Населенности возбужденных квантовых энергетических уровней при этом, как правило, небольшие, химические реакции, иницируемые нетермическим путем, имеют, по крайней мере на начальном участке, неравновесную стадию. Отклонение от ЛТР в термосфере планеты обуславливается, в конечном счете, неравномерностью падающего солнечного излучения по отношению к кинетическим параметрам атмосферного газа. Наиболее полное описание аэрономических реакций в верхней атмосфере возможно только в рамках неравновесной химической кинетики.

Сложность и многочисленность химических и фотохимических реакций, происходящих в верхней атмосфере, обусловлена присутствием основных атмосферных элементов, входящих в состав исходных газов, и наличием агентов ионизации (диссоциации) в виде энергичных фотонов излучения и фотоэлектронов (продуктов фотолиза). Их поглощение приводит к диссоциации, ионизации, и/или возбуждению вращательных и колебательных уровней, причем каждая из этих реакций может протекать как в прямом, так и в обратном направлении (McElroy, 1976). Считая условно одни и те же частицы, находящиеся на разных уровнях возбуждения внутренних степеней свободы, различными компонентами газовой

смеси, любую аэрономическую реакцию символически можно записать следующим образом:

$$\eta'_{1\rho} [1] + \eta'_{2\rho} [2] + \dots \rightleftharpoons \eta''_{1\rho} [1] + \eta''_{2\rho} [2] + \dots \quad (28)$$

$$(\rho = 1, 2, \dots, r),$$

где $\eta'_{b\rho}$, $\eta''_{b\rho}$ – стехиометрические коэффициенты компоненты b по отношению к ρ -ой химической реакции; $[b]$ – символ для обозначения частиц сортов b (b соответствует совокупности индексов α и j); r – число реакций. Естественно, что при последовательном учете всех уровней возбуждения число компонент может возрастать до бесконечности. Однако при численном моделировании верхней атмосферы приходится довольствоваться, к сожалению, ограниченным комплексом аэрономических реакций, ответственных за приток и отток тепла в атмосферу на разных высотах.

Важнейшей задачей при моделировании химически активного газа является определение скорости ξ_{ρ} , с которой протекает каждая реакция в единице объема смеси. Если обозначить через K'_ρ и K''_ρ постоянные скоростей прямой и обратной реакций соответственно, то общая скорость образования частиц сорта b в результате всех реакций (28) задается соотношением

$$\dot{n}_b = \sum_{\rho=1}^r \left(\eta'_{b\rho} - \eta''_{b\rho} \right) \xi_{\rho}, \quad (29)$$

$$\xi_{\rho} = K'_\rho \prod_b n_b^{\eta'_{b\rho}} - K''_\rho \prod_b n_b^{\eta''_{b\rho}}.$$

Получим, исходя из системы уравнений Больцмана (1), конкретный вид “источниковых” членов $\dot{n}_{\beta j} = h^{-3} \int (\delta f_{\beta j} / \delta t) d\mathbf{p}_{\beta}$ в уравнениях баланса (5) для населенности энергетических состояний реагирующих частиц, обусловленных неравновесными химическими реакциями, элементарными процессами взаимодействия частиц вещества и радиативными процессами. Вклад бимолекулярных реакций $\beta(j) + \alpha(s) \rightleftharpoons \beta'(j') + \alpha'(s')$ (без участия фотонов) в правую часть (5), обозначаемый далее $\dot{n}_{\beta j}^{(1)}$, в случае максвелловского распределения по скоростям и произвольного распределения $F_{\beta}(j)$ реагирующих частиц по внутренним степеням свободы

$$f_{\beta j} = h^3 n_{\beta} (2\pi M_{\beta} k_B T)^{3/2} \exp \left(- \frac{M_{\beta} \mathbf{u}_{\beta}^2}{2 k_B T} \right) F_{\beta}(j), \quad (30)$$

$$n_{\beta j} / n_{\beta} = g_{\beta j} F_{\beta}(j)$$

определяется соотношением

$$\begin{aligned} \dot{n}_{\beta j}^{(1)} &= \sum_{\alpha, \beta' \leq \alpha'} \sum_{s, s', j'} h^{-6} \int [f_{\beta j'} f_{\alpha s'} - f_{\beta j} f_{\alpha s}] v_{\alpha \beta} \times \\ &\times d\sigma(\mathbf{p}_{\beta j}, \mathbf{p}_{\alpha}, s \rightarrow \mathbf{p}_{\beta'}, j', \mathbf{p}_{\alpha'}, s') d\mathbf{p}_{\alpha} d\mathbf{p}_{\beta} = \\ &= \sum_{a, b' \leq a'} (K_{b' a'}^{ba} n_b n_{a'} - K_{ba}^{b' a'} n_b n_a), \end{aligned} \quad (31)$$

$(\beta = 1, 2, \dots, N; \quad j = 1, 2, \dots),$

где константы скоростей определены формулами

$$\begin{aligned} K_{ba}^{b' a'} &= \frac{(M_{\alpha} M_{\beta})^{-3/2}}{(2\pi k_B T)^3 g_{\beta j} g_{\alpha s}} \int \exp\left[-\frac{M_{\alpha} \mathbf{u}_{\alpha}^2 + M_{\beta} \mathbf{u}_{\beta}^2}{2k_B T}\right] \times \\ &\times v_{\alpha \beta} d\sigma(\mathbf{p}_{\beta j}, \mathbf{p}_{\alpha}, s \rightarrow \mathbf{p}_{\beta'}, j', \mathbf{p}_{\alpha'}, s') d\mathbf{p}_{\alpha} d\mathbf{p}_{\beta}, \end{aligned} \quad (32)$$

$$\frac{K_{ba}^{b' a'}}{K_{b' a'}^{ba}} = \left(\frac{M_{\alpha} M_{\beta'}}{M_{\alpha} M_{\beta}}\right)^{3/2} \frac{g_{\beta' j'} g_{\alpha' s'}}{g_{\beta j} g_{\alpha s}},$$

$(\alpha, \beta, \alpha', \beta' = 1, 2, \dots, N).$

Источник $\dot{n}_{\beta j}^{(1)}$ в задачах моделирования верхней атмосферы связан, в частности, с химическими реакциями, с процессами возбуждения молекул (атомов) при неупругих столкновениях или с их диссоциацией, а также с противоположными процессами — девозбуждения и безызлучательной рекомбинации. Путем суммирования (31) по j можно найти формулу для скорости образования (исчезновения) частиц химического элемента α в результате всех аэрономических реакций рассматриваемого типа:

$$\dot{n}_{\beta}^{(1)} = \sum_{\alpha, \beta' \leq \alpha'} (\tilde{K}_{\alpha \beta}^{\alpha \beta'} n_{\alpha} n_{\beta'} - \tilde{K}_{\alpha \beta}^{\alpha' \beta'} n_{\alpha'} n_{\beta}), \quad (33)$$

$$\begin{aligned} \tilde{K}_{\alpha \beta}^{\alpha' \beta'} &= \frac{(M_{\alpha} M_{\beta})^{-3/2}}{(2\pi k_B T)^3} \sum_{j, j', s'} F_{\beta}(j) F_{\alpha}(s) \times \\ &\times \int \exp\left[-\frac{M_{\alpha} \mathbf{u}_{\alpha}^2 + M_{\beta} \mathbf{u}_{\beta}^2}{2k_B T}\right] v_{\alpha \beta} d\sigma(\dots) d\mathbf{p}_{\alpha} d\mathbf{p}_{\beta}. \end{aligned} \quad (34)$$

Отметим, что при таком подходе и для “обыкновенной” химической реакции между химическими элементами константу скорости можно определить как статистически среднюю скорость по всем энергетически доступным каналам столкновений. Это согласуется с представлением о том, что химическая реакция “возмущает” статистическое распределение как по внутренним, так и по поступательным степеням свободы и позволяет, вообще говоря, рассчитать теоретически (при знании как сечений химической реакции для индивидуальных состояний, так и распределений реагирующих молекул по внутренним состояниям во время протекания реакций) константу скорости для неравновесных реакций.

Учет радиативных процессов в уравнениях для $\dot{n}_{\beta j}$, согласно (1), можно представить в виде суммы $\dot{n}_{\beta j}^{(2)} + \dot{n}_{\beta j}^{(3)} + \dot{n}_{\beta j}^{(4)} + \dot{n}_{\beta j}^{(5)}$, где введены обозначения:

$$\begin{aligned} \dot{n}_{\beta j}^{(2)} &:= 2 \sum_{a', b' \leq a'} ch^{-6} \int \{f_a f_{b'} [1 \pm f_v] [1 \pm f_b] - \\ &- f_b f_v [1 \dots \pm f_{a'}] [1 \pm f_{b'}]\} d\sigma \times \\ &\times (\mathbf{p}_{\beta}, j, \mathbf{p}_v \rightarrow \mathbf{p}_{\beta'}, j', \mathbf{p}_{\alpha'}, s') d\mathbf{p}_v d\mathbf{p}_{\beta}, \end{aligned} \quad (35)$$

$$\begin{aligned} \dot{n}_{\beta j}^{(3)} &:= 2 \sum_{a, b'} h^{-6} \int \{f_b f_v [1 \pm f_a] [1 \pm f_b] - \\ &- f_b f_a [1 + f_v] [1 \pm f_{b'}]\} v_{\alpha \beta} d\sigma \times \\ &\times (\mathbf{p}_{\beta}, j, \mathbf{p}_{\alpha}, s \rightarrow \mathbf{p}_{\beta'}, j', \mathbf{p}_v) d\mathbf{p}_{\alpha} d\mathbf{p}_{\beta}, \end{aligned} \quad (36)$$

$$\begin{aligned} \dot{n}_{\beta j}^{(4)} &:= 2 \sum_{j' > j} ch^{-6} \int \{f_{\beta j'} [1 + f_v] [1 \pm f_{\beta j}] - \\ &- f_{\beta j} f_v [1 \pm f_{\beta j'}]\} d\sigma_{\beta}(j, v \rightarrow j') d\mathbf{p}_v d\mathbf{p}_{\beta}, \end{aligned} \quad (37)$$

$$\begin{aligned} \dot{n}_{\beta j}^{(5)} &:= 2 \sum_{j' < j} ch^{-6} \int \{f_{\beta j'} f_v [1 \pm f_{\beta j}] - \\ &- f_{\beta j} [1 + f_v] [1 \pm f_{\beta j'}]\} d\sigma_{\beta}(j', v \rightarrow j) d\mathbf{p}_v d\mathbf{p}_{\beta}. \end{aligned} \quad (38)$$

Величина $\dot{n}_{\beta j}^{(2)}$ обусловлена фотодиссоциацией (в том числе с возбуждением квантовых энергетических уровней образующихся частиц), фотоионизацией и процессами фоторекомбинации и радиативной ассоциации, приводящими, соответственно, к исчезновению и появлению частиц сорта β, j ; величина $\dot{n}_{\beta j}^{(3)}$ связана с теми же фотопроцессами, приводящими, соответственно, к появлению и исчезновению частиц сорта β, j ; величины $\dot{n}_{\beta j}^{(4)}$ и $\dot{n}_{\beta j}^{(5)}$ связаны с переходами между дискретными уровнями энергии частиц сорта β : фотовозбуждение с расположенных ниже уровней и радиативные переходы (спонтанные и вынужденные) с метастабильных уровней на уровни, расположенные ниже.

С учетом соотношений (4), (17) и (24), а также процедуры преобразования величины R_2 (ниже формулы (20)) перепишем (35) следующим образом:

$$\begin{aligned} \dot{n}_{\beta j}^{(1)} &= 2 \sum_{a', b' \leq a'} ch^{-6} \int f_b (1 \pm f_{a'}) \times (1 \pm f_{b'}) \times \\ &\times \left\{ \frac{f_b f_{a'} [1 \pm f_b]}{f_b [1 \pm f_{a'}] [1 \pm f_{b'}]} [1 + f_v] - f_v \right\} \times \\ &\times d\sigma(\dots) d\mathbf{p}_v d\mathbf{p}_{\beta} = 2 \sum_{a', b' \leq a'} ch^{-3} \int n_b K_b^{b' a'}(v) \times \\ &\times \exp\left[-\frac{h\nu(a' b' \rightarrow b)}{k_B T_b^{b' a'}}\right] d\mathbf{p}_v - 2 \sum_{a', b' \leq a'} ch^{-3} \times \\ &\times \int n_b \sigma_b^{b' a'}(v) f_v d\mathbf{p}_v = \sum_{a', b' \leq a'} A_{a' b', b} n_a n_{b'} - \\ &- \sum_{a', b' \leq a'} n_b \int \sigma_b^{b' a'}(v) \Phi_v dv. \end{aligned}$$

Для дальнейшего преобразования выражения (36) используем соотношение взаимности (3). Так как получающаяся при этом подынтегральная величина при замене индексов a и b на индексы a' и b' отличается от аналогичной в (35) только знаком, то

$$\begin{aligned} \dot{n}_{\beta j}^{(3)} = & -2 \sum c h^{-6} \int \{f_b f_a [1 + f_v] [1 \pm f_{b'}] - \\ & - f_b f_v [1 \pm f_a] [1 \pm f_b]\} d\sigma(\mathbf{p}_{\beta'}, j', \mathbf{p}_v \rightarrow \mathbf{p}_{\beta}, j, \mathbf{p}_{\alpha}, s) \times \\ & \times d\mathbf{p}_v d\mathbf{p}_{\beta'} = \sum_{a,b'} n_a n_b A_{ab,b'} + \sum_{a,b'} n_b \int_{\mathbf{v}} \sigma_{b'}^{ba}(\mathbf{v}) \Phi_{\mathbf{v}} d\mathbf{v}, \end{aligned}$$

где величина

$$\begin{aligned} A_{ab,b'} := & n_a^{-1} n_b^{-1} h^{-6} \int f_a f_b [1 \pm f_{b'}] v_{\alpha\beta} d\sigma \times \\ & \times (\mathbf{p}_{\beta}, j, \mathbf{p}_{\alpha}, s \rightarrow \mathbf{p}_{\beta'}, j', \mathbf{p}_v) d\mathbf{p}_{\alpha} d\mathbf{p}_{\beta} \end{aligned} \quad (39)$$

есть константа скорости для процессов фоторекомбинации.

