

СОДЕРЖАНИЕ

Том 56, Номер 5, 2022

Структура дневной магнитосферы Марса: два типа <i>О. Л. Вайсберг, С. Д. Шувалов</i>	295
Об изучении пространственной переменности состава вещества марса в экспериментах по гамма-спектроскопии на борту мобильного аппарата с применением метода “меченых заряженных частиц” <i>И. Г. Митрофанов, А. Б. Санин, Д. В. Головин, С. Ю. Никифоров, М. Л. Литвак, Б. Н. Бахтин</i>	307
Геодезическое вращение спутников Нептуна <i>А. Н. Вершков, В. В. Пашкевич</i>	315
Эфемериды спутников астероидов и оценка их точности <i>Н. В. Емельянов, J.-E. Arlot, D. Hestroffer, М. И. Варфоломеев, А. С. Бескакотов</i>	325
Выявление столкновительных орбит астероидов при заметной нелинейности в задаче улучшения орбиты <i>А. П. Батурин</i>	335
Численное моделирование орбитального движения геосинхронных объектов по данным позиционных наблюдений <i>В. А. Авдюшев, Т. В. Бордовицына, А. П. Батурин, Н. С. Бахтигараев, П. А. Левкина, Н. А. Попандопуло, К. В. Салейко, И. В. Томилова, И. Н. Чувашов</i>	344
О степенном законе для описания распределения фрагментов разрушенного космического тела по массам <i>И. Г. Брыкина, Л. А. Егорова</i>	356

УДК 523.43

СТРУКТУРА ДНЕВНОЙ МАГНИТОСФЕРЫ МАРСА: ДВА ТИПА

© 2022 г. О. Л. Вайсберг^а, *, С. Д. Шувалов^а, **^аИнститут космических исследований РАН, Москва, Россия

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

**e-mail: shuvalovsergei@gmail.com

Поступила в редакцию 28.12.2021 г.

После доработки 25.03.2022 г.

Принята к публикации 13.04.2022 г.

Набор научных приборов с измерениями высокого временного разрешения на космическом аппарате Mars Atmosphere and Volatile Evolution (MAVEN) позволил изучить структуру и свойства дневной магнитосферы Марса. Плазменная оболочка Марса на дневной стороне планеты была обнаружена по наблюдениям на первых орбитальных аппаратах Марса (Vaisberg и др., 1976; Gringauz и др., 1976). Высокое временное и массовое разрешение приборов на MAVEN позволило исследовать структуру и процессы в плазме дневной магнитосферы, плазменный слой, который существует между солнечным ветром, разогретым на ударной волне, и ионосферой (Вайсберг и др., 2017). Показано, что при различных внешних условиях между ионосферой и обтекающим потоком на дневной стороне образуются два различных типа плазменных слоя: (1) смесь нагретых ионосферных ионов и захваченных экзосферных ионов и (2) слой ускоренных электрическим полем солнечного ветра ионов ионосферы, в англоязычной литературе называемый “plume” (плюм, Dong и др., 2015). Первый тип дневной магнитосферы Марса образуется в результате взаимодействия захваченных и ускоренных солнечным ветром ионов кислорода экзосферного происхождения с верхней частью ионосферы Марса (Vaisberg, Shuvalov, 2021). Второй тип дневной магнитосферы Марса формируется при ускорении пучка ионов из внешней ионосферы, который потом переходит в более энергичный пучок плюма в магнитослое. В этой статье рассмотрены типичные плазменные популяции, их свойства и условия, которые приводят к формированию дневной магнитосферы из материала внешнего слоя ионосферы.

Ключевые слова: Марс, магнитосфера, солнечный ветер, плюм, пикап, MAVEN

DOI: 10.31857/S0320930X22050061

Первый близкий пролет Mariner-4 вблизи Марса 14–15 июля 1964 г. на минимальном расстоянии 13 300 км показал, что Марс не обладает сильным магнитным полем, и солнечный ветер может напрямую взаимодействовать с его атмосферой (Dryer, Neckman, 1967).

Первые пересечения магнитосферы Марса были выполнены космическими аппаратами Марс-2, Марс-3 и Марс-5 в 1970 гг. и обнаружили увеличение магнитного поля до ~30 нТл (Долгинов и др., 1976) и появление ионов с меньшей энергией, чем в магнитосфере, как на дневной стороне, так и значительно ниже по течению (Bogdanov, Vaisberg, 1975). В отличие от Земли, на Марсе отсутствует глобальное собственное магнитное поле, что делает плазменную среду Марса намного меньше. В первые годы освоения космоса считалось, что препятствие солнечному ветру образуется магнитным полем от ионосферных токов, индуцируемых движением электрического поля солнечного ветра (например, Dessler, 1968).

Термин “магнитосфера Марса” был впервые введен в начале исследования Марса (Van Allen и др., 1965) и использовался для описания марсианского магнитосферного хвоста, в то время как дневная магнитосфера долгое время оставалась неисследованной. Область между магнитосферой и ионосферой интерпретировалась в терминах существования пограничного слоя на дневной стороне Марса (Szego и др., 1998). Космический аппарат Mars Express (MEX) измерил ионный состав плазмы в этой области (Dubinin и др., 2008a; 2008b). Было обнаружено магнитное сжатие (pile-up) с разрывом (называемое границей магнитного сжатия), хотя в некоторых случаях оно отсутствовало. Также наблюдалась “граница” ионосферных фотоэлектронов, часто сопровождающаяся резким увеличением (до $\sim 10^3 \text{ см}^{-3}$) численной плотности ионосферной плазмы.

Только в сентябре 2014 г. космический аппарат Mars Atmosphere and Volatile Evolution (MAVEN), несущий комплекс плазменной аппаратуры, прибыл на марсианскую орбиту и предоставил воз-

возможность детально изучить область между обтекающим потоком и ионосферой Марса. Существует несколько работ, в которых обсуждается структура границы и процессы внутри нее (Holmberg и др., 2019; Espley, 2018; Halekas и др., 2015; 2018). Согласно Halekas и др., 2017 “магнитосфера Марса формируется в результате прямого и косвенного взаимодействия солнечного ветра с марсианской ионосферой посредством сочетания эффектов индукции и массовой нагрузки”. Однако знаний о магнитоплазменной оболочке дневной стороны Марса было недостаточно для понимания ее структуры и процессов взаимодействия между прошедшим через ударную волну солнечным ветром и ионосферой. Существует множество обозначений границ и оболочек в этой части магнитоплазменной оболочки Марса, не говоря уже о процессах, происходящих в этой части магнитосферы Марса.

В данной работе рассматриваются два различных типа структуры магнитосферы между разогретым на головной ударной волне потоком солнечного ветра и ионосферой. Первый характеризуется наличием плазмы, представляющей собой смесь захваченных экзосферных ионов и нагретых и ускоренных ионосферных ионов (Vaisberg, Shuvalov, 2021). Второй тип характеризуется наличием слоя с низкотемпературными ионосферными ионами, ускоренными электрическим полем солнечного ветра и называемого “ионным плюмом” (Kallio, Koskinen, 1999; Kallio и др., 2006; 2008, Voesswetter и др., 2007; Dubinin и др., 2006; 2011; Liemohn и др., 2014; Dong и др., 2015). Низкоэнергетическая часть плюма расположена ниже границы марсианской магнитосферы. В этой статье мы анализируем и сравниваем структуру обоих различных типов структуры магнитосферы.

ПРИБОРЫ

Космический корабль MAVEN прибыл к Марсу в сентябре 2014 г. для изучения процессов в верхних слоях атмосферы, ионосферы и их взаимодействия с солнечным ветром, а также оценки атмосферных потерь (Jakosky и др., 2015). MAVEN был выведен на эллиптическую орбиту с перигелием примерно 150 км, апоцентром 6200 км и периодом ~4.5 ч.

Данные измерений с приборами MAVEN открыты для доступа. Специалисты проекта охотно отвечают на вопросы. В этой статье мы обсуждаем наблюдения, в основном выполненные с прибором Supra-Thermal And Thermal Ion Composition (STATIC) с июля по октябрь 2019 г., во время солнечного минимума. Прибор STATIC, установленный на платформе полезной нагрузки с приводом Actuated Payload Platform (APP), используется для изучения характеристик ионов различных видов при взаимодействии солнечного ветра с Марсом.

Прибор состоит из тороидального электростатического спектрометра с цилиндром с электро-

статическим дефлектором на входе, обеспечивающего поле зрения $360^\circ \times 90^\circ$ в сочетании с время-пролетным анализатором, разделяющим основные виды ионов (H^+ , He^{++} , He^+ , O^+ , O_2^+ , CO_2^+). Он измеряет энергетические спектры ионов с различными (m/q) в диапазоне 0.1 эВ–30 кэВ с минимальной частотой 4 с (McFadden и др., 2015). Данные характеристики позволяют проводить измерения функции распределения частиц в пространстве скоростей и в дальнейшем вычислять ее моменты (концентрацию частиц, среднюю скорость по ансамблю и температуру). Данные прибора STATIC уровня level 2 d1 используются для исследования функции распределения ионов различных масс. Этот набор содержит данные о дифференциальных потоках энергии для ионов на 32 энергетических ступенях, 4 полярных и 16 азимутальных углах для восьми различных значений масс. Частота измерений для временных интервалов, представленных в статье, составляет 4 с. При высоких скоростях счета в некоторых случаях протоны могут быть ошибочно зарегистрированы как ионы больших масс из-за неправильной идентификации сигналов запуска/остановки схемы времени полета. Чтобы уменьшить этот эффект, была применена специальная процедура для данных об O^+ и O_2^+ , в которой 8% дифференциального потока энергии протонов вычитались из данных для ионов кислорода для тех же энергетических и угловых ячеек.

Наряду с измерениями с STATIC, в работе использованы данные, полученные с помощью Solar Wind Ion Analyzer (анализатор ионов солнечного ветра, SWIA, Halekas и др., 2015), ионного анализатора с полем зрения $360^\circ \times 90^\circ$, установленного на панели солнечных батарей, электронного анализатора солнечного ветра (SWEA, Mitchell и др., 2016) и измерения магнитного поля с частотой 32 Гц (MAG, Connerney и др., 2015). Для измерений с SWIA и SWEA также использовались данные уровня level 2 с временным разрешением, составляющим 4 и 2 с, соответственно.

НАБЛЮДЕНИЯ

Анализ данных, полученных на MAVEN, основан на наблюдениях, сделанных на дневной стороне Марса. Использованные данные были отобраны по следующим критериям: (1) во время солнечного минимума (с большим количеством невозмущенных случаев для анализа), (2) пересечения границ дневной магнитосферы, (3) вдали от областей остаточной намагниченности марсианской коры (имеющие меньше дополнительных влияний), подразумевающих пересечения в северном полушарии. Всего было рассмотрено 115 пересечений области над границей магнитосферы в интервале времени с 27.07.2019 по 31.10.2019 для солнечно-зенитных углов (СЗУ) от $\sim 60^\circ$ до $\sim 95^\circ$ (рис. 1). Распределение СЗУ наблю-

даемых пересечений приведено на рис. 1. Этот “ландшафт” пересечений был классифицирован как: (а) 65 орбит с наблюдениями области между обтекающим разогретым потоком солнечного ветра и верхней ионосферой, которую мы классифицируем как дневную магнитосферу и (б) 50 орбит с наблюдаемым ионным пучком, возникающим в области ионопаузы, продолжающимся в магнитослое с возрастанием энергии пучка, и в дальнейшем выходящим в обтекающий поток.