Поступая аналогичным образом при преобразовании выражений (37) и (38), получим

$$\begin{aligned} \dot{n}_{\beta j}^{(4)} = & \sum_{j' > j} n_{\beta j'} A_{\beta j', j} - \sum_{j' > j} n_{\beta j'} \int_{\mathbf{v}} \sigma_{\beta j'}^{\beta j'}(\mathbf{v}) \Phi_{\mathbf{v}} d\mathbf{v}, \\ \dot{n}_{\beta j}^{(5)} = & - \sum_{j' < j} n_{\beta j'} A_{\beta j', j'} + \sum_{j' < j} n_{\beta j'} \int_{\mathbf{v}} \sigma_{\beta j'}^{\beta j'}(\mathbf{v}) \Phi_{\mathbf{v}} d\mathbf{v}. \end{aligned}$$

Здесь $A_{\beta j', j}$ — коэффициент Эйнштейна для спонтанного излучения при переходе в энергетически более низкое состояние $j \rightarrow j'$.

С учетом (31), (35)–(38) уравнение непрерывности (5) для плотности числа частиц сорта β в j -ом внутреннем состоянии принимает вид

$$\begin{aligned} \rho \frac{d}{dt} \left(\frac{n_{\beta j}}{\rho} \right) + \nabla \cdot [n_{\beta j} (\mathbf{w}_{\beta} + \mathbf{V})] = & \\ = \dot{n}_{\beta j}^{(1)} + \dot{n}_{\beta j}^{(2)} + \dot{n}_{\beta j}^{(3)} + \dot{n}_{\beta j}^{(4)} + \dot{n}_{\beta j}^{(5)}. & \end{aligned} \quad (40)$$

На практике при решении конкретных аэрономических задач почти всегда возможны различные упрощения уравнения (40): например, учет относительной величины констант различных столкновительных и радиативных процессов в условиях термосферы позволяет опустить некоторые члены; реальное число возбужденных уровней часто может быть аппроксимировано одним или несколькими уровнями, которым приписана фиктивная высокая степень вырождения; в тех случаях, когда скорости прямых и обратных аэрономических реакций достаточно велики (т.е. времена реакций много меньше характерного гидродинамического времени $t_{\text{гид}}$), второй член слева становится пренебрежимо малым и уравнение переходит в уравнение химической кинетики, и т.д.

РАДИАЦИОННЫЙ И ХИМИЧЕСКИЙ НАГРЕВ ТЕРМОСФЕРЫ

Все аэрономические реакции сопровождаются либо переходом внутренней энергии частиц в тепловую энергию или излучение — экзотермические реакции, либо переходом энергии движения молекул и излучения во внутреннюю энергию частиц при образовании новых компонентов — эндотермические реакции (Vázquez, Hanslmeier, 2006). При этом теплота ρ -ой реакции определяется выражением (см. (6))

$$\begin{aligned} q_{\rho} := & \sum_b (\eta_{b,\rho}'' - \eta_{b,\rho}') h_b = 5/2 k_B T \Delta_{\rho} + q_{\rho}^0, \\ q_{\rho}^0 := & \sum_{\beta, j} (\eta_{\beta j, \rho}'' - \eta_{\beta j, \rho}') \delta \epsilon_{\beta}(j), \end{aligned} \quad (41)$$

в котором величина

$$h_{\beta} = n_{\beta}^{-1} \sum_j n_{\beta j} h_{\beta j}, \quad (h_{\beta j} = 5/2 k_B T + \delta \epsilon_{\beta}(j)). \quad (42)$$

является энтальпией $h_{\beta j}$ частицы сорта β в j -ом возбужденном состоянии, а величина $\Delta_{\rho} := \sum_b (\eta_{b,\rho}'' - \eta_{b,\rho}')$ есть алгебраическая сумма стехиометрических коэффициентов реакции (28).

В условиях верхней атмосферы, как правило, $q_{\rho}^0 \gg 5/2 k_B T \Delta_{\rho}$; тогда в соответствии с (41) вклад всех аэрономических реакций Q_{ch} в уравнение энергетического баланса (6) для кинетической температуры смеси может быть записан в следующем общем виде:

$$Q_{\text{ch}} := - \sum_b \dot{n}_b h_b = - \sum_{\rho} q_{\rho} \xi_{\rho} \cong - \sum_{\rho} q_{\rho}^0 \xi_{\rho}. \quad (43)$$

Конкретизируем теперь соотношение (43) для рассматриваемых бимолекулярных реакций общего типа. Введем обозначения $Q_{\text{ch}}^{(i)} := - \sum_b \dot{n}_b^{(i)} h_b$, ($i = 1, 2, \dots, 5$); тогда $Q_{\text{ch}} := \sum_i Q_{\text{ch}}^{(i)}$. Преобразуем каждое слагаемое $Q_{\text{ch}}^{(i)}$ к виду (43). С учетом формул (31), (33)–(38), а также условия симметричности коэффициентов $K_{ba}^{b'a'}$ по верхним и нижним индексам можно написать:

$$\begin{aligned} Q_{\text{ch}}^{(1)} = & 1/2 \sum_{b,a} \sum_{b',a'} h_b (K_{ba}^{b'a'} n_b n_a - K_{b'a'}^{ba} n_{b'} n_{a'}) = \\ = & 1/4 \sum_{b,a} \sum_{b',a'} (h_b + h_a - h_{b'} - h_{a'}) K_{ba}^{b'a'} n_b n_a = \\ = & \sum_{b \geq a} \sum_{b' \geq a'} q_{ba}^{b'a'} K_{ba}^{b'a'} n_b n_a, \end{aligned} \quad (44)$$

$$\begin{aligned}
Q_{\text{ch}}^{(2,3)} &= \sum_b \left\{ \sum_{a,b'} h_b \left[n_a n_a A_{ab,b'} - n_b \int_v \sigma_b^{ba'}(v) \Phi_v dv \right] - \right. \\
&\quad \left. - 1/2 \sum_{a,b'} \left[n_a n_a A_{a'b',b} - n_b \int_v \sigma_b^{b'a'}(v) \Phi_v dv \right] \right\} = \\
&= \sum_b \left\{ 1/2 \sum_{a,b'} (h_b + h_a - h_b) \right\} \times \\
&\quad \times \left[n_a n_a A_{a'b',b} - n_b \int_v \sigma_b^{b'a'}(v) \Phi_v dv \right] \equiv \\
&\equiv \sum_b \sum_{b' \geq a'} h\nu_{(b'a' \rightarrow b)} \left[n_a n_a A_{a'b',b} - n_b \int_v \sigma_b^{b'a'}(v) \Phi_v dv \right],
\end{aligned} \quad (45)$$

$$\begin{aligned}
Q_{\text{ch}}^{(4,5)} &= \sum_{\beta} \left\{ \sum_{j,j' \leq j} h_{\beta j} \left[n_{\beta j'} A_{\beta j',j} - n_{\beta j'} \int_v \sigma_{\beta j'}^{\beta j}(v) \Phi_v dv \right] - \right. \\
&\quad \left. - \sum_{j,j' \geq j} h_{\beta j} \left[n_{\beta j'} A_{\beta j',j} - n_{\beta j'} \int_v \sigma_{\beta j'}^{\beta j}(v) \Phi_v dv \right] \right\} \equiv \\
&\equiv \sum_{\beta} \sum_{j,j' \geq j} h\nu_{\beta(j,j')} \left[n_{\beta j'} A_{\beta j',j} - n_{\beta j'} \int_v \sigma_{\beta j'}^{\beta j}(v) \Phi_v dv \right].
\end{aligned} \quad (46)$$

Здесь для теплот аэрономических реакций использованы обозначения

$$\begin{aligned}
h\nu_{(b'a' \rightarrow b)} &:= \delta\varepsilon_{\beta}(j') + \delta\varepsilon_{\alpha}(s') - \delta\varepsilon_{\beta}(j), \\
h\nu_{\beta(j,j')} &:= \delta\varepsilon_{\beta}(j') - \delta\varepsilon_{\beta}(j), \\
q_{ba}^{b'a'} &:= h_b + h_a - h_b - h_a.
\end{aligned}$$

С учетом соотношений (25), (43)–(46) совместный вклад излучения и аэрономических реакций (так называемая функция нагревания верхней атмосферы) в энергетическое уравнение (6) может быть записан в следующем виде:

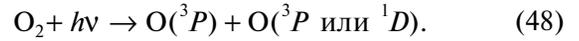
$$\begin{aligned}
\Xi_{\text{наг}} &:= Q_R + Q_{\text{ch}} = \sum_b \sum_{b' \geq a'} n_b \int_v \sigma_b^{b'a'}(v) \times \\
&\quad \times [h\nu - h\nu_{(b'a' \rightarrow b)}] \Phi_v dv - \sum_{b \geq a} \sum_{b' \geq a'} q_{b,a}^{b'a'} K_{b,a} n_b n_a + \\
&\quad + \sum_{\beta} \sum_{j,j' \leq j} n_{\beta j} \int_v \sigma_{\beta j'}^{\beta j}(v) [h\nu - h\nu_{\beta(j,j')}] \Phi_v dv.
\end{aligned} \quad (47)$$

Это выражение особенно удобно использовать при расчете функции нагревания верхней атмосферы жестким солнечным излучением, поскольку в этом случае поток излучения Φ_v может быть с большой точностью заменен на поток солнечных фотонов Φ_{v_0} (см. (26)).

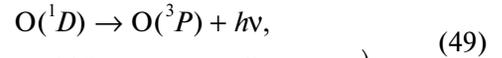
Проиллюстрируем изложенный здесь подход на примере двух аэрономических процессов, протекающих в верхней атмосфере Земли.

Пример 1. Как известно, одним из основных источников нагрева нижней термосферы является диссоциативное поглощение молекулами O_2

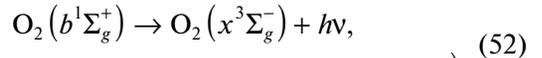
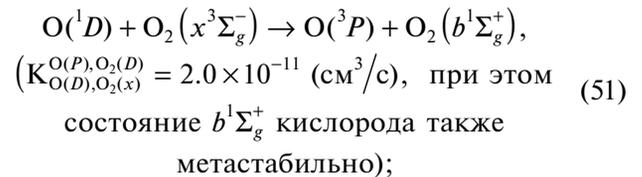
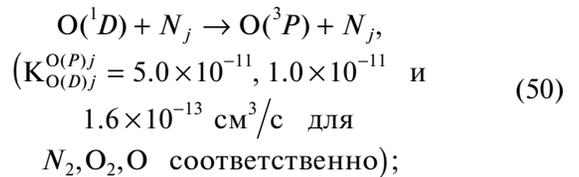
излучения $1350 \leq \lambda \leq 2500 \text{ \AA}$ (см. Мак-Ивен, Филлипс, 1978; Thuillier, 2000), причем в зависимости от энергии фотона могут возбуждаться различные электронные состояния продуктов диссоциации:



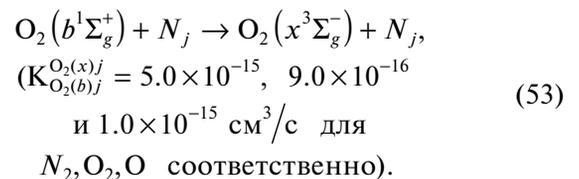
Энергия, затраченная на возбуждение одного из атомов кислорода до состояния 1D , может, помимо спонтанного излучения, перейти в кинетическую энергию частиц вследствие ударной дезактивации либо пойти на возбуждение состояния $b^1\Sigma_g^+$ молекул O_2 :



($A_{O(D),O(P)}^- = 110 \text{ с}$, красный дуплет);



($A_{O_2(b),O_2(x)}^- = 145 \text{ с}$, атмосферные красные);



Функция нагревания (46) для реакций (49)–(53) принимает вид

$$\begin{aligned}
\Xi_{\text{наг}} &= n_{O_2} \int_v \sigma_{O_2}^{O(P),O(P)}(v) [h\nu - D_{O_2}] \Phi_{v_0} dv + \\
&+ n_{O_2} \int_v \sigma_{O_2}^{O(P),O(D)}(v) [h\nu - D_{O_2} - W_{1D}] \Phi_{v_0} dv + \\
&+ (W_{1D} - W_{1W}) K_{O(D),O_2(x)}^{O(P),O_2(D)} + W_{1D} \times \\
&\times \sum_j^3 K_{O(D),j}^{O(P),j} n_{O(D)} n_j + W_{1\Sigma} \sum_j^3 K_{O_2(b),j}^{O_2(x),j} n_{O_2(b)} n_j.
\end{aligned} \quad (54)$$

Здесь $D_{O_2} = 5.11 \text{ эВ}$ – энергия диссоциации O_2 ; $W_{1D} = 1.96 \text{ эВ}$, $W_{1\Sigma} = 1.64 \text{ эВ}$ – соответственно энергия возбуждения уровня 1D атома O и уровня $b^1\Sigma_g^+$ молекулы O_2 .

Возможное упрощение выражения (54) основано на том, что времена релаксации $\tau_{O(D)}$ и $\tau_{O_2(b)}$ заселенностей возбужденных уровней 1D и $b^1\Sigma_g^+$ ($\tau_{O(D)} \approx [\dot{n}_{O(D)}/n_{O(D)}]^{-1} \approx 100$ с, $\tau_{O_2(b)} \approx [\dot{n}_{O_2(b)}/n_{O_2(b)}]^{-1} \approx 140$ с) намного больше соответствующих времен диссоциации и ассоциации. Поэтому можно считать, что числовые плотности $n_{O(D)}$ и $n_{O_2(b)}$ находятся в равновесии с мгновенными значениями плотностей $n_{O(P)}$ и $n_{O_2(x)}$, т.е.

$$\dot{n}_{O(D)} = n_{O_2} \int_v \sigma_{O_2}^{O(P),O(D)}(v) \Phi_{v_{O_2}} dv - n_{O(D)} A_{O(D),O(P)} - \sum_j^3 K_{O(D),j}^{O(P),j} n_{O(D)} n_j \approx 0, \quad (55)$$

$$\dot{n}_{O_2(b)} = K_{O(D),O_2(x)}^{O(P),O_2(b)} n_{O_2(x)} n_{O(D)} - n_{O_2(b)} A_{O_2(b),O_2(x)} - \sum_j^3 K_{O_2(b),j}^{O_2(x),j} n_{O_2(b)} n_j \approx 0. \quad (56)$$

Отсюда следует

$$n_{O(D)} = \frac{n_{O_2} \int_v \sigma_{O_2}^{O(P),O(D)}(v) \Phi_{v_{O_2}} dv}{A_{O(D),O(P)} + \sum_j^3 K_{O(D),j}^{O(P),j} n_j}, \quad (57)$$

$$n_{O_2(b)} = \frac{K_{O(D),O_2(x)}^{O(P),O_2(b)} n_{O_2(x)} n_{O(D)}}{A_{O_2(b),O_2(x)} + \sum_j^3 K_{O_2(b),j}^{O_2(x),j} n_j}.$$

Комбинируя теперь (54) и (57), получим следующую окончательную формулу для скорости нагревания атмосферы за счет фотодиссоциации O_2 с возбуждением:

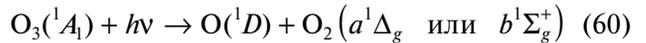
$$\begin{aligned} \Xi_{\text{наг}} = & n_{O_2} \int_v \left\{ \sigma_{O_2}^{O(P),O(P)}(v) [h\nu - D_{O_2}] + \right. \\ & \left. + \sigma_{O_2}^{O(D),O(P)}(v) [h\nu - D_{O_2} - W_{1D}(1 - f_{1D}^*)] \right\} \times \\ & \times \Phi_{v_{\infty}} \exp \left[- \int_z^{\infty} \rho k_v Ch(\theta, z) dz \right] dv, \end{aligned} \quad (58)$$

где

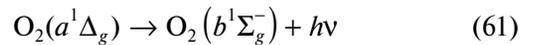
$$\begin{aligned} f_{1D}^* := & \left(A_{O(D),O(P)} + \sum_j n_j K_{O(D),j}^{O(P),j} \right)^{-1} \times \\ & \times \left\{ \sum_j n_j K_{O(D),j}^{O(P),j} + n_{O_2(x)} K_{O(D),O_2(x)}^{O(P),O_2(b)} \times \right. \\ & \left. \times \left[1 + \frac{W_{1\Sigma}}{W_{1D}} \left(\frac{\sum_j K_{O_2(x),j}^{O_2(x),j} n_j}{A_{O_2(b),O_2(x)} + \sum_j K_{O_2(b),j}^{O_2(x),j} n_j} - 1 \right) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (59)$$

Таким образом, если радиационные времена жизни $A_{O(D),O(P)}^{-1}$ и $A_{O_2(b),O_2(x)}^{-1}$ возбужденных компонентов $O(^1D)$ и $O_2(b^1\Sigma_g^+)$ много больше соответствующих их столкновительных времен жизни $1/\sum_j n_j K_{O(D),j}^{O(P),j}$ и $1/\sum_j n_j K_{O_2(b),j}^{O_2(x),j}$, то $f_{1D}^* \cong 1$, и в этом случае превышение фотонной энергии над энергией диссоциации в фотохимическом процессе реализуется как кинетическая энергия продуктов реакции, т.е. идет на нагревание термосферы – фотодиссоционное тепло. Остальная часть солнечной фотонной энергии реализуется как химическая энергия реакций рекомбинации. Однако в более общем случае, согласно (58), механизмом ударной дезактивации переводится в тепло лишь часть энергии солнечных фотонов, затраченной на возбуждение продуктов фото процесса, при этом остальная часть высвечивается в космическое пространство.

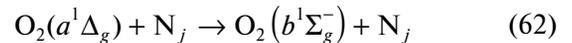
Пример 2. В качестве второго примера рассмотрим один из источников нагрева земной атмосферы в области озоносферы ($\cong 30$ км) – фотоллиз озона (см. Naigh, 1999; Larkin и др., 2000). Фотодиссоциация озона солнечным излучением в диапазоне длин волн $2000 < \lambda < 3200 \text{ \AA}$



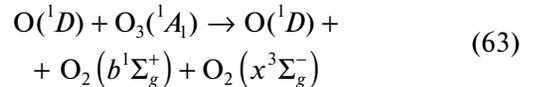
является источником метастабильных компонентов $O(^1D)$, $O_2(a^1\Delta_g)$, $O_2(b^1\Sigma_g^+)$, которые в связи с большим радиативным временем жизни (110 с, 12 с, 2.7×10^3 с) соответственно, способны испытать большое число соударений, прежде чем произойдет высвечивание энергии возбуждения (см. Мак-Ивен, Филипс, 1978):



($A_{O_2(a),O_2(x)} = 3.7 \times 10^{-4} \text{ с}^{-1}$, инфракрасные атмосферные);



($K_{O_2(b),j}^{O_2(x),j} = 2.0 \times 10^{-14}$, 2.4×10^{-18} , $\leq 3 \times 10^{-21}$, $\leq 1.3 \times 10^{-16} \text{ см}^3/\text{с}$ для O_3 , O_2 , N_2 и O соответственно);



($K_{O(D),O_3}^{O_2(b),O_2(x)} = 3 \times 10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}$).

Можно показать, что функция нагревания (47) озоносферы, с учетом комплекса реакций (48)–(53), в которых в качестве дезактивирующей частицы выступает озон, и реакций фотодиссоциации озона (60)–(63), принимает вид:

$$\begin{aligned} \Xi_{\text{нар}} = & n_{\text{O}_2} \int_{\nu} \sigma_{\text{O}_2}^{\text{O}(P), \text{O}(P)}(\nu) [h\nu - D_{\text{O}_2}] \Phi_{\nu_0} d\nu + \\ & + n_{\text{O}_3} \int_{\nu} \sigma_{\text{O}_3}^{\text{O}(D), \text{O}_2(b)}(\nu) [h\nu - D_{\text{O}_3} - W_{1D}(1 - f_{1D}) - \\ & - W_{1\Sigma}(1 - f_{1\Sigma})] \Phi_{\nu_0} d\nu + n_{\text{O}_2} \int_{\nu} \sigma_{\text{O}_2}^{\text{O}(P), \text{O}(D)}(\nu) [h\nu - D_{\text{O}_2} - \\ & - W_{1D}(1 - f_{1D})] \Phi_{\nu_0} d\nu + n_{\text{O}_3} \int_{\nu} \sigma_{\text{O}_3}^{\text{O}(D), \text{O}_2(a)}(\nu) \times \\ & \times [h\nu - D_{\text{O}_3} - W_{1D}(1 - f_{1D}) - W_{1\Delta}(1 - f_{1\Delta})] \Phi_{\nu_0} d\nu, \end{aligned}$$

где введены обозначения

$$f_{1\Sigma} := \frac{\sum_j n_j K_{\text{O}_2(b),j}^{\text{O}_2(x),j}}{A_{\text{O}_2(b), \text{O}_2(x)} + \sum_j n_j K_{\text{O}_2(b),j}^{\text{O}_2(x),j}}, \quad (65)$$

$$f_{1\Delta} := \frac{\sum_j n_j K_{\text{O}_2(a),j}^{\text{O}_2(x),j}}{A_{\text{O}_2(a), \text{O}_2(x)} + \sum_j n_j K_{\text{O}_2(a),j}^{\text{O}_2(x),j}}$$

$$\begin{aligned} f_{1D} := & \left\{ \sum_j n_j K_{\text{O}(D),j}^{\text{O}(P),j} + \frac{D_{\text{O}_3} - D_{\text{O}_2}}{W_{1D}} \sum_j n_j K_{\text{O}_2(b),j}^{\text{O}_2(x),j} + \right. \\ & \left. + \left[1 + \frac{W_{1\Sigma}}{W_{1D}} (-1 + f_{1\Sigma}) \right] \times \right. \\ & \left. \times \left(n_{\text{O}_2(x)} K_{\text{O}(D), \text{O}_2(x)}^{\text{O}(P), \text{O}_2(b)} + n_{\text{O}_3} K_{\text{O}(D), \text{O}_3}^{\text{O}_2(b), \text{O}_2(x)} \right) \right\} \times \\ & \times \left(A_{\text{O}(D), \text{O}(P)} + \sum_j n_j K_{\text{O}(D),j}^{\text{O}(P),j} + n_{\text{O}_3} K_{\text{O}(D), \text{O}_3}^{\text{O}_2(b), \text{O}_2(x)} \right)^{-1}. \end{aligned} \quad (66)$$

Здесь D_{O_3} – энергия диссоциации озона; $W_{1\Delta}$ ($=0.98$ эВ) – энергия возбуждения уровня $a^1\Delta_g$ молекулы O_2 .

Приведенная здесь процедура легко применяется для оценки функции нагревания ионосферы солнечным ионизирующим излучением с учетом дополнительной ионизации, вызванной быстрыми фотоэлектронами.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе развит подход, позволяющий корректно учитывать вклад в энергетический баланс газовых оболочек планет многоканального комплекса аэрономических реакций, обусловленных прямым поглощением жесткого солнечного излучения. Этот подход разработан с использованием системы обобщенных кинетических уравнений Больцмана для многокомпонентных смесей многоатомных газов умеренной плотности с учетом излучения и химических реакций в интегралах столкновений. На этой основе получены полумакроскопические уравнения радиационной многокомпонентной гидродинамики, пригодные для моделирования верхней атмосферы планеты,

дополненные замыкающими соотношениями для термодинамических потоков, а также уравнениями химической кинетики для заселенностей энергетических уровней атмосферных частиц. Это позволяет, в частности, детально проанализировать источники нагрева и охлаждения атмосферных газов, как за счет столкновительных, так и радиативных процессов, вызванных солнечным ультрафиолетовым излучением, и конструировать так называемую функцию нагревания в уравнении энергетического баланса нижней термосферы и мезосферы в верхней атмосфере Земли.

Работа выполнена при поддержке гранта Минобрнауки России “Теоретические и экспериментальные исследования формирования и эволюции внесолнечных планетных систем и характеристик экзопланет”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Акасофу С.П., Чепмен С. Солнечно-земная физика. Ч. 1. М.: Мир, 1974. 382 с.
- Бонд Дж., Уотсон К., Уэлч Дж. Физическая теория газовой динамики. М.: Мир, 1968. 556 с.
- Голицын Г.С. Введение в динамику планетных атмосфер. Л.: Гидрометеиздат, 1973. 104 с.
- Гуди Р. Атмосферная радиация. М.: Мир, 1966. 522 с.
- Колесниченко А.В., Маров М.Я. Турбулентность многокомпонентных сред. М.: Наука, 1999. 336 с.
- Колесниченко А.В. Континуальные модели природных и космических сред. Проблемы термодинамического конструирования (Синергетика: от прошлого к будущему. № 79) М.: ЛЕНАНД, 2017. 398 с.
- Кошелев В.В., Климов Н.Н., Сутырин Н.А. Аэрономия мезосферы и нижней термосферы. М.: Наука, 1983. 183 с.
- Мак-Ивен М., Филипс Л. Химия атмосферы. М.: Мир, 1978. 375 с.
- Маров М.Я., Колесниченко А.В. Введение в планетную аэрономию. М.: Наука. Гл. ред. Физ.-мат. Лит., 1987. 456 с.
- Мингалева И.В., Мингалева В.С. Модель общей циркуляции нижней и средней атмосферы Земли при заданном распределении температуры // Матем. Модел. 2005. Т. 17. № 5. С. 24–40.
- Мингалева В.С., Мингалева И.В., Мингалева О.В., Опарин А.М., Орлов К.Г. Обобщение монотонной гибридной схемы второго порядка для уравнений газовой динамики на случай нерегулярной пространственной сетки // ЖВМ и МФ. 2010. Т. 50. № 5. С. 923–936.
- Полак Л.С. Неравновесная химическая кинетика и ее применение. М.: Наука, 1979. 248 с.
- Сэммпсон Д. Уравнение переноса энергии и количества движения в газах с учетом излучения. М.: Мир, 1969. 206 с.
- Ферцигер Дж., Капер Г. Математическая теория процессов переноса в газах. М.: Мир, 1976. 554 с.
- Уиттен Р., Поппов И. Основы аэрономии. Ленинград: Гидрометеиздат, 1977. 407 с.