Мы приводим описание двух типов формирований, разделяющих на дневной стороне Марса поток разогретого солнечного ветра от внешней ионосферы. Что касается двух типов слоев, разделяющих области потока магнитослоя и ионосферы на дневной стороне Марса, их физические причины существенно различаются. В данной работе мы в основном концентрируем внимание на дневной магнитосфере первого типа, которая существенно опирается на динамику ионных пучков.

МАГНИТОСФЕРА ДНЕВНОЙ СТОРОНЫ – 1-й ТИП

В данном разделе рассматриваются по два образца из 57% образований в выборке 115 рассмотренных в данной статье орбит.

На рис. 2 показаны данные, полученные 29 июля 2019 г. (03:10.21–03:32.09 UT). MAVEN переместился из магнитослоя в ионосферу при СЗУ $\sim 69.5^\circ$ при пересечении верхней границы магнитосферы. В отождествлении границы магнитосферы мы использовали следующие признаки.

1а – Уменьшение потока ионов магнитослоя. Здесь мы имеем два отчетливых изменения в спектрах протонов: в $\sim 03:17:30$ и в $\sim 03:20$ UT. Особенность, наблюдаемая в $\sim 03:17:30$ UT, обусловлена вращением платформы со спектрометром STATIC. В $\sim 03:20$ UT мы наблюдаем расщепление спектров протонов на две составляющие: низкоэнергетический (100–200 эВ) компонент и высокоэнергетический компонент. Протоны с более высокой энергией, происходящие из солнечного ветра, и захваченные магнитным полем протоны, происходящие из расширенной водородной атмосферы, могут проникать глубже в магнитосферу из-за их больших ларморовских радиусов. Происхождение низкоэнергетической составляющей не столь ясно. Она может состоять из протонов оболочки, которые постепенно теряют свой импульс, и протонов атмосферного происхождения, которые получают импульс от солнечного ветра.

1в – Положение границы в $\sim 03:20$ UT подтверждается измерениями с прибором SWIA, который не меняет направление обзора. Границу индуцированной магнитосферы можно легко определить по резкому изменению ионного состава, как это видно на рис. 1 на спектрах ионов, и по соотно-

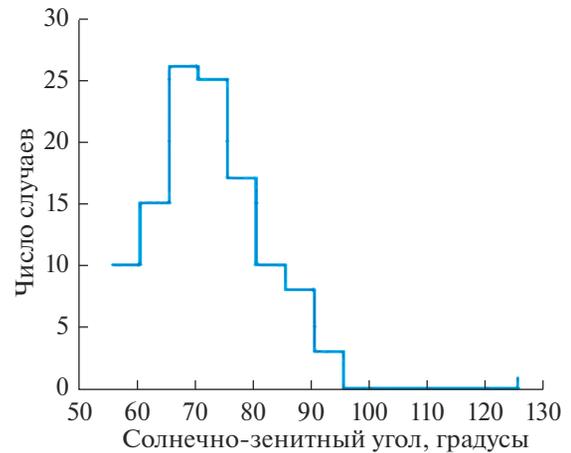


Рис. 1. Распределение местоположений магнитосферы по солнечно-зенитным углам наблюдаемых случаев. Солнечно-зенитный угол для каждого пересечения рассчитывался в момент пересечения магнитопаузы, определяемый как $n_p/(n_p + n_h) \approx 0.5$ на основе измерений с STATIC.

шению $n_p/(n_p + n_h) \approx 0.5$, где n_p – концентрация протонов, а n_h – сумма концентраций ионов O^+ и O_2^+ .

1с – Снижение уровня флуктуаций магнитного поля, наблюдаемое в $\sim 03:20$ по всемирному времени, согласуется с нашей идентификацией границы.

Третья и четвертая панели на рис. 2 показывают поведение ионов кислорода. Мы наблюдаем потоки ионов O^+ с энергиями около 100–5000 эВ в магнитослое. Эти ионы образуются в кислородной короне и ускоряются электрическим полем солнечного ветра. Они также видны в магнитосфере, где определенная их часть обладает более высокой энергией. Ионы O^+ с энергией ниже 100 эВ и ионы O_2^+ с энергиями ~ 5 –330 эВ преимущественно ускоряются на более низких высотах и не могут получить более высокую энергию.

Две границы в пределах перехода от магнитослоя к ионосфере могут быть идентифицированы с использованием плазменных и магнитных параметров на рис. 2. Внешняя граница довольно резкая и определяется рядом физических параметров (идуших от магнитослоя к магнитосфере): падение потока энергии протонов, резкое появление pick-up ионов O^+ и O_2^+ с энергиями 3–300 эВ, падение энергии электронов, резкое падение температуры электронов, падение отношения $n_p/(n_p + n_h)$. Концентрация магнитослоя падает на порядок на двух границах, что определяет магнитопаузу. Некоторые из этих границ обсуждались рядом авторов. Сравнения различных критериев, используемых для идентификации границы магнитосферы (Espley, 2018; Halekas и др., 2018; Holmberg и др., 2019), показывают, что резкое падение давления протонов солнечного ветра на по-

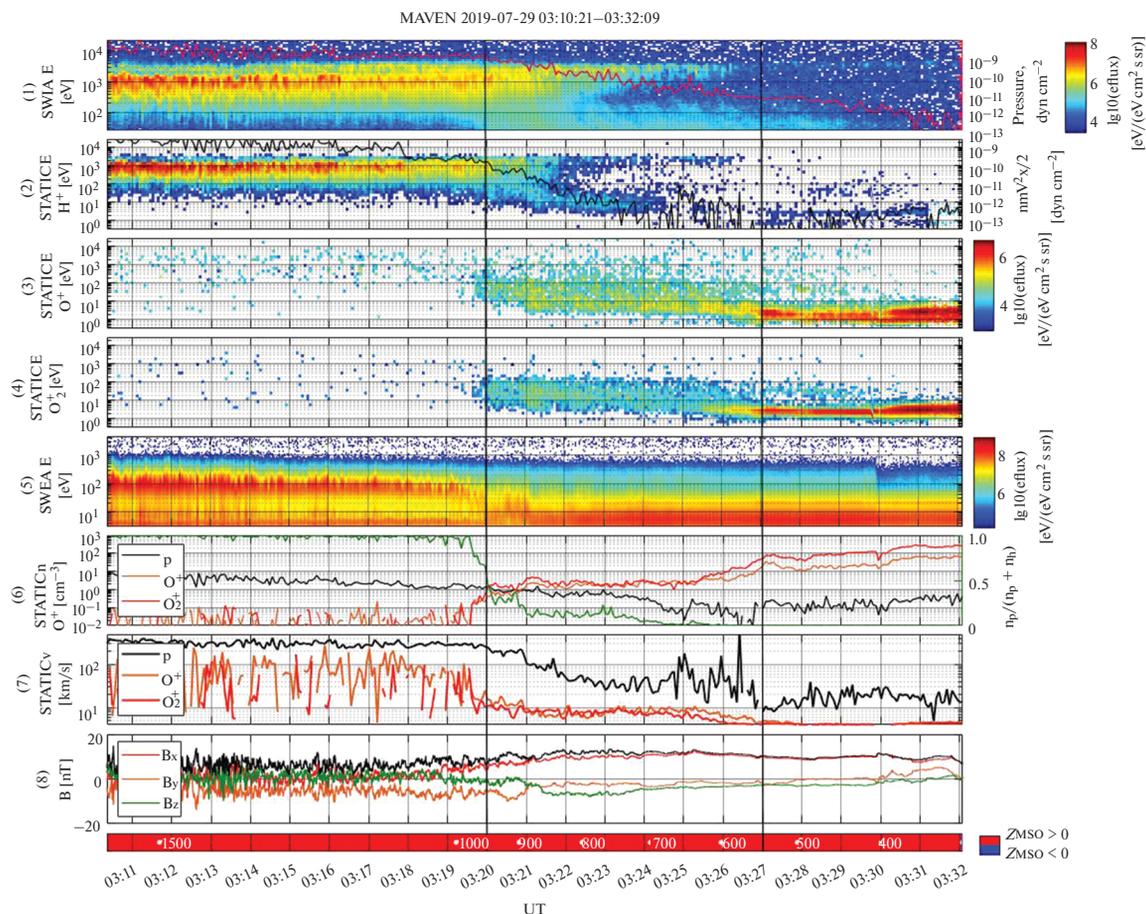


Рис. 2. Сверху вниз: (1) спектрограмма время–энергия, суммированная по всем видам ионов; красная линия показывает динамическое давление ионов $n^*m^*V^2/2$ в предположении, что все измеренные ионы являются протонами, (2–4) спектрограммы энергия–время для протонов, ионов O^+ и O_2^+ , (5) спектрограмма энергия–время для электронов, (6) концентрация протонов, ионов O^+ , O_2^+ и отношение концентрации протонов к сумме концентраций протонов и тяжелых ионов $n_p/(n_p + n_o)$, (7) скорости различных ионов, (8) три компонента и величина магнитного поля в системе координат Mars-Sun-Orbit (MSO). Падение в $\sim 03:18$ UT на второй панели связано с изменением направления визирования прибора STATIC. Отсутствие ионов с энергиями выше ~ 500 эВ после $\sim 03:29.30$ UT (обратите внимание на сбой в диаграммах O^+ и O_2^+ в это время) связано с изменением режима измерения. Данные на панелях 2, 3, 4, 6, 7 взяты из данных, полученных с STATIC, 1 – с SWIA, 5 – с SWEA, 8 – с MAG. Из 112 выбранных пересечений границ магнитосферы в 2019 г. этот тип плазменной оболочки наблюдался примерно в 60% случаев. Две черные вертикальные линии указывают местоположение магнитосферы.

рядок представляется лучшим параметром для отождествления границы магнитосферы и часто совпадает с резким изменением состава ионов.

Переход от дневной магнитосферы к ионосфере происходит довольно плавно и требует дополнительного анализа. При большом интервале концентраций в ~ 2 порядков различную роль играют, в частности, процессы рекомбинации и ионизации и ряд других процессов, анализ которых выходит из рассмотрения в данной работе. Следующие изменения численной плотности ионов O_2^+ и O^+ и их соотношение показаны на рис. 2 при переходе от магнитопаузы к ионосфе-

ре: (1) численные плотности этих ионов изменяются от фона до $\sim 1-2$ cm^{-3} в $03:20:00$ и продолжают до $\sim 03:25:30$ с небольшими изменениями, (2) в течение временного интервала $\sim 03:25:30-03:27:20$ численные плотности O_2^+ увеличиваются быстрее, чем увеличение численной плотности O^+ и (3) численные плотности двух ионов показывают небольшое увеличение с соотношением $O_2^+/O^+ \sim 5$. Космический аппарат вошел в ионосферу примерно в $\sim 03:27:00$ по восточному времени, где преобладает популяция холодных ионов. Изменение соотношения O_2^+ в магнитосфере бу-

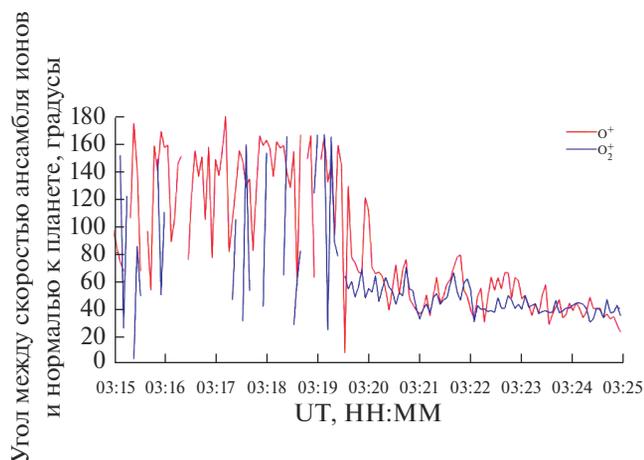


Рис. 3. Угол между объемной скоростью ионов и нормалью к поверхности планеты для ионов O^+ и O_2^+ для пересечения, представленного на рис. 2.