- Четверушкин Б.Н., Шильников Е.В.* Вычислительный и программный инструментарий для моделирования трехмерных течений вязкого газа на многопроцессорных системах // ЖВМ и МФ. 2008. Т. 48. № 2. С. 309–320.
- Четверушкин Б.Н., Мингалев И.В., Орлов К.Г., Четверкин В.М., Мингалев В.С., Мингалев О.В.* Газодинамическая модель общей циркуляции нижней и средней атмосферы Земли // Матем. модел. 2017. Т. 29. № 8. С. 59–73.
- Chamberlain J.W.* Theory of planetary atmospheres. An introduction to their physics and chemistry. New York–San Francisco–London. 1978. 330 p.
- Haigh J.D.* Modelling the impact of solar variability on climate // J. Atmosph. and Solar-Terrest. Phys. 1999. V. 61. P. 63–72.
- Larkin A., Haigh J.D., Djavidnia S.* The Effect of Solar UV Irradiance Variations on the Earth's Atmosphere // Space Sci. Rev. 2000. V. 94. P. 199–214.
- Marov M.Ya., Kolesnichenko A.V.* Mechanics of turbulence of multicomponent gas. Dordrecht–Boston–London: Kluwer Academic Publishers, 2001. 375 p.
- Marov M.Ya., Kolesnichenko A.V.* Turbulence and Self-Organization. Modeling Astrophysical Objects. New York–Heidelberg–Dordrecht–London: Springer, 2015. 657 p.
- McElroy M.B.* Chemical processes in the solar system: A kinetic perspective // Chem. Kinet., Ser 2. 1976. V. 9. P. 127–211.
- Thuillier G.* Absolute UV radiation, its variability and consequences for the Earth's climate // The Solar Cycle and Terrestrial Climate, ESA SP. 2000. V. 463. P. 69–78.
- Vázquez M., Hanslmeier A.* Ultraviolet radiation In the solar system. Heidelberg–Dordrecht–London: Springer, 2006. 380 p.

УДК 521.1

ВЫЯВЛЕНИЕ СТОЛКНОВИТЕЛЬНЫХ ОРБИТ АСТЕРОИДОВ С ПОМОЩЬЮ УСЛОВНОЙ МИНИМИЗАЦИИ РАССТОЯНИЯ ДО ЗЕМЛИ

© 2020 г. А. П. Батурин*

НИИ ПММ ТГУ, Томск, Россия

*e-mail: alexbaturin@sibmail.com

Поступила в редакцию 14.04.2020 г.

После доработки 10.07.2020 г.

Принята к публикации 20.07.2020 г.

Разработан метод выявления столкновительных орбит астероидов в доверительном эллипсоиде начальных параметров движения. Метод заключается в условной минимизации расстояния от астероида до Земли в каком-либо его рассматриваемом сближении с Землей. В методе накладывается ограничение на так называемый “доверительный коэффициент”, т.е. коэффициент увеличения размеров доверительного эллипсоида. Ограничение заключается в задании для этого коэффициента некоторого постоянного значения, которое определяет некоторое нормированное расстояние от центра эллипсоида в шестимерном пространстве начальных параметров движения. Разработанный метод состоит в нахождении начальных параметров движения, соответствующих этому расстоянию и приводящих к столкновению астероида с Землей. Варьирование доверительного коэффициента с достаточно мелким шагом позволяет выявить такие параметры на всех соответствующих расстояниях, т.е. получить картину расположения столкновительных начальных параметров движения во всем доверительном эллипсоиде. Метод был апробирован для трех потенциально опасных астероидов (2001 VB, 2005 WG57 и 2008 JL3) в их предстоящих сближениях с Землей.

Ключевые слова: астероиды, столкновительные орбиты, доверительный эллипсоид, условная минимизация

DOI: 10.31857/S0320930X20060018

Задача выявления столкновительных орбит потенциально опасных астероидов в настоящее время является актуальной, ей посвящено много работ, среди которых можно отметить работы Milani, 2006; Ivashkin, Stikhno, 2007; 2019; Milani и др., 2009; Ивашкин, Стихно, 2009; Железнов, 2010; Прохоренко, 2010; Соколов и др., 2010; Черницов и др., 2016; Батурин, 2017.

Рассматриваемый в настоящей работе метод предназначен для выявления начальных параметров движения, приводящих к столкновению какого-либо астероида с Землей, в доверительном эллипсоиде, определяемом в результате улучшения орбиты астероида по данным его наблюдений. Метод заключается в условной минимизации квадрата расстояния от астероида до Земли в каком-либо его рассматриваемом сближении, причем в качестве “условия” применяется ограничение расстояния до центра эллипсоида в задаваемой им эллипсоидальной системе координат. Такое “расстояние” можно также назвать “доверительным коэффициентом”, представляющим собой коэффициент увеличения размеров доверительного эллипсоида. Таким образом, в рассматриваемом методе выполняется поиск столк-

новительных орбит, имеющих один и тот же доверительный коэффициент, т.е. расположенных на одной и той же эллипсоидальной гиперповерхности в пространстве начальных параметров движения.

Опишем рассматриваемый метод. Задачу поиска столкновительных начальных параметров движения, соответствующих определенному значению доверительного коэффициента, можно представить в виде

$$\Phi(\mathbf{q}, T) = D(\mathbf{q}, T) + \lambda(r^2 - K^2) \rightarrow \min, \quad (1)$$

где $\mathbf{q} = (x, y, z, \dot{x}, \dot{y}, \dot{z})^T$ – искомый вектор начальных параметров движения; T – момент наибольшего сближения с Землей; D – квадрат расстояния до Земли в момент T ; r – доверительный коэффициент; K – заданное постоянное значение этого коэффициента; λ – множитель Лагранжа.

Описываемый метод функционально является развитием методов, основанных на условной оптимизации, применяемых, например, в работе (Батурин, Черницов, 2001), а также в работах В.В. Ивашкина и К.А. Стихно (2007; 2019).

Параметр D определяется выражением

$$D(\mathbf{q}, T) = \Delta x^2 + \Delta y^2 + \Delta z^2,$$

где $\Delta x = x(\mathbf{q}, T) - x_{\oplus}(T)$, $\Delta y = y(\mathbf{q}, T) - y_{\oplus}(T)$, $\Delta z = z(\mathbf{q}, T) - z_{\oplus}(T)$. Здесь x, y, z – гелиоцентрические координаты астероида и $x_{\oplus}, y_{\oplus}, z_{\oplus}$ – гелиоцентрические координаты Земли.

Доверительный коэффициент r определяется как

$$r^2 = \frac{\xi_1^2}{l_1^2} + \dots + \frac{\xi_6^2}{l_6^2},$$

где l_1^2, \dots, l_6^2 – собственные значения ковариационной матрицы вектора оценки $\hat{\mathbf{q}}$, получаемой вместе с ним в результате улучшения орбиты методом наименьших квадратов; ξ_1, \dots, ξ_6 – координаты некоторой точки в системе координат, определяемой доверительным эллипсоидом: оси этой системы совпадают с осями эллипсоида, а начало координат расположено в его центре (вектор $\hat{\mathbf{q}}$). Связь между этой системой координат и исходной гелиоцентрической системой может быть выражена как

$$\mathbf{s} = \mathbf{U}(\mathbf{q} - \hat{\mathbf{q}}),$$

где вектор $\mathbf{s} = (\xi_1, \dots, \xi_6)^T$; \mathbf{U} – матрица поворота, столбцами которой являются единичные собственные вектора ковариационной матрицы вектора $\hat{\mathbf{q}}$.

Условия минимума (1) можно записать в виде:

$$\begin{aligned} F_i &= \frac{1}{2} \frac{\partial \Phi}{\partial q_i} = \Delta x \frac{\partial x}{\partial q_i} + \Delta y \frac{\partial y}{\partial q_i} + \Delta z \frac{\partial z}{\partial q_i} + \\ &+ \lambda \sum_{k=1}^6 \frac{\xi_k}{l_k^2} u_{ki} = 0 \quad (i = 1, \dots, 6), \quad (2) \\ F_7 &= \frac{1}{2} \frac{\partial \Phi}{\partial \lambda} = \frac{1}{2} (K^2 - C^2) = 0, \end{aligned}$$

где u_{ki} – элементы матрицы \mathbf{U} ; $\mathbf{F} = (F_1, \dots, F_7)^T$ – вектор левых частей системы (2).

Систему уравнений (2) можно решить, например, с помощью метода Ньютона или каких-либо его модификаций. Автор использовал для решения известную модификацию метода Ньютона, называемую “методом дифференциальных поправок” и заключающуюся в том, что в выражениях производных от левых частей системы (2) по определяемым параметрам отбрасываются слагаемые со вторыми изохронными производными. Итерации метода дифференциальных поправок можно, как и в случае метода Ньютона, записать в виде

$$\mathbf{g}^{(it+1)} = \mathbf{g}^{(it)} - \left(\frac{\partial \mathbf{F}}{\partial \mathbf{g}} \right)^{-1} \mathbf{F}, \quad (3)$$

однако элементы матрицы $\frac{\partial \mathbf{F}}{\partial \mathbf{g}}$ не содержат слагаемых со вторыми изохронными производными. Вектор \mathbf{g} в (3) – это вектор \mathbf{q} , расширенный путем добавления множителя Лагранжа λ , т.е. $\mathbf{g} = \begin{pmatrix} \mathbf{q} \\ \lambda \end{pmatrix}$.

Поэтому элементы матрицы $\frac{\partial \mathbf{F}}{\partial \mathbf{g}}$ имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial F_i}{\partial q_j} &= \frac{\partial x}{\partial q_i} \frac{\partial x}{\partial q_j} + \frac{\partial y}{\partial q_i} \frac{\partial y}{\partial q_j} + \frac{\partial z}{\partial q_i} \frac{\partial z}{\partial q_j} + \\ &+ \lambda \sum_{k=1}^6 \frac{u_{ki} u_{kj}}{l_k^2} \quad (i, j = 1, \dots, 6), \\ \frac{\partial F_i}{\partial \lambda} &= \frac{\partial F_7}{\partial q_j} = \sum_{k=1}^6 \frac{u_{ki}}{l_k^2} \xi_k \quad (i = 1, \dots, 6), \\ \frac{\partial F_7}{\partial \lambda} &= 0. \end{aligned}$$

Изохронные производные $\frac{\partial x}{\partial q_i}, \frac{\partial y}{\partial q_i}, \frac{\partial z}{\partial q_i}$ ($i = 1, \dots, 6$)

вычисляются методом Мультона совместного интегрирования системы уравнений движения и уравнений в вариациях.

Поскольку расстояние в задаче (1) минимизируется для фиксированного момента сближения T , то в окрестности этого момента оно может быть еще меньшим. Поэтому далее квадрат расстояния до Земли минимизируется при фиксированном векторе \mathbf{g} , найденном при решении задачи (1). В этом случае расстояние до Земли зависит только от времени ($D = D(T)$); поэтому для определения момента наибольшего сближения применяется метод Ньютона для нахождения нуля функции одной переменной:

$$T^{(it+1)} = T^{(it)} - \frac{D'(T^{(it)})}{D''(T^{(it)})}, \quad (4)$$

где “ it ” – номер итерации; $D'(T) = 2(\Delta x \Delta \dot{x} + \Delta y \Delta \dot{y} + \Delta z \Delta \dot{z})$ и $D''(T) = 2(\Delta \dot{x}^2 + \Delta \dot{y}^2 + \Delta \dot{z}^2 + [\Delta x \Delta \ddot{x} + \Delta y \Delta \ddot{y} + \Delta z \Delta \ddot{z}])$. Здесь выражение, взятое в квадратные скобки, при расчетах может не учитываться. Момент сближения может исправляться по формуле (4) после каждой итерации процесса (3). В настоящей работе итерации процессов (3) и (4) выполняются поочередно.

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА

Описанный метод был апробирован при выявлении столкновительных орбит астероидов 2001 VB, 2005 WG57 и 2008 JL3 в их предстоящих сближениях с Землей. Эти объекты были выбраны из

нулевой вектор: $\hat{s} = 0$; \mathbf{C} – ковариационная матрица вектора $\hat{\mathbf{s}}$, в рассматриваемой системе координат она имеет диагональную форму:

$$\mathbf{C} = \begin{pmatrix} l_1^2 & 0 \\ & \dots \\ 0 & l_n^2 \end{pmatrix}. \tag{8}$$

Поэтому определитель матрицы: $\det \mathbf{C} = l_1^2 \dots l_n^2$.

Таким образом, учитывая выражения (5)–(8), функцию f можно записать как

$$f(\mathbf{s}) = \frac{1}{l_1 \dots l_n \sqrt{(2\pi)^n}} \exp\left(-\frac{r^2}{2}\right), \tag{9}$$

а доверительная вероятность для n -мерного пространства запишется как

$$P(r, n) = \frac{1}{l_1 \dots l_n \sqrt{(2\pi)^n}} \int_V \exp\left(-\frac{r^2}{2}\right) dV, \tag{10}$$

где V – область интегрирования (внутренняя часть эллипсоида); dV – элементарный объем эллипсоида.

Якобиан преобразования координат (6), как это легко вывести, имеет следующий вид:

$$\frac{\partial(\xi_1, \dots, \xi_n)}{\partial(r, \varphi_1, \dots, \varphi_{n-1})} = r^{n-1} l_1 \dots l_n \cos \varphi_2 \cos^2 \varphi_3 \dots \cos^{n-2} \varphi_{n-1}. \tag{11}$$

Учитывая это, можно переписать выражение (10) с интегралом, записанным в переменных $r, \varphi_1, \dots, \varphi_{n-1}$. Тогда оно будет выглядеть как произведение независимых “одномерных” интегралов:

$$P(r, n) = \frac{1}{\sqrt{(2\pi)^n}} \int_0^{2\pi} d\varphi_1 \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \cos \varphi_2 d\varphi_2 \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \cos^2 \varphi_3 d\varphi_3 \dots \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \cos^{n-2} \varphi_{n-1} d\varphi_{n-1} \int_0^r r^{n-1} \exp\left(-\frac{r^2}{2}\right) dr$$

или, немного упростив,

$$P(r, n) = (2\pi)^{\frac{2-n}{2}} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \cos \varphi_2 d\varphi_2 \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \cos^2 \varphi_3 d\varphi_3 \dots \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \cos^{n-2} \varphi_{n-1} d\varphi_{n-1} \int_0^r r^{n-1} \exp\left(-\frac{r^2}{2}\right) dr. \tag{12}$$

Введя обозначения $J_i = \int_{-\pi/2}^{\pi} \cos^i \varphi d\varphi$ и

$R_i = \int_0^r r^i \exp\left(-\frac{r^2}{2}\right) dr$, выражение (12) можно записать в более компактном виде:

$$P(r, n) = (2\pi)^{\frac{2-n}{2}} J_1 \dots J_{n-2} R_{n-1}. \tag{13}$$

Интегралы J_i в (13) могут быть вычислены по рекуррентной формуле:

$$J_0 = \pi, J_1 = 2, J_i = \frac{i-1}{i} J_{i-2} \quad (i = 2, \dots, n-2). \tag{14}$$

Интеграл R_{n-1} также может вычисляться с помощью рекуррентного соотношения:

$$R_0 = \int_0^r \exp\left(-\frac{r^2}{2}\right) dr = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \operatorname{erf}\left(\frac{r}{\sqrt{2}}\right),$$

$$R_1 = 1 - \exp\left(-\frac{r^2}{2}\right),$$

$$R_i = -r^{i-1} \exp\left(-\frac{r^2}{2}\right) + (i-1)R_{i-2} \tag{15}$$

$$\left(\begin{array}{l} i = 2, \dots, n-1 \text{ с шагом } 2 \text{ при нечетном } n, \\ i = 3, \dots, n-1 \text{ с шагом } 2 \text{ при четном } n \end{array} \right),$$

где через $\operatorname{erf}(x)$ обозначена так называемая “функция ошибок” или “интеграл вероятности”:

$\operatorname{erf}(x) = \sqrt{2/\pi} \int_0^x \exp(-x^2) dx$ (заметим, что в современном фортране функция $\operatorname{erf}(x)$ является встроенной).

Заметим еще, что в одномерном случае ($n = 1$) доверительная вероятность вычисляется как

$$P(r, 1) = \operatorname{erf}(r/\sqrt{2}). \tag{16}$$

В табл. 1 приведены некоторые значения доверительной вероятности $P(r, n)$, рассчитанной по формулам (13)–(16).

Сравнение этих значений со значениями доверительной вероятности, полученными в работах (Черницов и др., 2007; Сюсина и др., 2012) показывает их полное совпадение. Поэтому можно сделать вывод, что описанный здесь еще один способ вычисления этой вероятности с помощью выражений (13)–(15) дает верные результаты. Кроме того, напомним, что доверительная вероятность 0.997 соответствует коэффициенту $r = 3$ (табл. 1) только в случае одномерного пространства ($n = 1$) – это хорошо известное так называемое “правило трех сигм”. В случае большего числа измерений доверительный коэффициент должен быть больше трех. Так, в шестимерном пространстве вероятность 0.997 имеет место при значении коэффициента r , приблизительно равного 4.5 (табл. 1), следовательно, это значение можно принять в качестве границы доверительного эллипсоида.

Возвращаясь к задаче выявления столкновительных начальных параметров движения в доверительном эллипсоиде, коснемся вопроса задания начального приближения для итерационных процессов (3) и (4). Начальные приближения задавались путем равномерного заполнения гиперповерхности, соответствующей заданному значе-

Таблица 1. Доверительная вероятность, соответствующая некоторым значениям коэффициента увеличения r в n -мерном пространстве

r	$n = 1$	$n = 2$	$n = 3$	$n = 4$	$n = 5$	$n = 6$	$n = 7$	$n = 8$
3.0	0.997300	0.988891	0.970709	0.938901	0.890936	0.826422	0.747344	0.657704
3.1	0.998065	0.991811	0.977811	0.952465	0.912929	0.857934	0.788228	0.706528
3.2	0.998626	0.994024	0.983368	0.963427	0.931286	0.885098	0.824624	0.751416
3.3	0.999033	0.995682	0.987664	0.972172	0.946395	0.908164	0.856510	0.791990
3.4	0.999326	0.996911	0.990947	0.979059	0.958660	0.927464	0.884011	0.828059
3.5	0.999535	0.997813	0.993426	0.984414	0.968482	0.943382	0.907369	0.859607
3.6	0.999682	0.998466	0.995276	0.988527	0.976243	0.956324	0.926911	0.886767
3.7	0.999784	0.998935	0.996641	0.991647	0.982297	0.966703	0.943022	0.909788
3.8	0.999855	0.999268	0.997637	0.993985	0.986957	0.974911	0.956113	0.929006
3.9	0.999904	0.999502	0.998354	0.995715	0.990498	0.981315	0.966600	0.944812
4.0	0.999937	0.999665	0.998866	0.996981	0.993156	0.986246	0.974884	0.957620
4.1	0.999959	0.999776	0.999227	0.997896	0.995125	0.989993	0.981337	0.967851
4.2	0.999973	0.999852	0.999478	0.998549	0.996567	0.992802	0.986296	0.975907
4.3	0.999983	0.999903	0.999652	0.999010	0.997609	0.994882	0.990056	0.982162
4.4	0.999989	0.999937	0.999770	0.999332	0.998353	0.996403	0.992869	0.986951
4.5	0.999993	0.999960	0.999849	0.999554	0.998878	0.997501	0.994946	0.990570
4.6	0.999996	0.999975	0.999902	0.999706	0.999244	0.998283	0.996460	0.993266
4.7	0.999997	0.999984	0.999938	0.999808	0.999497	0.998834	0.997549	0.995248
4.8	0.999998	0.999990	0.999960	0.999876	0.999668	0.999217	0.998323	0.996687
4.9	0.999999	0.999994	0.999975	0.999920	0.999784	0.999480	0.998865	0.997717
5.0	0.999999	0.999996	0.999985	0.999950	0.999861	0.999659	0.999241	0.998445

нию K , множеством точек способом, описанным в работе (Батурин, 2016). Способ заключается в равномерном заполнении объема эллипсоида множеством точек и в последующем их перенесении на поверхность эллипсоида с использованием формул перехода между сферическими и прямоугольными координатами в шестимерном пространстве. Число точек, заполняющих эллипсоидальные гиперповерхности, задавалось различным, так как гиперповерхности, соответствующие различным значениям доверительного коэффициента, имеют разный размер. Для заполнения “крайних” гиперповерхностей, соответствующих значениям $K = 4.5$ и $K = 0.1$, было использовано 1000 и 100 точек; число точек, заполняющих остальные гиперповерхности (для K от 4.4 до 0.2 с шагом 0.1), изменялось по линейному закону между этими крайними значениями.

Результаты минимизации приводятся далее: на рис. 1 — для объекта 2001 VB; на рис. 2 — для объекта 2005 WG57 и на рис. 3 — для объекта 2008 JL3. На этих рисунках для каждого значения K из интервала $[0.1; 4.5]$ приводятся значения минимального расстояния d_{\min} до центра Земли в рассматриваемых сближениях. Эти значения соответствуют всем начальным приближениям, задаваемым описанным выше способом. Пунктирная

линия на рисунках соответствует радиусу Земли, равному 4.26×10^{-5} а. е.

Как видно из рис. 1–3, процессы минимизации (3), (4) для всех точек каждой гиперповерхности сходятся лишь к двум-трем точкам, соответствующим экстремальному расстоянию до Земли. Так, для объекта 2001 VB (рис. 1) минимальное значение этого расстояния для всех 45 рассмотренных значений доверительного коэффициента практически одинаково: около 3×10^{-3} а.е. Поэтому можно заключить, что это значение, вероятнее всего, и является минимальным для всего доверительного эллипсоида и этот эллипсоид не содержит каких-либо столкновительных начальных параметров. Верхние точки на рис. 1–3, по-видимому, представляют собой максимальные значения расстояния до Земли. Очевидно, что эти точки появляются в случае, когда итерационные процессы (3), (4) сходятся не к минимальному расстоянию, а к максимальному.

На рис. 2–3 есть небольшое отличие от рис. 1, а именно, в начале графиков (для $K \sim 1.5$ –2) минимальное расстояние до Земли убывает, а затем становится практически постоянным. Для 2005 WG57 (рис. 2) это конечное постоянное значение составляет около 1.7×10^{-3} а. е., а для 2008 JL3

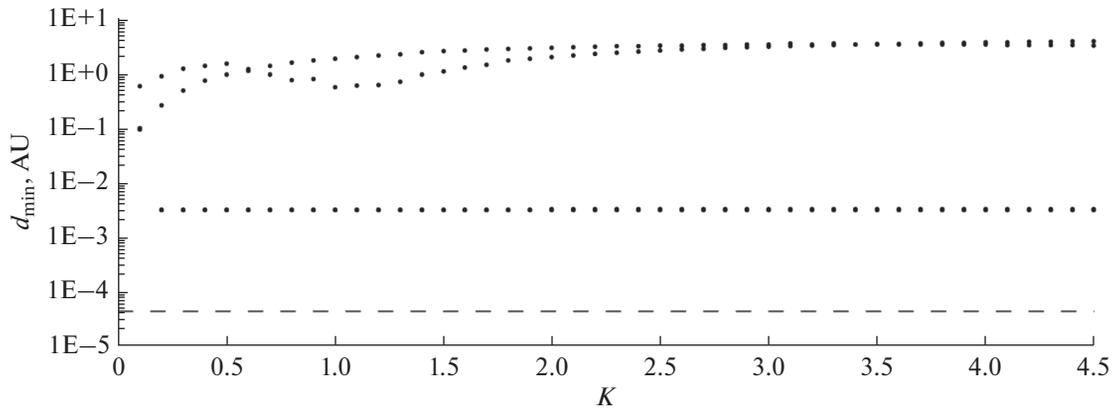


Рис. 1. Результаты условной минимизации расстояния до Земли объекта 2001 VB вблизи его сближения с Землей 6 августа 2023 г.

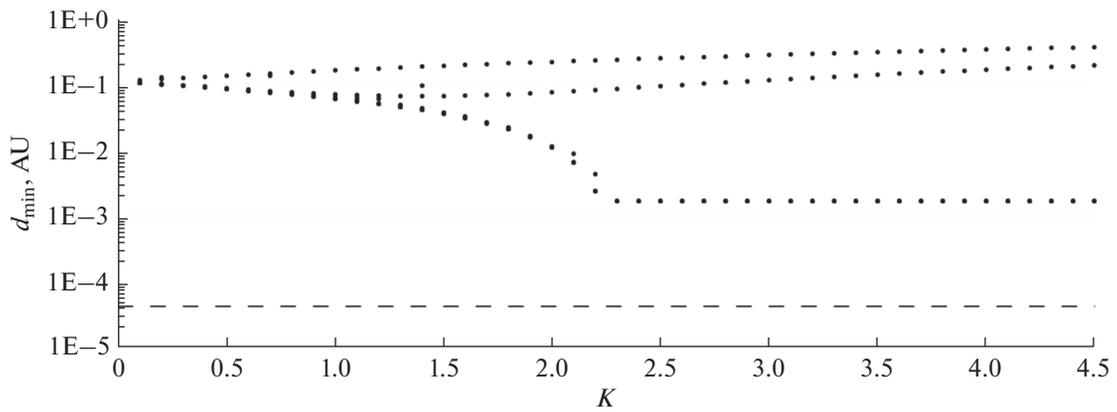


Рис. 2. Результаты условной минимизации расстояния до Земли объекта 2005 WG57 вблизи его сближения с Землей 9 августа 2034 г.

(рис. 3) – около 10^{-2} а. е. Поэтому можно заключить, что эти значения в каждом случае являются минимальными для соответствующих довери-

тельных эллипсоидов и эти эллипсоиды, как и в случае астероида 2001 VB, не содержат столкновительных начальных параметров движения.