дет обсуждаться позже, поскольку оно предоставляет инструмент для анализа дневной магнитосферы.

На рис. 3 показан угол между скоростью ионов и внешней нормалью к поверхности планеты для ионов O^+ и O_2^+ . Видно, что ионы в магнитослое (до $\sim 03:19:30$ UT) в основном движутся к планете, так как вышеупомянутый угол составляет $>90^\circ$. Это происходит потому, что скорость дрейфа частиц ионов, захваченных в кислородной короне, приблизительно совпадает со скоростью солнечного ветра. Направления объемных скоростей обоих компонентов ионов ниже магнитопаузы остаются стабильными при $\sim 60^\circ$ – 40° относительно нормали к поверхности, указывая на то, что они удаляются от планеты. Приблизительно в $03:27:00$ угол приближается к 80° , но в расчет этого угла входят, помимо точности вычисленного угла, скорость спутника и неточность расчета скорости плазмы.

На рис. 4 показаны выбор двумерных распределений скоростей ионов O^+ в координатах Mars-

Sun-Electric field (MSE), в которых ось X указывает на Солнце, ось Y проходит вдоль поперечной составляющей межпланетного магнитного поля в солнечном ветре, а ось Z проходит вдоль движущегося электрического поля $E = -(1/c)vB$, примерно за тот же интервал времени, что и на рис. 2. Размер кругов показывает плотность фазового пространства ионов в пространстве скоростей. Наблюдается, что с увеличением расстояния от ионосферы Z -составляющая скоростей увеличивается, указывая на ускорение ионов внешним электрическим полем.

Временной интервал $\sim 03:25$ – $\sim 03:27$ приблизительно соответствует переходу из нижней части ионосферы, где соотношение O_2^+/O^+ составляет ~ 2 , в верхнюю ионосферу с $n(O_2^+)/n(O^+) \sim 1$ (см. рис. 2). На больших высотах мы наблюдаем расширение распределения ионов в направлении движущегося электрического поля ($03:24:27$) и дальнейшее постепенное ускорение ионов ($03:21:41$ – $03:20:57$ UT).

Значительный нагрев ионов кислорода во внешней части плазменной оболочки хорошо виден на рис. 5, на котором показаны энергетические спектры протонов, ионов O^+ и O_2^+ . Видно, что с приближением к ионосфере спектры ионов становятся менее энергичными. В ионосфере ($\sim 03:27:20$) температура ионов кислорода уменьшается.

На рис. 6 показан еще один пример дневной магнитосферы в 2019-07-31. Магнитослой показан слева на расстоянии ~ 800 км. Критерии расположения границ были представлены при обсуждении предыдущего случая на рис. 1. В случае, показанном на рис. 6, магнитопауза была пересечена в $06:32:00$ UT на высоте ~ 620 км, на что указывает соотношение $n_p/(n_p + n_h) \approx 0.5$, резкое падение энергии ионов (панель 1) и энергии протонов (панель 2), а также увеличение концентрации и температуры потоков ионов O^+ и O_2^+ (панели 3 и 4). Ионопауза определяется на высоте ~ 440 км в $\sim 06:35:40$ по восточному времени по падению температуры горячих ионов.

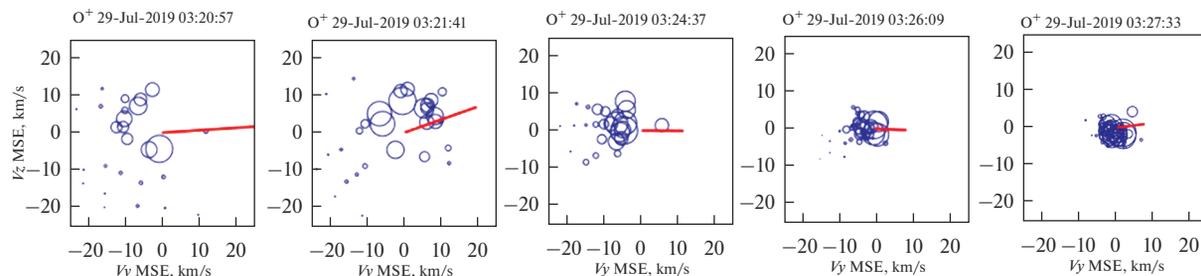


Рис. 4. Примеры функций распределения ионов кислорода в пространстве скоростей (V_z – V_y). Размер окружности пропорционален плотности ионов в фазовом пространстве. Красные линии показывают проекцию магнитного поля на плоскость YZ -MSE.

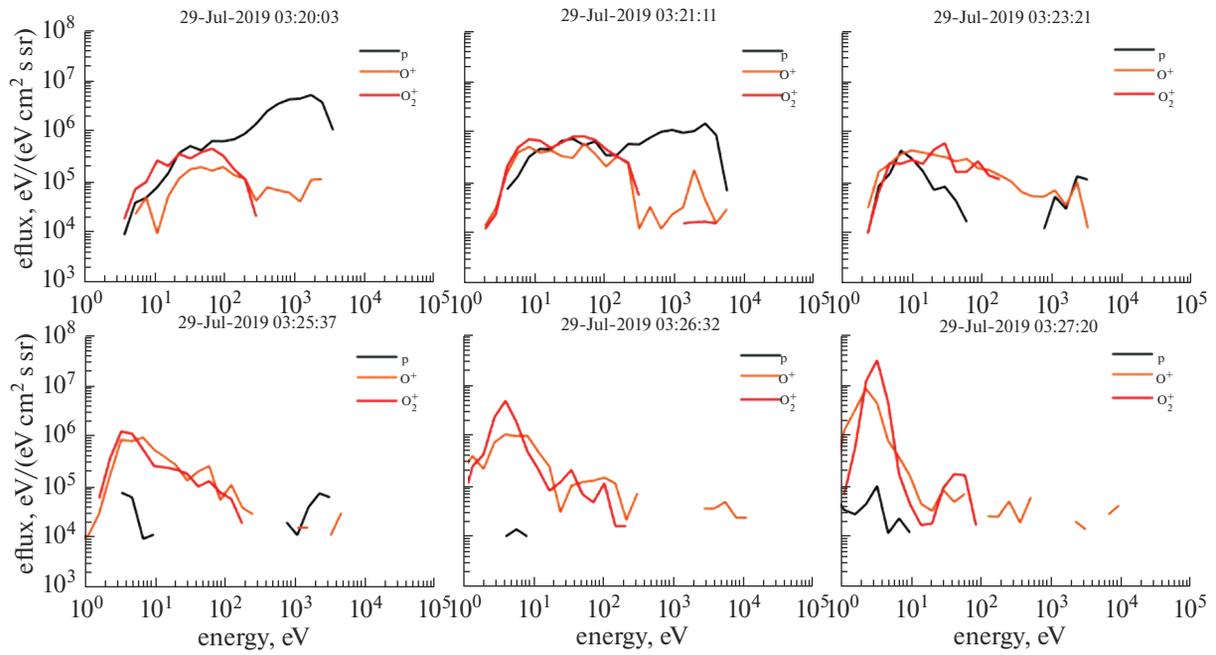


Рис. 5. Энергетические спектры ионов H^+ , O^+ и O_2^+ в плазменной оболочке, прилегающей к ионосфере.

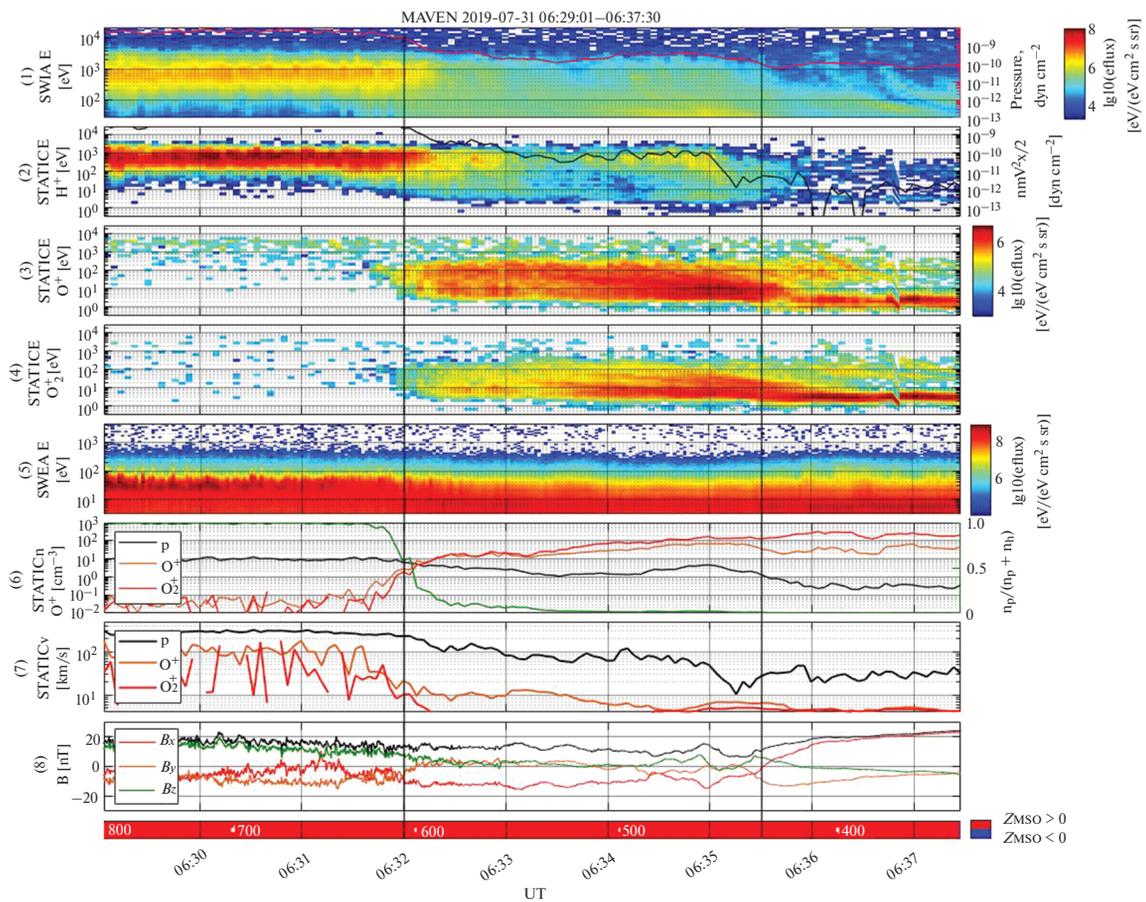


Рис. 6. См. подпись к рис. 2.