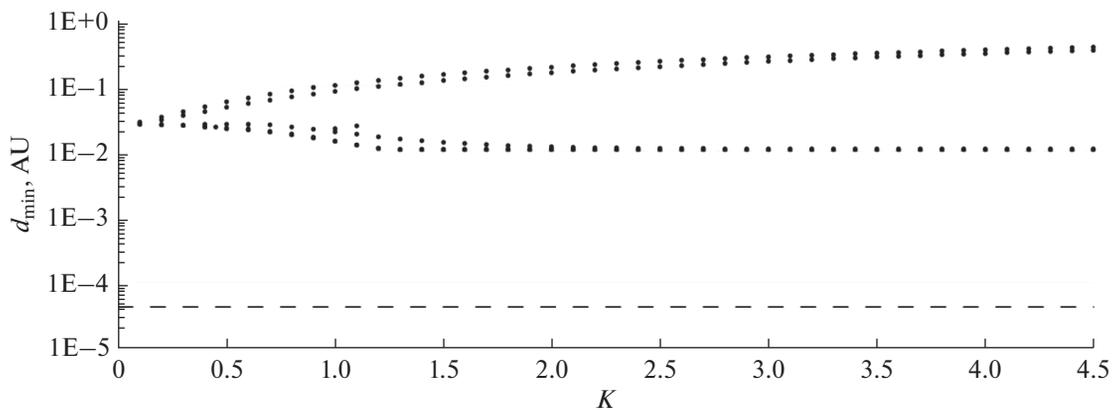


Рис. 3. Результаты условной минимизации расстояния до Земли объекта 2008 JL3 вблизи его сближения с Землей 8 апреля 2027 г.

В заключение заметим, что рассмотренный метод выявления столкновительных параметров в начальном доверительном эллипсоиде прежде всего может быть использован как предварительная процедура в задаче оценивания вероятности столкновения. Как было показано выше, метод позволяет выявлять столкновительные параметры на каждой эллипсоидальной гиперповерхности, и шаг перебора гиперповерхностей (расстояние между соседними гиперповерхностями) может быть сколь угодно малым. Если минимальное расстояние от астероида до Земли для всех гиперповерхностей заметно превышает ее радиус, то можно сделать вывод, что весь доверительный эллипсоид не содержит приводящих к столкновению начальных параметров движения. Если же это минимальное расстояние на некоторых гиперповерхностях окажется меньше радиуса Земли, то в окрестности найденных точек может быть выполнено более детальное исследование с целью построения картины распределения таких точек с последующим оцениванием вероятности столкновения.

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (тема № 0721-2020-0049).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Батурин А.П., Черницов А.М.* Два алгоритма определения областей возможных движений космических объектов // Исследования по баллистике и смежным вопросам механики: Сборник статей. Томск: Изд-во Том. ун-та, 2001. С. 86–88.
- Батурин А.П.* Выявление столкновительных орбит астероидов с помощью представления начальной доверительной области в виде последовательности эллипсоидальных гиперповерхностей // Изв. вузов. Физика. 2016. Т. 59. № 10. С. 145–150.
- Ивашкин В.В., Стихно К.А.* О предотвращении возможного столкновения астероида Апофис с Землей // Астрон. вестн. 2009. Т. 43. № 6. С. 502–516.
- Железнов Н.Б.* Влияние корреляционных связей между орбитальными параметрами астероида на определение вероятности его столкновения с планетой методом Монте-Карло // Астрон. вестн. 2010. Т. 44. № 2. С. 150–157.
- Прохоренко В.И.* Об анализе тесных сближений двух космических тел на близких почти круговых орбитах // Космич. исслед. 2010. Т. 48. № 6. С. 541–548.
- Соколов Л.Л., Башаков А.А., Борисова Т.П., Петров Н.А., Питьев Н.П., Шайдулин В.Ш.* Траектории соударения астероида Апофис с Землей в XXI веке // Астрон. вестн. 2012. Т. 46. № 4. С. 311–320.
- Черницов А.М., Тамаров В.А., Баранников Е.А.* Оценивание вероятности столкновения астероида с Землей методом Монте-Карло // Изв. вузов. Физика. 2016. Т. 59. № 5. С. 84–91.
- Черницов А.М., Тамаров В.А., Авдюшев В.А., Баньщикова М.А., Дубас О.М.* Особенности определения доверительных областей в пространстве начальных параметров движения Солнечной системы // Изв. вузов. Физика. 2007. Т. 50. № 12/2. С. 33–43.
- Сюсина О.М., Черницов А.М., Тамаров В.А.* Построение доверительных областей в задаче вероятностного исследования движения малых тел Солнечной системы // Астрон. вестн. 2012. Т. 46. № 3. С. 209–222. (*Syusina O.M., Chernitsov A.M., Tamarov V.A.* Construction of confidence regions in problem on probabilistic study into motion of minor bodies of the Solar system // *Sol. Syst. Res.* 2012. V. 46. № 3. P. 195–207.)
- Розенфельд Б. А.* Многомерные пространства. М.: Наука, 1966. 648 с.
- Ivashkin V.V., Stikhno C.A.* A problem of the orbit correction for the near-Earth asteroid Apophis // 58th Int. Astronautical Congress-2007, Hyderabad, India, September 24–28, 2007. Proc. ISSN 1995-6258), Paper IAC-07-C1.7.08.
- Ivashkin V.V., Stikhno C.A.* Analysis of correction of asteroid Apophis' orbit providing its collision with the Moon // Int. Meeting “Fundamental and applied problems of mechanics – 2018”. IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Series 1301 (2019) 012003 IOP Publishing, 2019.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/1301/1/012003>.
- Milani A.* Asteroid impact monitoring // *Serb. Astron. J.* 2006. V. 172. P. 1–11.
- Milani A., Chesley S.R., Sansaturio M.E., Bernardi F., Valsecchi G.B., Arratia O.* Long term impact risk for (101955) 1999RQ36 // *Icarus.* 2009. V. 203. Iss. 2. P. 460–471.
- Everhart E.* An efficient integrator that uses Gauss–Radau spacings // Proc. 83rd Colloquium of the Int. Astron. Union “Dynamics of Comets: Their Origin and Evolution,” Rome, June 11–15, 1984, Carusi, A. and Valsecchi, G.B., Eds., Dordrecht: D. Reidel, 1985, pp. 185–202.

УДК 523-17

ОБ УСКОРЕНИИ ЧИСЛЕННОГО ИНТЕГРИРОВАНИЯ УРАВНЕНИЙ ДВИЖЕНИЯ АСТЕРОИДОВ

© 2020 г. И. А. Баляев*

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

*e-mail: balasteravan@yandex.ru

Поступила в редакцию 03.06.2020 г.

После доработки 17.08.2020 г.

Принята к публикации 04.09.2020 г.

Поиск и изучение возможных соударений астероидов, сближающихся с Землей, требуют значительного объема вычислений. В настоящей работе описывается программа R^0 , созданная для расчета траекторий большого числа виртуальных астероидов и параметров сближений с телами Солнечной системы: планетами, Луной и Солнцем. Программа использует эфемериды DE430 и метод интегрирования Гаусса–Эверхарта. Сравнение с разработанным ранее программным комплексом v19 в разных тестах показало прирост производительности на порядок и более. При интегрировании движения одного астероида достигнуто меньшее ускорение, однако данная задача уже решалась за приемлемое время. Оптимизация выполнялась в расчете на большое количество астероидов. С использованием новой программы произведена оценка вероятности соударения 200 астероидов методом Монте–Карло, результаты сравниваются с полученными NASA.

Ключевые слова: численное интегрирование, астероидно-кометная опасность

DOI: 10.31857/S0320930X20330014

ВВЕДЕНИЕ

В 2004 г. в обсерватории Китт–Пик в Аризоне был открыт астероид 2004 MN4, впоследствии получивший имя Апофис и номер 99942. Крупный размер, около 300 м, и существенная вероятность соударения с Землей вызвали интерес многих исследователей, в том числе в СПбГУ. Особенностью данного астероида является тесное сближение с Землей в 2029 г., порождающее множество резонансных возвратов и затрудняющее точное предсказание дальнейшей траектории (Соколов и др., 2008). Хотя к настоящему моменту соударения вскоре после 2029 г. исключены, сохраняется вероятность соударения во второй половине XXI века. <https://cneos.jpl.nasa.gov/sentry/> – результаты расчета вероятности соударения, полученные NASA.

Для поиска и изучения возможных соударений на кафедре небесной механики СПбГУ был разработан программный комплекс v19. С его помощью для ряда астероидов был получен существенно более полный список возможных соударений, чем приводится на сайте NASA, в том числе для астероида Апофис (Соколов и др., 2013). Поиск соударений осуществляется путем одномерного варьирования начальных данных. Типичное время работы над одним астероидом составляет от нескольких часов до нескольких су-

ток. Расширение исследований на большее количество астероидов и переход к многомерному варьированию потребовали бы колоссальных затрат вычислительных ресурсов.

Основное время занимает вычисление траектории астероида и параметров сближений с Землей. Для этой задачи было решено создать с нуля новую программу. Программа R^0 предназначена для расчета траекторий и сближений с планетами, Луной и Солнцем большого числа виртуальных астероидов. Модель движения учитывает притяжение больших планет, координаты которых берутся из эфемерид DE430. Для интегрирования уравнений выбран метод Гаусса–Эверхарта (Авдюшев, 2010). Создание с нуля позволило провести существенную оптимизацию. Ускорение по сравнению с программным комплексом v19 составило более 10 раз. Точное число зависит от конкретного теста. Новая программа опробована на задаче определения вероятности соударения методом Монте–Карло. Полученные результаты близки к приведенным на сайте NASA.

УРАВНЕНИЕ ДВИЖЕНИЯ АСТЕРОИДА

Пусть x – вектор положения астероида, x_i – вектор положения массивного тела Солнечной системы, r_i – расстояние между массивным телом

и астероидом, G – гравитационная постоянная, m_i – масса тела. Тогда уравнение движения можно записать в следующем виде:

$$x'' = Gm_i \frac{x_i - x}{r_i^3} + F. \tag{1}$$

Слагаемое F – позволяющее учесть различные возмущения, принято равным нулю в рамках данной работы. Преобразовав уравнение движения, для трехмерного пространства можно получить систему из 6 обыкновенных дифференциальных уравнений первого порядка. Начальными данными будут координаты и скорости в стартовый момент времени. Для реального астероида начальные данные определены с погрешностями, так что существует область неопределенности ненулевого размера, где может быть астероид. Интерес представляют области начальных данных, точки из которых ведут к соударению с Землей или другими телами. Пересечение таких областей с областью неопределенности означает ненулевую вероятность соударения.

МЕТОД ГАУССА–ЭВЕРХАРТА

Подробное описание метода можно найти в работе (Авдюшев, 2010), здесь же будут изложены основные формулы и алгоритм интегрирования на шаге. Рассмотрим следующую задачу:

$$x' = f(x, t), \quad x_0 = x(t_0). \tag{2}$$

Здесь t – независимая переменная, x – интегрируемая переменная, f – заданная функция. На шаге интегрирования h введем переменную $\tau = (t - t_0)/h$, а правую часть аппроксимируем многочленом степени k :

$$x' = f = f_0 + \sum_{i=1}^k A_i \tau^i. \tag{3}$$

Интегрируя многочлен, получаем:

$$x = x_0 + h \left(f_0 \tau + \sum_{i=1}^k A_i \frac{\tau^{i+1}}{i+1} \right). \tag{4}$$

Перепишем правую часть в виде интерполяционного многочлена Ньютона на сетке $\tau_0, \tau_1, \dots, \tau_k, \tau_0 = 0$:

$$f = f_0 + \sum_{i=1}^k \alpha_i \prod_{j=0}^{i-1} (\tau - \tau_j). \tag{5}$$

Если известны коэффициенты A на предыдущем шаге, начальным приближением на новом шаге будет:

$$\bar{A}_i = r^i \sum_{j=i}^k e_{ji} A_j. \tag{6}$$

r – отношение нового шага интегрирования к предыдущему; чаще всего $r = 1$.

Коэффициенты e вычисляются по рекуррентным формулам:

$$e_{ii} = e_{i0} = 1, \tag{7}$$

$$e_{ij} = e_{i-1,j-1} + e_{i-1,j} \quad (i > j > 0).$$

Прибавив полученную на предыдущем шаге разницу ΔA между A в конце итерационного процесса и начальным приближением \bar{A} , оценку можно улучшить. В начале интегрирования за начальное приближение принимаются нулевые значения.

Итерация производится следующим образом. Для каждого $i = 1, 2, \dots, k$ последовательно выполняется цикл $A \rightarrow x_i \rightarrow f_i \rightarrow \alpha_i \rightarrow A$. Первое действие $A \rightarrow x_i$ производится по формуле (4); второе действие $x_i \rightarrow f_i$ – в соответствии с уравнением (1). Для третьего действия $f_i \rightarrow \alpha_i$ преобразуем формулу (5):

$$\alpha_1 = (f_1 - f_0)/\tau_1, \tag{8}$$

$$\alpha_2 = ((f_2 - f_0)/\tau_2 - \alpha_1)/(\tau_2 - \tau_1),$$

$$\alpha_3 = (((f_3 - f_0)/\tau_3 - \alpha_1)/(\tau_3 - \tau_1) - \alpha_2)/(\tau_3 - \tau_2),$$

...