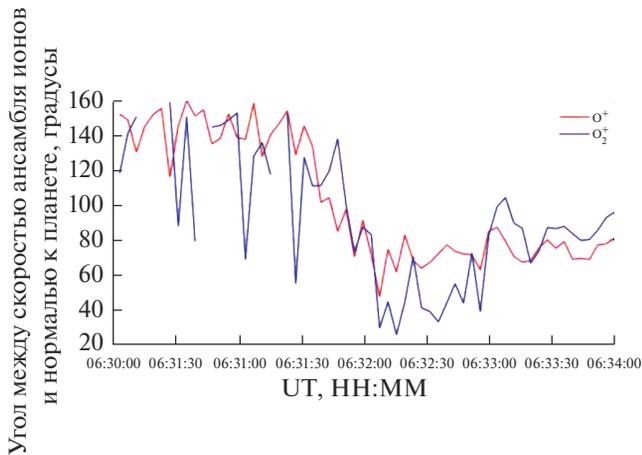


Рис. 7. Угол между полной скоростью и нормалью к поверхности меньше 90° , показывая движение плазмы от планеты.

Так же, как было отмечено при обсуждении предыдущего примера (рис. 2), изменение численного отношения ионов O_2^+/O^+ при переходе от

магнитосферы к ионосфере происходит с 1–2 (панель 6) до 06:35:40 UT до ~ 5 –10. Таким образом, в обоих случаях изменение соотношения $n(O_2^+)/n(O^+)$ составляет примерно 5.

На рис. 7 показаны направления движения ионов от участка в магнитослое до ионосферы в проекции к нормали к магнитопаузе. Видно, что ионы в магнитослое (до $\sim 06:31:45$) преимущественно движутся к планете, так как угол между скоростью частиц и внешней нормалью к планете составляет $>90^\circ$.

МАГНИТОСФЕРА ДНЕВНОЙ СТОРОНЫ С ПЛЮМОМ

Когда плюм присутствует в магнитослое дневной стороны, плазма в магнитосфере также содержит популяции ускоренных ионосферных и pick-up ионов. Характеристики ионосферных и pick-up ионов весьма схожи с характеристиками, наблюдаемыми в дневной магнитосфере в случаях отсутствия плюма. На рис. 8

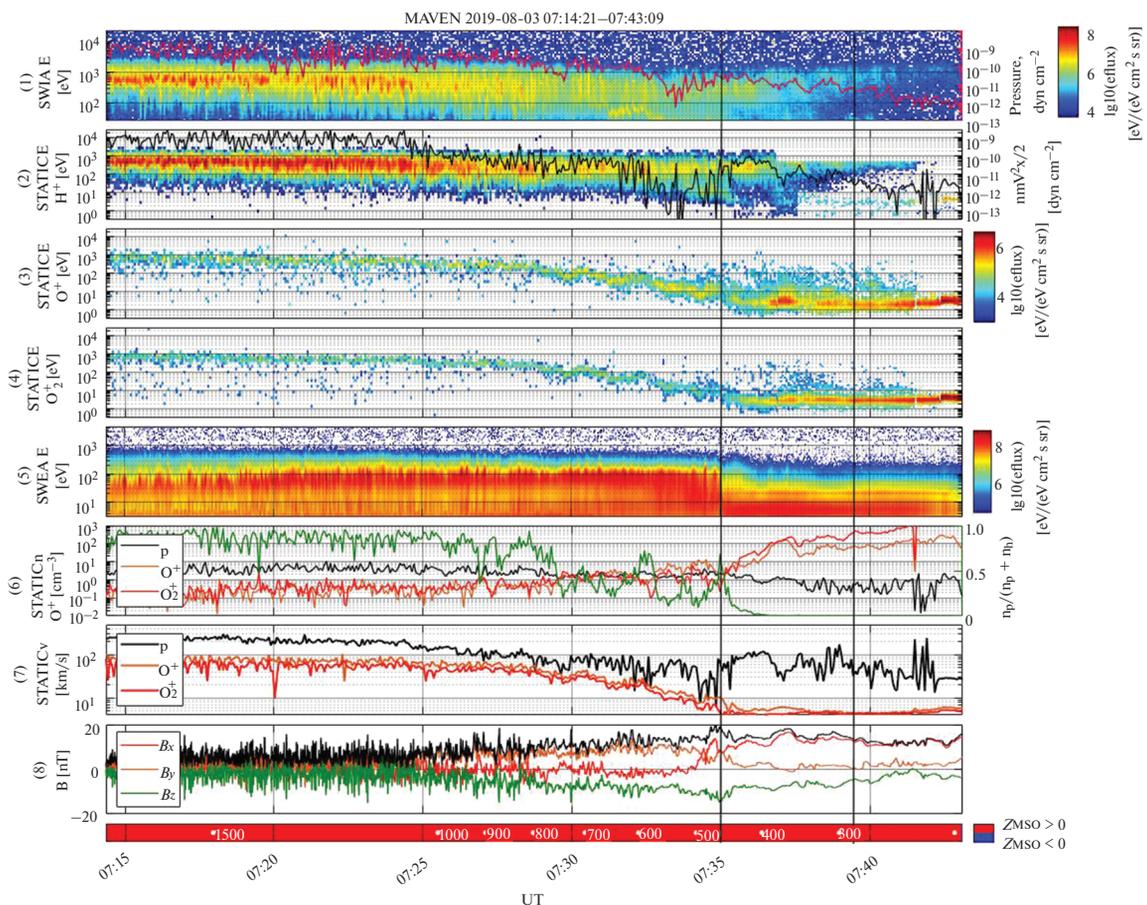


Рис. 8. Те же параметры, что и на рис. 2, показаны здесь для орбиты 3 августа 2019 г. Ионный плюм характеризуется узким энергетическим распространением тяжелых ионов с монотонным увеличением энергии из ионосферы через магнитослой.

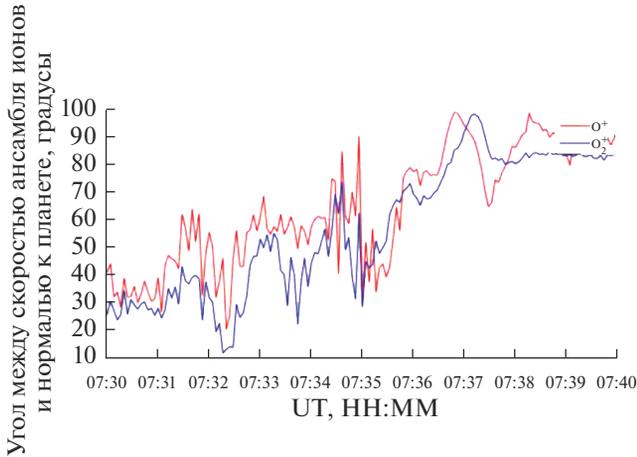


Рис. 9. Угол между объемной скоростью ионов и нормалью к поверхности планеты для ионов O^+ и O_2^+ для пересечения, представленный на рис. 8.

показан типичный пример такой структуры магнитосферы.

Плюм наблюдается в 2019-08-03 UTC в 07:14:21–07:43:09 UTC (рис. 8). Он включает в себя значительную часть магнитослоя (~07:14 UT–~07:32:30 UT) с падением ионного динамического давления с 1×10^{-9} дин/см² в 10 раз, которое мы определяем как границу. Дальнейшее резкое уве-

личение концентрации числа тяжелых ионов и отношения $n_p/(n_p + n_h)$ (6-я панель), увеличение величины магнитного поля B и уменьшение флуктуаций магнитного поля (8-я панель) подтверждают нашу идентификацию этой границы. СЗУ при пересечении магнитопаузы составлял $\sim 75^\circ$.

Панели 3 и 4 показывают, что магнитослой заполнен ионами плюма. Эта плазменная структура, характеризующаяся узкими энергетическими спектрами тяжелых ионов с монотонным увеличением энергии, образована ионами, возникшими в расширенной экзосфере и верхней ионосфере под действием электрического поля солнечного ветра.

Угол между объемной скоростью тяжелых ионов и нормалью к поверхности планеты, представленный на рис. 9, показывает, что эти ионы удаляются от планеты. Этот угол уменьшается по мере ускорения ионов в движущемся электрическом поле. Заметной особенностью является то, что угол отличается на $\sim 10^\circ$ для обоих видов ионов. Это может быть связано с различными гирорадиусами этих ионов.

На рис. 10 показаны энергетические распределения ионов O^+ и O_2^+ в моменты регистрации ионов плюма. Эти распределения энергии очень сильно отличаются от распределений захваченных ионов (рис. 5).

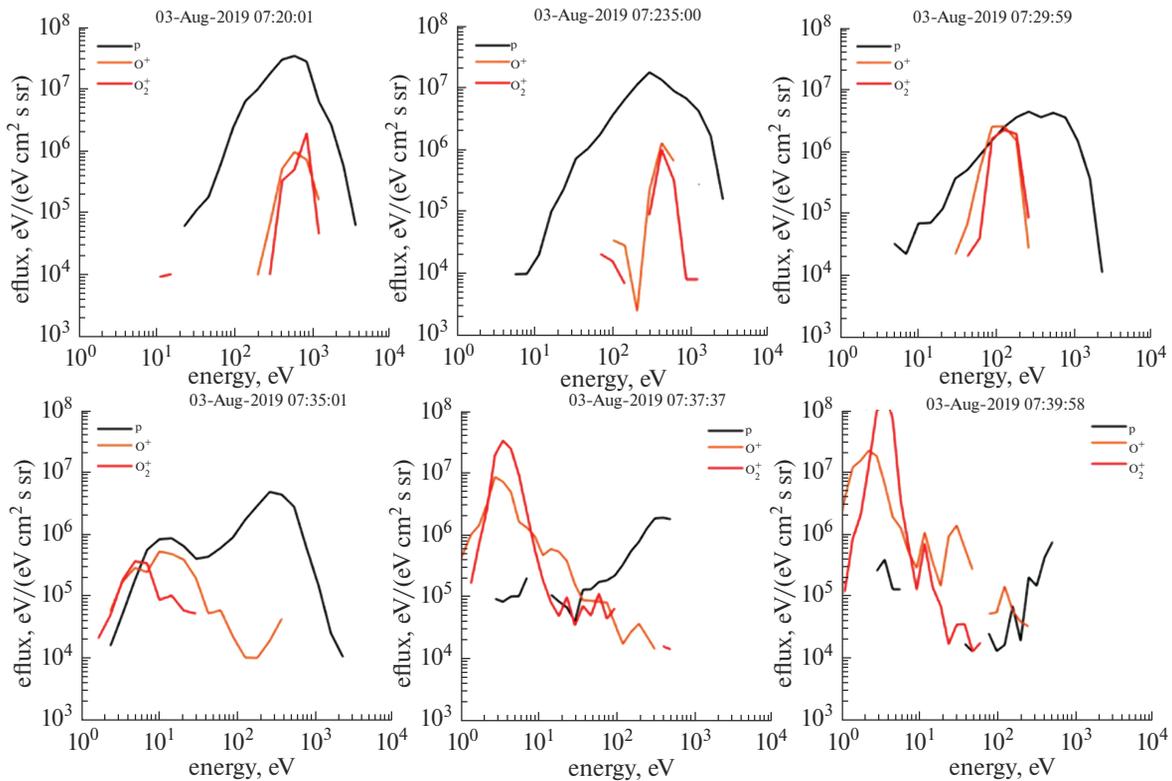


Рис. 10. Энергетические спектры протонов и тяжелых ионов в разных областях. Пики в низкоэнергичной части спектров O^+ и O_2^+ относятся к ионному плюму.