За одно прохождение цикла вычисляется одно значение α_i . Начальное приближение α выводится из начального приближения A :

$$\alpha_i = \sum_{j=i}^k d_{ji} A_j. \tag{9}$$

Четвертое действие $\alpha \rightarrow A$ будет обратным к (9):

$$A_i = \sum_{j=i}^k c_{ji} \alpha_j. \tag{10}$$

Коэффициенты c и d вычисляются по рекуррентным формулам:

$$c_{ii} = d_{ii} = 1, \tag{11}$$

$$c_{i0} = d_{i0} = 0 \quad (i > 0),$$

$$c_{ij} = c_{i-1,j-1} - \tau_{i-1} c_{i-1,j} \quad (i > j > 0),$$

$$d_{ij} = d_{i-1,j-1} + \tau_j d_{i-1,j} \quad (i > j > 0). \tag{12}$$

В последней формуле в исходной статье была допущена опечатка.

Для повышения порядка метода узлы τ_i следует выбирать из разбиений Гаусса–Лежандра, Гаусса–Радо или Гаусса–Лобатто. В программе R^0 использовано разбиение Гаусса–Лобатто, узловые значения для которого являются корнями уравнения:

$$\left(\tau^k (\tau - 1)^k \right)'_{\tau} = 0. \tag{13}$$

Порядок метода в этом случае равен $2k$, $\tau_0 = 0, \tau_k = 1$.

ОПТИМИЗАЦИЯ МЕТОДА ДЛЯ КОНКРЕТНОЙ ЗАДАЧИ

Задача – расчет траектории и параметров тесных сближений с телами Солнечной системы большого количества виртуальных астероидов. Как правило, самой затратной частью является вычисление правых частей уравнений. Для самого простого вида уравнений движения (1) большую часть времени занимает вычисление положений массивных тел. Между тем, поскольку узловые значения времени не меняются от итерации к итерации, достаточно вычислить положения на несколько моментов времени один раз за шаг. Более того, если множество виртуальных астероидов интегрировать параллельно с одинаковым шагом, достаточно вычислить положения планет один раз за шаг для всех астероидов. Благодаря этому при достаточно большом числе виртуальных астероидов затраты на вычисление эфемерид можно сделать пренебрежимо малыми. Алгоритм выбора шага, позволяющий эффективно группировать астероиды в процессе интегрирования, описан в следующем разделе.

Оценим количество арифметических операций, затрачиваемое на каждое из четырех действий в течение одной итерации при $k = 6$. Для одного астероида интегрируемая переменная представляет собой 6-вектор, но, например, при вычислении правых частей существенны только 3 компоненты из 6, а расстояние до планеты достаточно вычислить один раз, как и величину Gm_i/r_i^3 . Для первого действия $A \rightarrow x_i$ величины $\tau_i^{j+1}/(j+1)$ лучше вычислить заранее, тогда будет затрачено $6k(k+1) = 252$ сложения и $6k(k+1) = 252$ умножения. Второе действие $x_i \rightarrow f_i$ для 10 массивных тел потребует $30k = 180$ вычитаний, $10k = 60$ делений, $10k = 60$ извлечений квадратного корня, $30k = 180$ сложений и $80k = 480$ умножений. Для третьего действия $f_i \rightarrow \alpha_i$, поскольку операция деления дороже умножения, имеет смысл вычислить величины $1/(\tau_i - \tau_j)$. Тогда третье действие потребует всего $6k(k+1)/2 = 126$ вычитаний и $6k(k+1)/2 = 126$ умножений. Четвертое действие $\alpha \rightarrow A$ выполняется за $6k^2(k+1)/2 = 756$ умножений и $6k^2(k-1)/2 = 540$ сложений. Последнее действие, как можно заметить, сопоставимо по затратам с вычислением правых частей. При учете дополнительных сил соотношение изменится в пользу правых частей, но при повышении порядка разбиения k затраты на четвертое действие

растут очень быстро. Например, при $k = 8$ требуется уже 1728 умножений и 1344 сложения на одну итерацию. Можно было бы оптимизировать это действие, но можно объединить с первым в сокращенной схеме $\alpha \rightarrow x_i \rightarrow f_i \rightarrow \alpha_i$. Тогда получение начального приближения будет осуществляться по схеме $\alpha \rightarrow A \rightarrow \bar{A} \rightarrow \bar{\alpha}$, а вместо поправки ΔA можно использовать аналогичную $\Delta \alpha$. Объединенное действие $\alpha \rightarrow x_i$ выполняется по формуле:

$$x_i = x_0 + h \left(f_0 \tau_i + \sum_{j=1}^k B_{ij} \alpha_j \right), \quad (14)$$

$$B_{ij} = \sum_{l=1}^j c_{jl} \frac{\tau_i^{l+1}}{l+1}. \quad (15)$$

Количество арифметических операций такое же, как и для действия $A \rightarrow x_i$, при этом четвертое действие полностью отсутствует. Аналогичным образом упрощается получение начального приближения:

$$\bar{\alpha}_i = \sum_{j=1}^k H_{ij} \alpha_j, \quad (16)$$

$$H_{ij} = \sum_{l=1}^j \sum_{m=i}^l d_{mi} r^m e_{lm} c_{jl}. \quad (17)$$

В подавляющем большинстве случаев шаг будет равен предыдущему, в остальных случаях проще в качестве начального приближения взять нулевые значения, как в начале интегрирования.

Наконец, поскольку исходная система уравнений имеет второй порядок, можно использовать другой вариант аппроксимации решения (Everhart, 1974) и таким образом избавиться от необходимости вычислять скорости в течение итерации:

$$x'' = f = f_0 + \sum_{i=1}^k A_i \tau^i. \quad (18)$$

Тогда действие $\alpha \rightarrow x_i$ примет вид:

$$x_i = x_0 + h \left(x'_0 \tau_i + h \left(f_0 \frac{\tau_i^2}{2} + \sum_{j=1}^k W_{ij} \alpha_j \right) \right), \quad (19)$$

$$W_{ij} = \sum_{l=1}^j c_{jl} \frac{\tau_i^{l+2}}{(l+1)(l+2)}. \quad (20)$$

Основной идеей оптимизации является параллельное интегрирование большого числа астероидов, поэтому информация о них всех занимает много места в памяти. При тестировании оказалось, что поправка $\Delta \alpha$ не приводит к существенному росту производительности, зато повышает расход памяти почти в два раза. Начальное приближение $\bar{\alpha}$ уже без поправки позволяет делать

всего 2–3 итерации на шаге. В связи с этим программа R^0 эту поправку не использует.

Итерации производятся до полной сходимости положения и скорости на конце шага. Критерий выбран с учетом машинной точности, составляющей 52 двоичных порядка для типа double.

АЛГОРИТМ ВЫБОРА ШАГА И ГРУППИРОВКИ ВИРТУАЛЬНЫХ АСТЕРОИДОВ

Даже если изначально множество виртуальных астероидов было компактным, тесные сближения с планетами легко разрывают первоначально компактный пучок траекторий на широкий веер. Из-за этого очень часто небольшое количество виртуальных астероидов сближается с некоторой планетой, что требует уменьшение шага интегрирования, но для остальных астероидов уменьшение шага не нужно и только способствует накоплению ошибок округления. Необходим алгоритм, который бы позволил эффективно группировать астероиды по величине шага.

В качестве базового шага выбрана величина $h_0 = 4^d$, обеспечивающая наиболее удобное использование эфемерид DE430. В течение базового шага сохраняется аппроксимация положений планет, Луны и Солнца. Ни один шаг интегрирования не превышает этой величины, а большинство равны ей. Критерий уменьшения шага – эвристический, направленный прежде всего на обнаружение сближений. Для уменьшения шага хотя бы одно отношение планетоцентрической скорости к планетоцентрическому расстоянию должно вырасти до некоторой регулируемой величины $2M$. Если отношение превышает $2^i M$, шаг уменьшается до $2^{-i} h_0$. В итоге шаг подбирается из расчета, чтобы изменение планетоцентрического радиус-вектора не превысило четверти величины этого радиус-вектора (или 1/25 длины окружности). Порядок разбиения k подобран для достижения наилучшей точности и равен 5. Точность контролировалась параллельным интегрированием с меньшим шагом.

В ходе интегрирования на базовом шаге производятся следующие итерации: определяется множество астероидов с наименьшим значением времени, до которого рассчитана траектория; для каждого из них определяется шаг; затем для каждого шага выполняется расчет эфемерид и собственно интегрирование на шаге. Если шаг можно увеличить по сравнению с предыдущим, проверяется текущая степень дробления шага. Например, если астероид был рассчитан на 5/8 базового шага, новый шаг выбирается не более 1/8, чтобы в следующий раз он смог войти в группу, интегрируемую с шагом 1/4.

АЛГОРИТМ ПОИСКА И УТОЧНЕНИЯ СБЛИЖЕНИЙ

Для каждой планеты задается расстояние R_{\min} , при сближении до которого нужно вычислить параметры сближения. После каждого шага интегрирования проверяется наличие сближения в пределах шага. Для этого вычисляется скалярное произведение планетоцентрических скорости и положения астероида в начале и в конце шага. Если в начале произведение отрицательно, а в конце положительно, произошло сближение. Если расстояние на конце шага меньше $2R_{\min}$, производится уточнение сближения. Если полученное минимальное расстояние оказывается меньше R_{\min} , параметры сближения записываются в файл: номер виртуального астероида, дата сближения, номер тела, минимальное расстояние. Если минимальное расстояние меньше радиуса тела, то сближение является соударением, расчет траектории в этом случае останавливается.

Уточнение сближения производится с помощью бинарного поиска. Интервал, на котором произошло сближение, делится пополам, после чего проверяется скалярное произведение планетоцентрических положения и скорости. При уточнении сближений для интегрируемого астероида используется многочлен A , вычисленный на текущем шаге, положения и скорости планет берутся из эфемерид.

СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ R^0 И $v19$

Первое требование к программе – точность результата. Как бы быстро программа не считала, если результат отличается от контрольного больше, чем на радиус Земли, для предсказания соударений такая программа не годится по меньшей мере в условиях данного теста. Для программы R^0 контрольный результат предоставила старая программа $v19$, использующая ту же модель движения, но другой интегратор. Основным тестом стал расчет астероида (1036) Ганимед на 320000 суток. Большое время интегрирования (в 10 раз больше обычного) и наличие тесного сближения (с Марсом) делали задачу сложнее или сопоставимой с предположительными задачами для большинства АСЗ. Расхождение положения астероида в течение всего времени интегрирования оставалось менее 10^{-6} а. е.

Второе требование к программе – скорость работы. Вообще говоря, старая программа не может одновременно рассчитывать сближения с разными планетами и должна быть запущена отдельно для каждой из планет. Уже поэтому она заведомо в 10 раз медленнее новой. Однако в задаче поиска сближений и соударений конкретно с Землей этот недостаток не имеет значения. Для теста была взята тысяча виртуальных астероидов в окрест-

Таблица 1. Число соударений с планетами и Луной из 10 млн виртуальных астероидов и ожидаемое число соударений с Землей по данным NASA

Астероид	Земля (NASA)	Земля	Луна	Венера	Меркурий	Марс	Юпитер
2000 SG344	26014.4	36034	110	0	0	0	0
2019 WG2	1645.2	1793	0	0	0	0	0
2000 SB45	1553.8	1676	8	0	0	0	0
2019 QS8	49.8	1158	7	8	0	1	80
2017 VJ	18.6	846	0	0	0	0	0
2010 DG77	73.8	828	8	35	0	0	27
2014 JU15	562.7	808	15	0	0	0	0
2010 GM23	630.7	730	2	0	0	0	0
2005 QK76	681.0	703	0	0	0	0	0
2007 DX40	617.6	688	10	43	0	0	0
1994 GK	690.7	662	1	0	0	0	0
2008 CC71	585.3	653	8	0	0	0	0
2008 UB7	347.5	571	25	0	0	0	0
2008 EX5	471.9	502	91	0	0	0	0
2006 BC8	95.0	350	5	0	0	0	0
2017 YM1	276.4	342	28	0	0	0	0
2009 FJ	93.9	327	1	0	0	0	0
2011 UM169	332.3	311	1	0	0	0	0
2008 VS4	5.8	295	3	8	0	0	319
2008 ST7	270.0	276	19	0	0	0	0
2008 YO2	75.8	269	10	0	0	0	0
2019 BE5	123.5	250	25	2	4	0	0
2014 GN1	207.4	212	0	0	0	0	0
2016 CY135	13.7	208	9	0	0	0	0
2019 YV1	83.2	195	1	0	0	0	0
2019 DP	59.5	189	7	0	0	0	0
2009 HC	28.7	174	0	0	0	0	0
2007 KE4	139.9	158	0	0	0	0	0
2019 XS	51.6	157	6	0	0	0	0
2006 HF6	107.9	138	5	0	0	0	0
2009 FZ4	23.8	136	1	10	0	2	14
2019 WU2	109.2	133	3	0	0	0	0
2002 VU17	137.8	133	13	0	0	0	0
2009 TH8	88.5	121	0	0	0	0	0
2010 QG2	106.0	114	8	0	0	0	0
443104	14.3	107	0	0	0	0	0
2012 PB20	28.3	106	10	0	0	0	0
2007 EV	87.9	100	0	0	0	0	0
2002 MN	27.9	98	8	0	0	0	0
2017 AE21	46.4	98	0	77	0	0	0
2002 RB182	60.9	92	0	0	0	0	2
2007 WP3	76.9	88	0	0	0	0	0
2000 WJ107	28.9	87	0	0	0	0	0
2016 WG	58.0	80	8	0	0	0	0

Таблица 1. Продолжение

Астероид	Земля (NASA)	Земля	Луна	Венера	Меркурий	Марс	Юпитер
2012 QD8	64.9	79	1	70	0	0	0
2019 YX1	86.9	76	1	0	0	0	0
2004 ME6	1.0	74	1	0	0	0	522
2018 NF15	0.3	74	0	4	0	21	8
2010 MZ112	46.8	63	2	8	1	0	0
2006 SC	64.2	62	0	0	0	0	0
2010 UB	36.5	61	0	0	0	0	0
2015 HQ182	1.6	61	2	15	0	1	0
2019 FE	49.0	58	0	0	0	0	0
2007 KO4	43.0	55	4	0	0	0	0
2004 VZ14	18.6	52	2	0	0	0	0
2019 LU1	46.5	52	5	0	0	0	0
2018 JN	16.5	50	0	0	0	0	0
2019 RT3	20.1	48	4	0	0	0	0
2019 ND7	31.8	46	1	0	0	0	0
2017 UQ7	0.4	40	2	0	0	0	0
2008 PK9	5.2	40	3	0	0	0	0
2016 GU2	0.1	39	0	0	0	0	0
2014 JV79	2.9	37	0	0	0	0	0
2004 GE2	0.7	33	0	0	0	101	0
2011 AK37	27.7	32	6	0	0	0	0
2012 TV	30.6	31	4	0	0	0	0
2010 UC7	5.1	31	2	0	0	0	0
2019 UH9	29.5	30	5	0	0	0	0
2002 EM7	0.6	29	0	0	0	0	0
2006 DN	3.6	28	1	0	0	0	0
2011 VG9	7.7	28	0	0	0	0	0
2018 LM	11.5	28	0	40	0	0	0
2019 QS	2.2	26	1	1	0	0	0
2006 HX57	30.8	24	0	0	0	0	0
2005 WG57	7.2	24	0	0	0	0	0
2009 CZ1	7.5	23	1	7	0	0	0
2006 QN111	18.9	23	0	0	0	0	0
1997 TC25	2.6	22	0	0	0	0	0
2007 FT3	13.6	22	4	0	0	0	0
2017 QC36	4.8	22	1	14	0	0	0
2007 XZ9	10.8	21	0	0	0	0	0
2018 FE4	15.1	20	3	0	0	0	0
2007 CS5	3.1	20	0	0	0	0	0
2018 GG	19.1	20	0	0	0	0	0
2005 CC37	13.0	18	0	0	0	0	0
2006 JE	17.6	18	0	0	0	0	0
2015 MN11	5.1	15	0	0	0	0	0
2017 PY26	12.4	15	11	0	0	0	0
2008 FF5	4.8	15	0	0	0	0	0

Таблица 1. Продолжение

Астероид	Земля (NASA)	Земля	Луна	Венера	Меркурий	Марс	Юпитер
1979 XB	7.4	15	0	0	0	0	0
2015 ME131	0.3	15	0	9	0	0	0
2011 BF40	11.5	14	0	0	0	0	0
2017 NT5	5.8	13	0	0	0	0	0
2016 AB166	3.1	13	0	0	0	0	0
2011 BH40	1.4	13	0	27	0	0	44
2013 BR15	1.6	12	1	0	0	0	0
2011 XC2	6.7	12	0	0	0	0	0
2012 ES10	16.4	12	3	0	0	0	0
1999 RZ31	15.9	12	0	0	0	0	0
2002 XV90	4.8	11	0	0	0	0	0
2007 EH26	0.1	11	0	0	0	0	0
2018 PA25	0.3	11	0	13	0	0	0
2016 WN55	1.2	11	1	39	0	1	0
1996 TC1	13.2	10	0	0	0	0	0
2008 KO	7.8	10	0	0	0	0	0
2016 NL56	7.2	10	0	5	0	1	1
2004 FY3	0.8	9	0	0	0	0	0
2005 NX55	0.4	9	0	0	0	0	0
2017 UC52	4.0	9	0	1	0	0	0
2011 CW46	5.0	8	1	0	0	0	0
2016 JT38	1.8	8	0	0	0	0	0
2010 XB73	2.8	8	0	1	0	1	371
2010 XQ	2.1	8	0	0	0	0	260
2014 FX32	11.2	7	0	0	0	0	0
2017 KB3	0.4	7	0	0	0	0	0
2019 YA2	1.8	7	1	0	0	0	0
2005 TM173	9.4	7	0	0	0	0	271
2018 EL4	0.8	6	0	0	0	0	0
2006 UC64	0.9	5	0	0	0	0	0
2018 BP6	0.7	5	0	0	0	0	0
2017 UL7	3.5	5	0	0	0	0	0
2005 ED224	26.1	5	0	0	0	0	0
2001 HJ31	1.9	5	1	0	0	0	0
2017 FB1	2.9	5	0	2	0	0	0
2011 SE191	0.2	5	0	0	0	0	0
2017 UE52	0.3	5	0	2	0	3	443
2017 RZ17	0.2	5	0	49	1	0	9
2017 MZ8	0.4	5	0	0	0	4	122
2005 UL6	1.1	4	7	0	0	0	0
2008 OO1	2.3	4	189	0	0	0	0
2014 MO68	6.3	4	0	0	0	0	0
2011 BT59	1.4	4	0	0	3	2	32
2014 ML67	4.3	4	1	2	0	0	510
1998 DK36	5.6	4	0	136	6	0	0

Таблица 1. Продолжение

Астероид	Земля (NASA)	Земля	Луна	Венера	Меркурий	Марс	Юпитер
2010 MY112	0.1	4	0	4	3	0	0
2018 YH2	3.3	4	0	0	0	0	0
2014 UX34	0.1	3	0	0	0	0	0
2018 YW2	2.2	3	0	0	0	0	0
2008 DA4	3.4	3	0	0	0	0	0
2007 PR25	0.2	3	0	0	0	0	0
2006 CM10	1.8	3	0	0	0	0	0
2008 UY91	0.6	3	0	5	0	0	0
2003 UQ25	0.9	3	0	0	0	1	0
2014 CH13	1.3	3	0	0	0	0	0
2016 PR66	0.1	3	1	0	0	0	49
2014 HN197	0.6	3	0	1	0	0	633
2016 JB29	1.7	2	0	0	0	0	0
2016 BQ15	0.4	2	0	0	0	0	0
2001 SB170	0.3	2	0	0	0	0	0
2013 WM	4.3	2	0	0	0	0	0
1997 UA11	2.9	2	0	0	0	0	12
2016 AU193	0.9	2	1	0	0	0	0
2011 QF48	3.1	2	0	0	0	1	0
2017 OO1	0.3	2	0	0	0	0	0
2019 DF2	0.1	2	0	5	0	0	10
2018 LT5	1.3	1	1	0	0	0	0
2009 BR5	1.7	1	0	0	0	0	0
2009 MU	0.2	1	1	0	0	0	0
2009 WQ25	0.9	1	1	7	0	0	0
2010 CR5	0.8	1	0	0	0	0	0
2001 SD286	0.6	1	0	0	0	0	0
2015 FA345	1.6	1	0	0	0	0	652
2010 JA43	0.8	1	2	2	0	0	0
2010 LJ68	0.2	1	1	0	0	0	0
2006 CD	0.2	1	0	1	0	0	37
2004 FM4	0.1	1	0	0	0	0	0
2018 LF16	0.3	1	0	0	0	0	3
2005 GQ33	0.3	1	0	1	0	13	38
2017 DC120	0.5	1	0	0	0	1	7
2010 HV20	1.3	1	0	1	0	0	0
2016 PA79	0.1	0	0	0	0	5	256
2009 WZ53	0.1	0	0	0	0	0	0
2017 DB120	0.1	0	0	0	0	0	12
2016 UB26	0.1	0	0	0	0	0	0
2001 CA21	0.1	0	0	155	0	3	1
410777	0.2	0	0	0	0	0	0
2016 RP41	0.2	0	0	0	0	1	0
2015 RD36	0.2	0	0	0	0	0	0
2017 SH33	0.2	0	0	0	0	0	0

Таблица 1. Окончание

Астероид	Земля (NASA)	Земля	Луна	Венера	Меркурий	Марс	Юпитер
2014 HE199	0.2	0	0	0	0	0	0
2018 HJ2	0.2	0	0	0	0	0	0
2014 MR26	0.3	0	0	49	1	0	0
2007 VH189	0.3	0	0	1	0	8	0
2019 XQ2	0.3	0	0	0	0	0	0
2015 HV182	0.3	0	0	0	0	0	0
2008 KN11	0.4	0	0	0	0	0	0
2014 XM7	0.4	0	2	0	0	0	0
2001 UD5	0.4	0	0	0	0	0	0
2006 QK33	0.6	0	0	0	0	0	0
2006 WM3	0.6	0	0	0	0	0	0
2010 JH80	0.6	0	0	0	0	0	0
2007 SN6	1.1	0	0	0	0	0	0
2013 NH6	1.1	0	0	0	0	0	0
2005 EL70	1.3	0	0	10	0	0	0
2011 AZ36	4.1	0	0	0	0	1	0
2011 DV10	11.7	0	0	0	0	0	0
99942	88.5	0	0	0	0	0	0
2016 HF3	469.3	0	0	0	0	0	0
29075	1200.0	0	0	0	0	0	0
101955	3676.9	0	0	0	0	0	0

ности номинальной орбиты Апофиса и процессор Intel Pentium G3260. Расчет велся на 20000 суток вперед (около 55 лет). Среднее время, затраченное на один астероид, составило у программы v19 – 300 мс, у программы R⁰ – 13 мс.

ВЫЧИСЛЕНИЕ ВЕРОЯТНОСТИ СОУДАРЕНИЯ МЕТОДОМ МОНТЕ–КАРЛО

Данная задача требует расчета траекторий большого числа виртуальных астероидов, что позволит максимально использовать преимущества новой программы. С помощью программы R⁰ был произведен расчет траектории до 2132 года 10⁷ виртуальных астероидов из области неопределенности, выбранных случайно в соответствии с нормальным распределением, задаваемым математическим ожиданием и матрицей ковариаций элементов орбиты. <https://ssd.jpl.nasa.gov/sbdb.cgi> – база данных малых тел Солнечной системы. Для генерации случайных чисел использован вихрь Мерсенна. Астероиды выбраны из числа имеющих размер более 30 м и вероятность соударения с Землей более 10⁻⁸ по данным NASA, с которыми и сравниваются результаты.

В табл. 1 приведены вероятность соударения с Землей по данным NASA и количество попавших в тела Солнечной системы виртуальных астероидов из 10⁷ по расчетам программой R⁰. Для удобства сравнения вероятность NASA умножена на 10⁷. Всего было исследовано 200 астероидов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Создана программа R⁰, значительно ускорившая расчет траекторий опасных астероидов. Различие результатов со старой программой v19, а также с результатами NASA, невелико, что показывает потенциальную пригодность программы R⁰ в задачах астероидно-кометной безопасности. Хотя, например, астероиды 29075 и 101955 (в конце таблицы) демонстрируют существенное различие, оно естественным образом проистекает из отсутствия возможных соударений до 2132 г. и их наличием значительно позже. В большинстве же случаев интервал исследования NASA меньше, поэтому вероятность по результатам R⁰ обычно больше. Следует, однако, с осторожностью полагаться на полученные вероятности. В ряде случаев положенные в основу предположения и ошибки самого метода могут исказить результат на порядок и более.

Расчеты показывают, что многие из угрожающих Земле астероидов имеют вероятность столкновения не только с Землей, но и с Луной и другими планетами Солнечной системы. Столкновение с другим телом может быть использовано для устранения угрозы.

В будущем планируются некоторые модификации программы. В частности, для повышения надежности результата имеет смысл улучшить модель движения и проверить влияние на результат различных эффектов. Кроме того, поскольку сразу большое количество астероидов интегрируется параллельно, планируется версия программы для графического процессора.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-32-90149.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Авдюшев В.А.* Интегратор Гаусса—Эверхарта // Вычислительные технологии. 2010. Т. 15. № 4. С. 31–36.
- Соколов Л.Л., Башаков А.А., Питьев Н.П.* Особенности движения астероида 99942 Апофис // Астрон. вестн. 2008. Т. 42. № 1. С. 20–29. (*Sokolov L.L., Bashakov A.A., Pitjev N.P.* Peculiarities of the motion of asteroid 99942 Apophis // Sol.Syst. Res. 2008. V. 42. № 1. P. 18–27.)
- Соколов Л.Л., Борисова Т.П., Васильев А.А., Петров Н.А.* Свойства траекторий соударения астероидов с Землей // Астрон. вестн. 2013. Т. 47. № 5. С. 441. (*Sokolov L.L., Borisova T.P., Vasil'ev A.A., Petrov N.A.* Properties of collision trajectories of asteroids with the Earth // Sol. Syst. Res. 2013. V. 47. № 5. P. 408–413.)
- Avdyushev V.A.* Gauss—Everhart Integrator // Computational technologies. 2010. V. 15. № 4. P. 31–36.
- Everhart E.* Implicit single sequence method for integrating orbits // Celest. Mech. 1974. V. 10. P. 35–55.