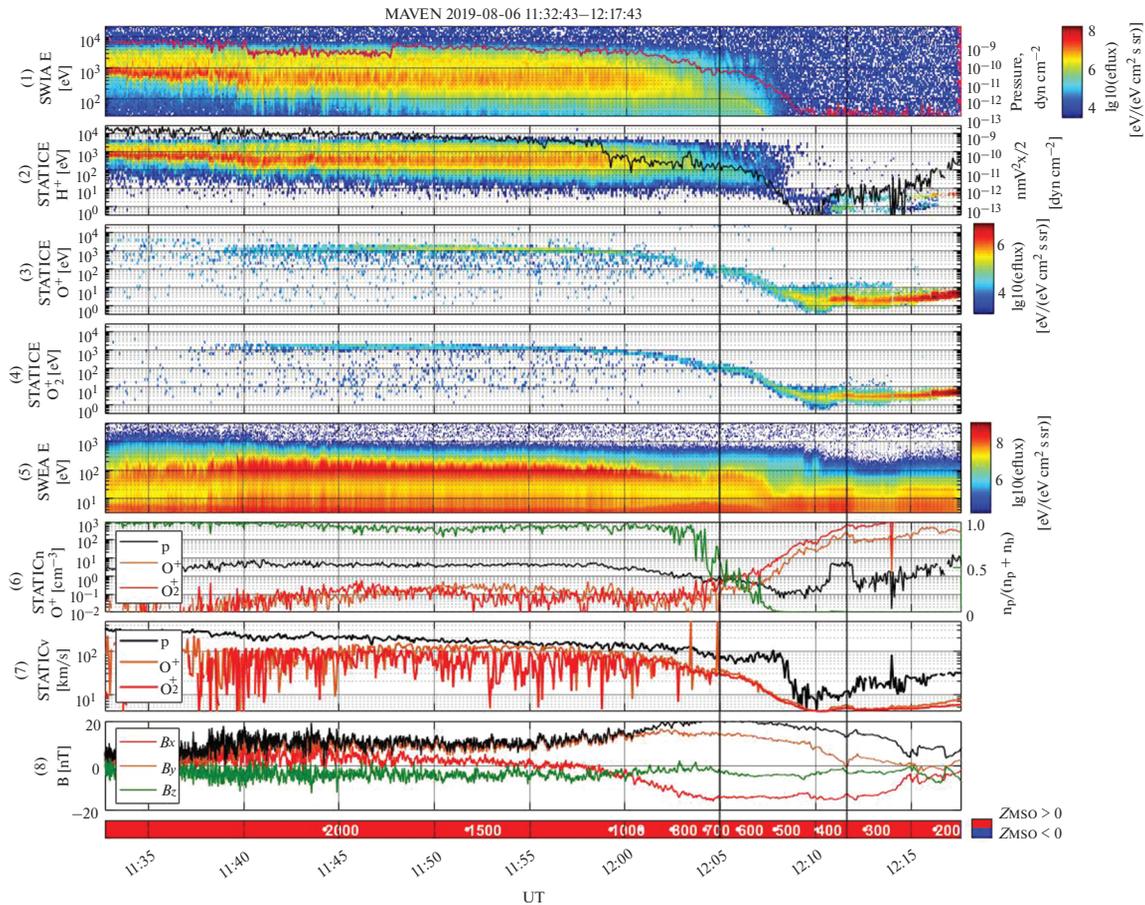


Рис. 11. Еще один пример дневной магнитосферы в случае плюма. См. подпись к рис. 2.

Мы также наблюдаем потоки захваченных солнечным ветром ионов O^+ и O_2^+ с энергиями $10 \text{ эВ} - 10^3 \text{ эВ}$ в магнитослое. Их концентрации в магнитослое довольно малы ($\sim 0.1 \text{ см}^3$), однако они монотонно возрастают по мере продвижения

космического аппарата к ионосфере и достигают $\sim 20 \text{ см}^{-3}$ в ее верхней части.

Аналогично, этот ионный компонент постепенно затухает при переходе от нагретой верхней ионосферы к обычной ионосфере в $\sim 07:42 \text{ UT}$,

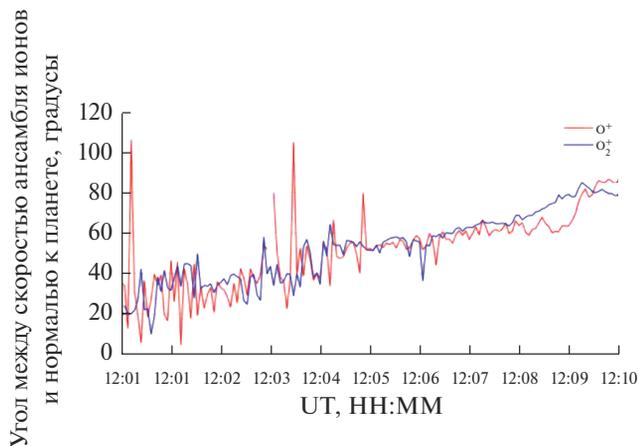


Рис. 12. Угол между объемной скоростью ионов и нормалью к поверхности планеты для ионов O^+ и O_2^+ для пересечения, представленный на рис. 11.

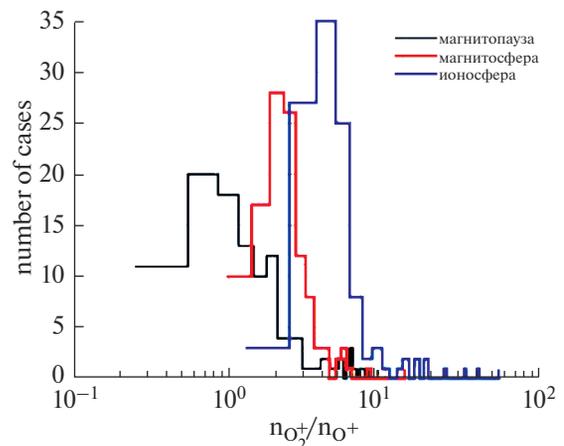


Рис. 13. Распределения $n(O_2^+)/n(O^+)$ в наблюдаемых пересечениях в магнитопаузе, магнитосфере и верхней ионосфере.

Таблица 1. Отношение концентраций ионов O_2^+ и O^+ в разных областях

Статистический параметр\область пространства	$n(O_2^+)/n(O^+)$ в магнитопаузе	$n(O_2^+)/n(O^+)$ в магнитосфере	$n(O_2^+)/n(O^+)$ в ионосфере
Среднее значение	1.8	2.4	5.8
Стандартное отклонение	1.7	1.5	7.0

что указывает на то, что плюм исходит из ионосферы.

Другой пример магнитосферы, когда наблюдается плюм, показан на рис. 11.

Используя соотношение $n_p/(n_p + n_h) \approx 0.5$, мы устанавливаем границу в 12:05:00 UT. Это время согласуется с падением общего динамического давления ионов магнитосферы в 10 раз.

Соотношение концентраций ионов O_2^+/O^+ от меньшего значения ~ 3 в магнитосфере увеличивается до ~ 8 в ионосфере. Похоже, что соотношение O_2^+/O^+ в верхней ионосфере определяется ионизацией ультрафиолетовым излучением и атмосферными процессами, такое же значение соотношения в магнитосфере определяется главным образом ионизацией ультрафиолетовым излучением.

Как и в предыдущем случае пересечения магнитосферы с особенностью плюма, объемные скорости ускоренных ионов направлены в сторону от планеты (см. рис. 12), и угол между этим направлением и нормалью к поверхности планеты уменьшается по мере ускорения частиц.

На рис. 13 и в табл. 1 показаны средние соотношения $n(O_2^+)/n(O^+)$ для трех наблюдаемых набо-

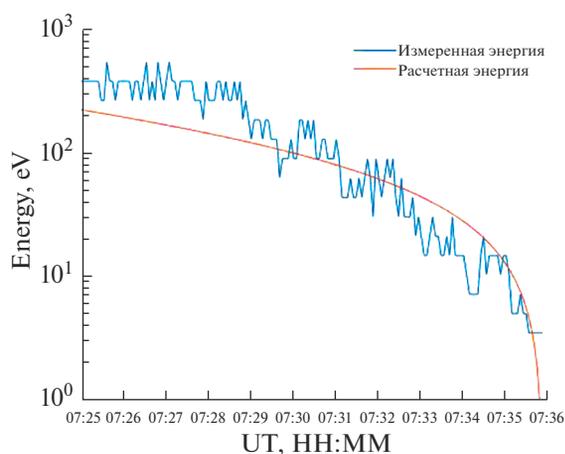


Рис. 14. Сравнение энергии в плюме (синий) и прогнозируемой энергии в предположении, что ионы плюма ускоряются индуцированным электрическим полем солнечного ветра с высоты 420 км с нулевой начальной энергией (красный).

ров пересечений магнитосфер, рассмотренных в этой статье. Разброс чисел значителен, средние значения различны.

Известно, что ионы плюма исходят из ионосферы и ускоряются электрическим полем плазмы солнечного ветра (Dubinin и др., 2006 и ссылки в нем), образуя важный канал атмосферных потерь (Dong и др., 2015). Чтобы сделать приблизительную оценку высоты, с которой электрическое поле начинает ускорять ионы плюма до наблюдаемых значений энергии, мы сравнили измеренные энергии ионов в плюме с падением потенциала электрического поля между положением космического аппарата и высотой 420 км над поверхностью Марса в направлении $+Z_{MSE}$, дающим прогнозируемый прирост энергии ионов наблюдаемых частиц в предположении ускорения частиц однородным электрическим полем, (рис. 14) для пересечения, представленного на рис. 8. Эта высота в 420 км была выбрана для наилучшего соответствия между двумя кривыми на рис. 8 и также близка к верхней границе ионосферы. Синяя линия показывает значение энергии с наибольшим измеренным дифференциальным потоком энергии в определенный момент времени. Электрическое поле было рассчитано на основе измерений плазмы солнечного ветра перед головной ударной волной Марса как $E = -(1/c)[V_{sw}B]$, где V_{sw} — измеренная с прибором STATIC скорость солнечного ветра, усредненная за интервал времени с 7:00 до 7:10 UT, а B — вектор магнитного поля, измеренный с прибором MAG и усредненный за тот же интервал времени.

В целом, кривые хорошо согласуются друг с другом. Расхождение между кривыми, наблюдаемыми при энергиях выше 100 эВ, вероятно, вызвано циклоидальным движением ионов плюма, в результате чего ионы обнаруживаются дальше от космического аппарата, чем предсказывает наша простая модель, и, соответственно, покрывают более длинный путь, получая дополнительную энергию. Видно, что ионы в модели недостаточно ускорены в левой части рисунка по сравнению с измеренной энергией ионов. По-видимому, это может быть связано с электрическим полем в магнитосфере, которое не было принято во внимание и которое сильнее, чем электрическое поле невозмущенного солнечного ветра. Предложенная модель также может быть использована для оцен-

ки высоты, с которой электрическое поле начинает ускорять ионосферные ионы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Этот анализ плазмы и магнитного поля основан на данных, полученных на MAVEN. Были проанализированы измерения плазмы и магнитного поля на 115 проходах на высоте более ~300 км в северном полушарии при солнечно-зенитных углах ~70° в течение временного интервала 27.07.2019–31.10.2019. Предыдущий анализ других наборов областей дневной стороны между магнитослоем дневной стороны и ионосферой не включал случаи с плюмом. В текущую подборку проходов дневной магнитосферы мы включили случаи плюма, и было обнаружено, что соотношение случаев без плюма (случай А) к случаям с плюмом (случай В) составило приблизительно 50%.

Предыдущий анализ (Vaisberg, Shuvalov, 2021) не выявил случаев прямого взаимодействия обтекающего потока солнечного ветра на дневной стороне планеты с ионосферой. Слой между обтекающим потоком и ионосферой был заполнен смесью нагретых ионосферных ионов O^+ и O_2^+ и захваченными и ускоренными солнечным ветром экзосферных ионов и был назван дневной магнитосферой Марса.

Более детальный анализ магнитосферной плазмы показал довольно регулярные профили (А) количественных концентраций O^+ и O_2^+ и соотношения этих ионов (см. рис. 2 и рис. 6): (1) начальное резкое увеличение в магнитопаузе с $O_2^+/O^+ \sim 1$, (2) плавное или двухступенчатое увеличение в 1.5–3 раза с изменениями $O_2^+/O^+ \sim (1-2)$ и (3) короткое увеличение O^+ , особенно O_2^+ , значительное увеличение соотношения O_2^+/O^+ , (4) равномерное или медленное повышение O_2^+ и O^+ со значениями, характерными для верхней ионосферы.

В случаях В (плюм, рис. 8 и 11) можно увидеть слой нагретого слоя ионосферы над холодной ионосферой: среднее увеличение энергии ионов до ~10 эВ на рис. 8 и до ~10² эВ на рис. 11. Эти границы соответствуют расположению препятствий, которые соответствуют падениям потока энергии магнитосферы для обоих случаев. Рис. 9 и 12 подтверждают расположение границ между потоками магнитосферы и препятствиями.

Вкратце, плюм, начинающийся на дневной стороне Марса, участвует в формировании области, которая играет ту же роль, что и дневная магнитосфера, являясь препятствием между магнитосферой и ионосферой.

О. Вайсберг выражает благодарность команде MAVEN и, особенно, руководителю проекта MAVEN профессору Брюсу Якоски за удовольствие от работы с данными MAVEN.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда 21-42-04404. Данные MAVEN общедоступны по ссылке <https://pds.nasa.gov>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Böswetter A., Simon S., Bagdonat T., Motschmann U., Fränz M., Roussos E., Krupp N., Woch J., Schüle J., Barabash S., Lundin R.* Comparison of plasma data from ASPERA-3/Mars-Express with a 3-D hybrid simulation // *Ann. Geophys.* 2007. V. 25. P. 1851–1864.
- Bogdanov A.V., Vaisberg O.L.* Structure and variations of solar wind-Mars interaction region // *J. Geophys. Res.* 1975. V. 80. № 4. P. 487–494. <https://doi.org/10.1029/JA080i004p00487>
- Connerney J.E.P., Espley J.R., Lawton P., Murphy S., Odom J., Oliverson R., Sheppard D.* The MAVEN magnetic field investigation // *Space Sci. Rev.* 2015. V. 195. P. 257–291. <https://doi.org/10.1007/s11214-015-0169-4>
- Dessler A.J.* Ionizing plasma flux in the Martian upper atmosphere // *Atmospheres of Venus and Mars*. NY: Gordon and Breach, 1968. 241 p.
- Dolginov Sh.Sh.* The magnetosphere of Mars // *Physics of the Solar Planetary Environment 2* / Ed. Williams D.J. AGU, Boulder, 1976. p. 872.
- Dong Y., Fang X., Brain D.A., McFadden J.P., Halekas J.S., Connerney J.E., Curry S.M., Harada Y., Luhmann J.G., Jakosky B.M.* Strong plume fluxes at Mars observed by MAVEN: An important planetary ion escape channel // *Geophys. Res. Lett.* 2015. V. 42. № 21. P. 8942–8950. <https://doi.org/10.1002/2015GL065346>
- Dryer M., Heckman G.R.* Application of the hypersonic analog to the standing shock of Mars // *Sol. Phys.* 1967. № 2. P. 112–124.
- Dubinin E., Lundin R., Fränz M., Woch J., Barabash S., Fedorov A., Winningham D., Krupp N., Sauvaud J.-A., Holmström M., Andersson H., Yamauchi M., Grigoriev A., Thocaven J.-J., Frahm R., and 25 co-authors.* Electric fields within the Martian magnetosphere and ion extraction: ASPERA-3 observations // *Icarus.* 2006. V. 182. № 2. P. 337–342. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2005.05.022>
- Dubinin E., Modolo R., Fraenz M., Woch J., Chanteur G., Duru F., Akalin F., Gurnett D., Lundin R., Barabash S., Winningham J.D., Frahm R., Plaut J.J., Picardi G.* Plasma environment of Mars as observed by simultaneous MEX-ASPERA-3 and MEX-MARSIS observations // *J. Geophys. Res.* 2008a. V. 113. № A10. <https://doi.org/10.1029/2008JA013355>
- Dubinin E., Modolo R., Fraenz M., Woch J., Duru F., Akalin F., Gurnett D., Lundin R., Barabash S., Plaut J.J., Picardi G.* Structure and dynamics of the solar wind/ionosphere interface on Mars: MEX-ASPERA-3 and MEX-MARSIS observations // *Geophys. Res. Lett.* 2008b. V. 35. № 11. <https://doi.org/10.1029/2008GL033730>
- Dubinin E., Fränz M., Fedorov A., Lundin R., Edberg N., Duru F., Vaisberg O.* Ion energization and escape on Mars and Venus // *Space Sci. Rev.* 2011. V. 162. P. 173–

211.
<https://doi.org/10.1007/s11214-011-9831-7>
- Espley J.R.* The Martian magnetosphere: Areas of unsettled terminology // *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2018. V. 123. P. 4521–4525.
<https://doi.org/10.1029/2018JA025278>
- Gringauz K.I., Bezrukikh V.V., Verigin M.I., Remizov A.P.* On electron and ion components of plasma in the antisolar part of near-Mars space // *J. Geophys. Res.* 1976. V. 81. P. 3349–3352.
- Halekas J.S., Taylor E.R., Dalton G., Johnson G., Curtis D.W., McFadden J.P., Mitchell D.L., Lin R.P., Jakosky B.M.* The solar wind ion analyzer for MAVEN // *Space Sci. Rev.* 2015. V. 195. P. 125–151.
<https://doi.org/10.1007/s11214-013-0029-z>
- Halekas J.S., Ruhunusiri S., Harada Y., Collinson G., Mitchell D.L., Mazelle C., McFadden J.P., Connerney J.E.P., Espley J.R., Eparvier F., Luhmann J.G., Jakosky B.M.* Structure, dynamics, and seasonal variability of the Mars-solar wind interaction: MAVEN solar wind ion analyzer in-flight performance and science results // *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2017. V. 122. № 1. P. 547–578.
<https://doi.org/10.1002/2016JA023167>
- Halekas J.S., McFadden J.P., Brain D.A., Luhmann J.G., DiBarccio G.A., Connerney J.E.P., Mitchell D.L., Jakosky B.M.* Structure and variability of the Martian ion composition boundary layer // *J. Geophys. Res.* 2018. V. 123. № 10. 8439–8458.
<https://doi.org/10.1029/2018JA025866>
- Holmberg M.K.G., Andre N., Garner P., Modolo R., Andersson L., Halekas J., Mazelle C., Steckiewicz M., Genot V., Fedorov A., Barabash S., Mitchell D.L.* MAVEN and MEX multi-instrument study of the dayside of the Martian induced magnetospheric structure revealed by pressure analyses // *J. Geophys. Res.* 2019. V. 124. № 11. P. 8564–8589.
<https://doi.org/10.1029/2019JA026954>
- Jakosky B.M., Grebowsky J.M., Luhmann J.L., Brain D.A.* Initial results from the MAVEN mission to Mars // *Geophys. Res. Lett.* 2015. V. 42. № 21. P. 8791–8802.
<https://doi.org/10.1002/2015GL065271>
- Kallio E., Koskinen H.* A test particle simulation of the motion of oxygen ions and the solar wind protons // *J. Geophys. Res.* 1999. V. 104. № A1. P. 557–559.
<https://doi.org/10.1029/1998JA900043>
- Kallio E., Fedorov A., Budnik E., Säles T., Janhunen P., Schmidt W., Koskinen H., Riihelä P., Barabash S., Lundin R., Holmström M., Gunell H., Brinkfeldt K., Futaana Y., Andersson H., and 32 co-authors.* Ion escape from Mars: Comparison of a 3-D hybrid simulation with Mars Express IMA/ASPERA-3 measurements // *Icarus.* 2006. V. 182. № 2. P. 350–359.
<https://doi.org/10.1016/j.icarus.2005.09.018>
- Kallio E., Fedorov A., Budnik E., Barabash S., Janhunen P.* On the properties of O⁺ and O₂⁺ ions in a hybrid model and in Mars Express IMA/ASPERA-3 data: A case study // *Planet. and Space Sci.* 2008. V. 56. № 9. P. 1204–1213.
<https://doi.org/10.1016/j.pss.2008.03.007>
- Liemohn M.W., Johnson B.C., Fraenz M., Barabash S.* Mars Express observations of high altitude planetary ion beams and their relation to the “energetic plume” loss channel // *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2014. V. 119. № 12. P. 9702–9713.
<https://doi.org/10.1002/2014JA019994>
- McFadden J.P., Kortmann O., Curtis D., Dalton G., Johnson G., Abiad R., Sterling R., Hatch K., Berg P., Tiu C., Gordon D., Heavner S., Robinson M., Marckwordt M., Lin R., and 1 co-author.* MAVEN Supra-Thermal and Thermal Ion Composition (STATIC) instrument // *Space Sci. Rev.* 2015. V. 195. P. 199–256.
<https://doi.org/10.1007/s11214-015-0175-6>
- Mitchell D.L., Mazelle C., Sauvaud J.-A., Thocaven J.-J., Rouzaud J., Fedorov A., Rouger P., Toublanc D., Taylor E., Gordon D., Robinson M., Heavner S., Turin P., Diaz-Aguado M., Curtis D.W., and 2 co-authors.* The MAVEN Solar Wind Electron Analyzer (SWEA) // *Space Sci. Rev.* 2016. V. 200. № 1. P. 495–528.
<https://doi.org/10.1007/s11214-015-0232-1>
- Szego K., Klimov S., Kotova G.A., Livi S., Rosenbauer H., Skalsky A., Verigin M.I.* On the dayside region between the shocked solar wind and the ionosphere of Mars // *J. Geophys. Res.* 1998. V. 103. № A5. P. 9101–9111.
<https://doi.org/10.1029/98JA00103>
- Vaisberg O.L., Bogdanov A.V., Smirnov V.N., Romanov S.A.* On the nature of solar-wind-Mars interaction // *Solar wind interaction with planets Mercury, Venus and Mars* / Ed. Ness N.F. 1976. P. 21 NASA SP-397
- Vaisberg O.L., Ermakov V.N., Shuvalov S.D., Zelenyi L.M., Znobishchev A.S., Dubinin E.M.* Analysis of dayside magnetosphere of Mars: High mass loading case as observed on MAVEN spacecraft // *Planet. and Space Sci.* 2017. № 147. P. 28–37.
- Vaisberg O., Shuvalov S.* Properties and sources of the dayside Martian magnetosphere // *Icarus.* 2021. V. 354.
<https://doi.org/10.1016/j.icarus.2020.114085>
- Van Allen J.A., Frank L.A., Krimigis S.M., Hills H.K.* Absence of Martian radiation belts and implications thereof // *Science.* 1965. V. 149. № 3689. P. 1228–1233.

УДК 523.43

ОБ ИЗУЧЕНИИ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ПЕРЕМЕННОСТИ СОСТАВА ВЕЩЕСТВА МАРСА В ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО ГАММА-СПЕКТРОСКОПИИ НА БОРТУ МОБИЛЬНОГО АППАРАТА С ПРИМЕНЕНИЕМ МЕТОДА “МЕЧЕНЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ”

© 2022 г. И. Г. Митрофанов^а, А. Б. Санин^а, Д. В. Головин^а*,
С. Ю. Никифоров^а, М. Л. Литвак^а, Б. Н. Бахтин^а

^аИнститут космических исследований РАН, Москва, Россия

*e-mail: golovin@np.cosmos.ru

Поступила в редакцию 16.11.2021 г.

После доработки 03.03.2022 г.

Принята к публикации 09.03.2022 г.

Обсуждаются методы изучения переменности в пространстве состава вещества поверхности Марса в экспериментах по гамма-спектроскопии на борту мобильного аппарата — “марсохода”. Показано, что данные о элементном составе вещества в локальных объемах вещества с характерным линейным размером порядка нескольких метров вдоль трассы движения марсохода могут быть получены с применением метода “меченых заряженных частиц” (МЗЧ). Этот метод позволяет исключить из рассмотрения как отсчеты, обусловленные гамма-излучением окружающей поверхности за пределами тестируемого локального района, так и излучение от самого космического аппарата. Также обсуждается метод отождествления состава вещества в тестируемом объеме с известными типами марсианского реголита согласно данным эксперимента APXS. Этот метод основан на сопоставлении измеренных интенсивностей основных характеристических ядерных линий со значениями, соответствующими этим линиям для известных типов реголита. Отмечается, что предложенный метод позволяет экспериментально обнаружить новые типы реголита, состав которых отличается от состава всех ранее известных типов марсианского вещества.

Ключевые слова: Марс, состав вещества Марса, гамма-спектрометрия, ядерное излучение

DOI: 10.31857/S0320930X2205005X

ВВЕДЕНИЕ: КОНЦЕПЦИЯ ГАММА-СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКОГО ЭКСПЕРИМЕНТА НА ПОВЕРХНОСТИ МАРСА С ПРИМЕНЕНИЕМ МЕТОДА МЗЧ

Марс имеет относительно тонкую атмосферу, поэтому поток энергичных частиц галактических космических лучей (ГКЛ) практически свободно проникает в верхний слой вещества поверхности с толщиной около метра и взаимодействует с ядрами основных породообразующих элементов. В результате этих взаимодействий образуются вторичные нейтроны с энергиями около 0.5–20 МэВ (см., например, Reedy, 1978). В марсианском веществе нейтроны имеют свободный пробег, много меньший толщины слоя проникновения ГКЛ, поэтому они диффундируют в этом слое, взаимодействуя с ядрами породообразующих элементов. В этих реакциях ядра переходят на возбужденные энергетические уровни или образуют новые ядра также на возбужденных уровнях. Кроме того, возбужденные ядра могут образовываться в грунте в прямых реакциях с высоко-

энергичными частицами ГКЛ. Возбужденные ядра переходят в основное состояние с излучением гамма-квантов с энергиями, соответствующими их возбужденным уровням.

Регистрируя линии ядерного гамма-излучения с локального участка на поверхности Марса, можно определить типы излучающих ядер, а по оценке интенсивностей этих линий — измерить массовую долю соответствующих ядер в веществе. Такие линии называются “характеристическими”, так как позволяют отождествить ядра, которые их излучают. Однако, как отмечалось ранее (Санин и др., 2020), основная трудность практического применения метода спектрального гамма-анализа состоит в том, что под воздействием ГКЛ вся окружающая поверхность и марсоход, на борту которого находится прибор, также излучают в гамма-диапазоне. Таким образом, спектрометр на борту марсохода будет регистрировать суммарный поток гамма-излучения как от тестируемого объема планетного вещества непосредственно под космическим аппаратом, так и от

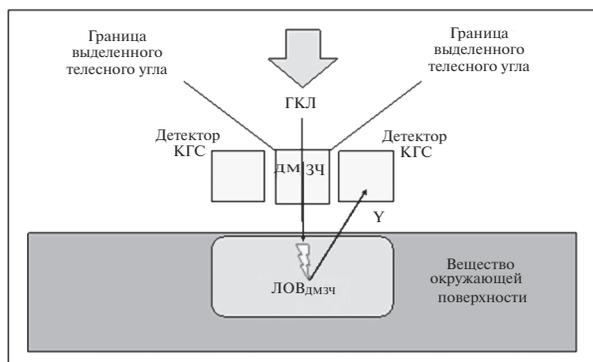


Рис. 1. Концепция эксперимента с КГС-МЗЧ вблизи поверхности небесного тела. Показаны два из четырех детекторов КГС, расположенных с четырех сторон относительно детектора заряженных частиц ДМЗЧ.

всей окружающей поверхности и от вещества марсохода. Известно, что перечни основных элементов в веществе Марса и марсохода совпадают или достаточно близки, поэтому возможность применения метода гамма-спектрометрии для измерения вариаций состава марсианского вещества оказывается практически нереализуемой.

Вторая трудность гамма-спектрометрии состава поверхности небесного тела связана с тем, что под воздействием космических лучей кроме возбуждения ядер основных породообразующих элементов, также возникают новые ядра, которые также генерируют гамма-излучение. Спектральные линии излучения этих ядер зачастую совпадают с характеристическими гамма-линиями основных породообразующих элементов и затрудняют как их отождествление, так и измерение интенсивности.

Предложенный ранее прибор КГС-МЗЧ (космический гамма-спектрометр с мечеными заряженными частицами) позволяет решить эти проблемы (см. Mitrofanov и др., 2019; 2021; Митрофанов и др., 2019; 2020). КГС дополнительно оснащается детектором меченных заряженных частиц (ДМЗЧ) ГКЛ, вырабатывающим метки от заряженных частиц, которые проходят через него из выделенного телесного угла, попадают в выделенный локальный объем вещества (ЛОВ_{ДМЗЧ}) под поверхность и возбуждают в нем вторичное гамма-излучение (рис. 1). Логика совпадения меток заряженных частиц, соответствующих моментам регистрации частиц ГКЛ, и отсчетов фотонов в КГС позволяет отобрать для гамма-спектрокопии только фотоны так называемого “раннего альбеда”, которые были испущены ядрами из ЛОВ_{ДМЗЧ} в реакциях с частицами ГКЛ или в реакциях неупругого рассеяния вторичных нейтронов в течение очень короткого времени после попада-

ния в ЛОВ_{ДМЗЧ} частицы ГКЛ. Было показано, что вклад в спектр от гамма-излучения вещества в других реакциях и/или вне ЛОВ_{ДМЗЧ} очень мал — он возникает вследствие случайного совпадения МЗЧ в ДМЗЧ с моментами регистрации фотонов, поступивших в КГС от окружающего вещества (см. Mitrofanov и др., 2019).

Ранее на основе численного моделирования было показано, что прибор КГС-МЗЧ на борту “лунохода” позволит с высокой степенью достоверности обнаружить различие между типами реголита A11 и FAN в пределах ЛОВ_{ДМЗЧ} (Санин и др., 2020). В данной публикации обсуждение предложенной методики исследования с КГС-МЗЧ продолжается в части ее применения для исследования состава вещества планеты Марс.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ГАММА-СПЕКТРАЛЬНОМУ ТЕСТИРОВАНИЮ ЛОКАЛЬНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ СОСТАВА МАРСИАНСКОГО РЕГОЛИТА

На основе анализа данных измерений с прибором APXS на борту марсохода NASA Curiosity были отождествлены 11 типов марсианского реголита, которые различаются по составу основных породообразующих элементов (Thompson и др., 2016). Состав типа AV считается характерным составом марсианской коры (Taylor, McLennan, 2009). Для иллюстрации преимуществ прибора КГС-МЗЧ для тестирования вариаций состава реголита на пространственных масштабах порядка метра было проведено численное моделирование экспериментов по гамма-спектрометрии на основе обычной методики и с применением указанного метода для пяти различных составов марсианского вещества: реголита типа AV с характерным составом породообразующих элементов, реголитов типов ET и BU с максимальным и минимальным содержанием железа и реголитов типов JM и GR с максимальным и минимальным содержанием алюминия (см. табл. 1). В численном моделировании учитывалось излучение от основных породообразующих элементов, суммарная масса которых составляет более 90% от полной массы.

Численное моделирование эксперимента по гамма-спектрометрии поверхности Марса проводилось для прибора КГС-МЗЧ, включающего четыре кристалла бромида церия в форме цилиндра с диаметром 7.6 см и высотой 7.2 см, находящихся с четырех сторон относительно детектора ДМЗЧ непосредственно над поверхностью на высоте 20 см (рис. 1). Предполагается, что размеры детектора с метками заряженных частиц ДМЗЧ и его геометрический фактор соответствуют такой величине объема ЛОВ_{ДМЗЧ}, при которой доля его

Таблица 1. Составы основных породообразующих элементов для четырех типов марсианского реголита с предельными минимальными и максимальными концентрациями железа и алюминия (Thompson и др., 2016) и для характерного состава марсианского вещества (Taylor, McLennan, 2009)

№	Название типа реголита	Обозначение	Массовая доля O, (%)	Массовая доля Si, (%)	Массовая доля Fe, (%)	Массовая доля Al, (%)	Массовая доля Mg, (%)	Массовая доля Ca, (%)	Массовая доля Ti, (%)	Сумма, (%)
1	Aver. crust	AV	44.0	22.4	13.8	5.4	5.3	4.8	0.6	96.2
2	Et Then	ET	42.2	20.6	20.6	4.4	2.4	2.5	0.4	93.1
3	Buckskin	BU	50.1	31.0	3.3	3.1	2.0	2.7	0.9	93.2
4	Jake M	JM	45.3	23.3	8.7	8.4	1.8	4.0	0.3	91.8
5	Greenhorn	GR	47.8	25.6	7.1	2.8	2.8	4.2	0.6	90.9

излучения от полного излучения всей поверхности составляет 0.3. Этой величине соответствует диаметр ЛОВ_{ДМЗЧ} на поверхности около 0.6 м.

На рис. 2 представлены рассчитанные интегральные спектры (ИС) отсчетов в традиционном гамма-спектрометре для полного излучения однородной поверхности Марса с составами реголита типов AV, ET, BU, JM и GR. Для этих же составов реголита однородной поверхности были рассчитаны спектры отсчетов (С/МЗЧ) для “раннего альbedo” гамма-излучения, которые в аналогичных условиях должен регистрировать прибор КГС-МЗЧ (рис. 3).

Очевидно, что интегральные спектры ИС излучения от поверхности с однородными составами AV, ET, BU, JM и GR заметно различаются между собой (рис. 2). Моделирование показало,

что спектры С/МЗЧ, измеренные прибором КГС-МЗЧ для указанных выше пяти вариантов состава однородной поверхности, также заметно различаются между собой (рис. 3). В спектрах хорошо заметны ядерные линии “раннего альbedo” от реакций, которые имеют место в течение короткого времени порядка десятков наносекунд после регистрации заряженной частицы в ДМЗЧ. Это линия 847 кэВ от реакции неупругого рассеяния вторичного нейтрона на ядре железа ($^{56}\text{Fe} (n, n\gamma)$), линия 1367 кэВ, образующаяся в реакциях скола $^{27}\text{Al} (p, \alpha\gamma)$ ^{24}Mg под воздействием протонов ГКЛ, линия 1779 кэВ от реакции неупругого рассеяния вторичного нейтрона на ядре кремния ($^{28}\text{Si} (n, n\gamma)$). При этом очевидно, что в случае поверхности с однородным составом вещества метод МЗЧ не дает заметного преимущества для оценки эле-

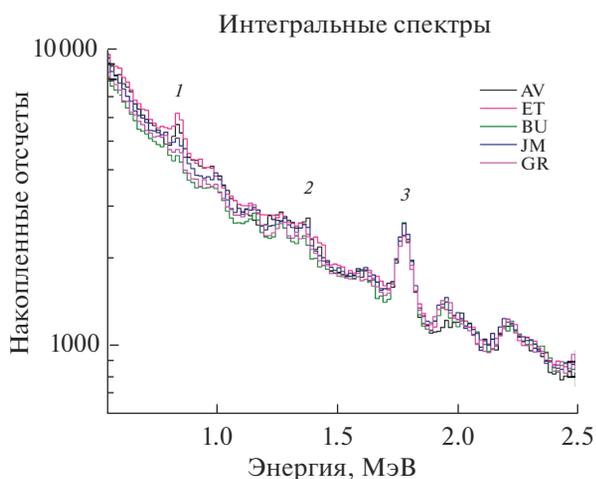


Рис. 2. Интегральные спектры отсчетов, накопленные за 15 мин наблюдения в четырех детекторах на основе бромида церия, расположенных над однородной поверхностью с составами типов AV, ET, BU, JM и GR. Цифрами обозначены спектральные особенности, соответствующие линиям излучения: 1 – 847 кэВ ($^{56}\text{Fe} (n, n\gamma)$), 2 – 1369 кэВ ($^{27}\text{Al} (p, \alpha\gamma)$), 3 – 1779 кэВ ($^{28}\text{Si} (n, n\gamma)$).

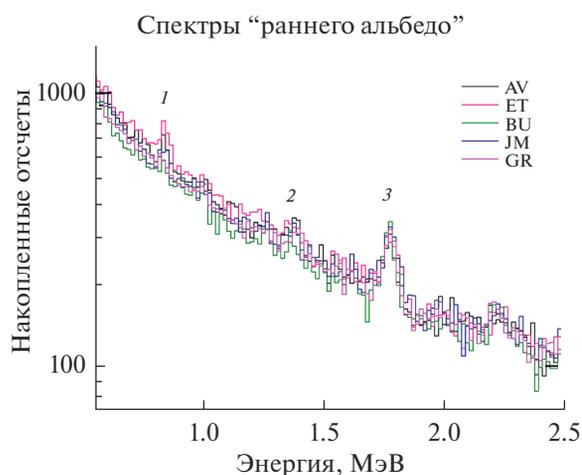


Рис. 3. Спектры С/МЗЧ отсчетов “раннего альbedo”, накопленные за 15 мин наблюдения в четырех детекторах на основе бромида церия, расположенных над однородным грунтом с составами типов AV, ET, BU, JM и GR. Цифрами обозначены спектральные особенности, соответствующие линиям излучения: 1 – 847 кэВ ($^{56}\text{Fe} (n, n\gamma)$), 2 – 1367 кэВ ($^{27}\text{Al} (p, \alpha\gamma)$), 3 – 1779 кэВ ($^{28}\text{Si} (n, n\gamma)$).

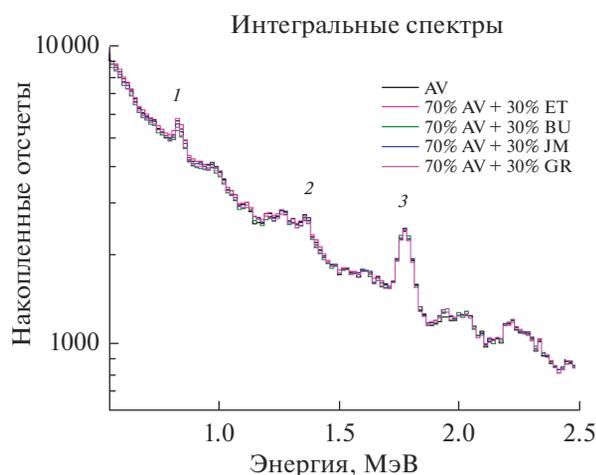


Рис. 4. Интегральные спектры отсчетов, накопленные за 15 мин наблюдения в четырех детекторах на основе бромида церия, расположенных над поверхностью с неоднородным составом — локальный объем вещества с составами типов ET, BU, JM и GR окружен поверхностью с составом типа AV. Цифрами обозначены спектральные особенности, соответствующие линиям излучения: 1 — 847 кэВ (^{56}Fe (n, γ)), 2 — 1367 кэВ (^{27}Al (p, $\alpha\gamma$)), 3 — 1779 кэВ (^{28}Si (n, γ)).

ментного состава вещества по сравнению с традиционной гамма-спектрометрией.

Также было проведено численное моделирование интегральных спектров (ИС) для гамма-спектрометра КГС над марсианской поверхностью с неоднородным составом. Для постановки задачи предполагалось, что состав вещества в пределах ЛОВ_{ДМЗЧ} непосредственно под детектором ДМЗЧ соответствует одному из указанных предельных типов (ET, BU, JM и GR), в то время как вещество за пределами этого объема имеет состав типа AV (табл. 1). Результаты моделирования подтвердили, что локальная неоднородность состава вещества в локальном объеме с линейным размером около 0.6 м не может быть достоверно обнаружена при анализе ИС, полученных при использовании обычного гамма-спектрометра (см. рис. 4). Детальный количественный анализ модельных ИС для излучения поверхности с различными составами вещества в объеме ЛОВ_{ДМЗЧ} показал практически полное отсутствие различий между ними (см. раздел “Результаты численного моделирования экспериментов по изучению локальных вариаций состава марсианской поверхности методом обычной гамма-спектрометрии и методом МЗЧ”).

Следует отметить, что в модельных спектрах ИС и С/МЗЧ, рассчитанных для вещества с различным составом (рис. 2 и 3), присутствуют линии ядерного излучения от всех основных породообразующих элементов. Поэтому гамма-спек-

тральный анализ состава марсианского реголита не может быть основан на поиске и отождествлении каких-то особых характеристических линий, присущих конкретным типам грунтов. Необходимо проводить количественное сопоставление интенсивностей основных характеристических линий породообразующих элементов. Очевидно, что необходимость такого количественного анализа делает практически невозможным поиск и тестирование локальных неоднородностей состава поверхности на основе сравнения интегральных спектров, так как вклады в интенсивности линий от излучения разных участков поверхности суммируются и усредняются.

Ранее было показано (Санин и др., 2020), что метод космической гамма-спектрометрии с метками от заряженных частиц прибора КГС-МЗЧ в принципе позволяет изучать переменность состава лунного вещества на основе сравнения спектров С/МЗЧ излучения от ЛОВ_{ДМЗЧ} в случае, если этот пробный объем совпадает с объемом ЛОВ_{ДМЗЧ}, который определяется параметрами детектора заряженных частиц ДМЗЧ. Однако до перехода к анализу этих модельных спектров необходимо рассмотреть еще одну проблему, связанную с необходимостью количественного анализа интенсивностей характеристических линий в спектрах гамма-излучения от поверхности Марса (см. раздел “Использование безразмерных спектротрических параметров для сравнения гамма-излучения поверхности Марса с различным составом”).

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ БЕЗРАЗМЕРНЫХ СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ДЛЯ СРАВНЕНИЯ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ ПОВЕРХНОСТИ МАРСА С РАЗЛИЧНЫМ СОСТАВОМ

Важным обстоятельством, которое следует учитывать при проведении экспериментов по гамма-спектральному анализу состава вещества небесного тела является собственная переменность потока ГКЛ. Эти лучи, как следует из названия, имеют галактическое происхождение, и их поток за пределами Солнечной системы постоянен. Однако во внутренней области Солнечной системы поток ГКЛ испытывает переменность. Долгопериодическая переменность потока ГКЛ возникает вследствие расширения и сжатия границы гелиосферы в межзвездном пространстве вследствие 11-летнего цикла солнечной активности. Короткопериодическая переменность на масштабах суток возникает вследствие рассеяния заряженных частиц ГКЛ на неоднородностях замагниченной межпланетной плазмы в окрестности точки измерения. Очевидно, что изменение потока ГКЛ вызывает сопутствующую переменность вторичного гамма-излучения с поверхно-

сти небесного тела, включая интенсивности линий ядерного излучения.

Если при проведении гамма-спектрометрического эксперимента по изучению поверхности Марса с борта мобильного аппарата эффект собственной переменности ГКЛ окажется неучтенным, то обнаруженная переменность интенсивностей гамма-линий, измеренных в разных местах в разные моменты времени, может быть ошибочно интерпретирована, как изменение состава вещества планеты вдоль трассы движения аппарата. Аналогично, ложный вывод об изменении состава вещества может быть сделан на основе наблюдаемой переменности интенсивностей гамма-линий, связанной с вариациями средней плотности вещества вдоль трассы движения марсохода.

Для исключения эффектов, обусловленных переменностью потока ГКЛ или изменениями плотности вещества вдоль трассы марсохода в качестве измеряемых спектрометрических параметров следует использовать не абсолютные величины интенсивностей линий ядерного гамма-излучения, а их отношения для различных порообразующих элементов.

Данные прибора APXS показали, что все типы марсианского реголита (табл. 1) имеют относительно мало меняющуюся долю кремния, входящего в состав основного химического соединения вещества планеты SiO_2 (см. табл. 1). Фактор переменности массовой доли кремния составляет всего 1.5. Реакции неупругого рассеяния нейтронов на основном изотопе кремния ^{28}Si ($n, n\gamma$) сопровождаются излучением нескольких линий: 1779, 2235, 2839 кэВ и других. Целесообразно выбрать среди них одну, которая может служить в качестве “реперной” для измерения переменности линий других элементов относительно этой линии. Известно, что при неупругом рассеянии нейтронов на ядрах кремния интенсивность линии 1779 кэВ превышает интенсивность остальных линии во много раз (см. рис. 2–4). Этот факт делает линию 1779 кэВ наиболее предпочтительной. Однако недостатком использования этой линии в качестве реперной является близость ее энергии 1779 кэВ к линии 1809 кэВ, возникающей, например, в реакции ^{26}Mg ($n, n\gamma$) или ^{27}Al (n, γ). Поэтому при проведении спектрометрии достоверность оценки интенсивности линии кремния 1779 кэВ будет зависеть от качества спектрального разрешения гамма-спектрометра. Следует отметить, что выбор “реперной” линии не влияет на методику проведения измерений и может быть сделан на этапе анализа полученных данных. Ниже результаты численного моделирования спектрометрического эксперимента с прибором КГС-МЗЧ представлены для варианта ис-

пользования в качестве “реперной” линии 1779 кэВ.

Ниже для количественного анализа модельных спектров (рис. 2–4) использовались безразмерные спектрометрические параметры (БСП), равные отношениям интенсивностей характеристических линий железа и алюминия к интенсивности выбранной “реперной” линии для кремния 1779 кэВ. В качестве простейшего примера ниже рассмотрен случай сравнения модельных спектров (рис. 2–4) для пяти типов реголита (табл. 1). Параметры БСП для алюминия и железа были определены на основе измерений линии 1369 кэВ и 847 кэВ, соответственно. При таком рассмотрении каждый тип реголита может быть однозначно сопоставлен точке на двумерной “плоскости сравнения” с координатами $\text{БСП}(A) = Y_A/Y_{\text{Si}}$ (где A – тип элемента, алюминий или железо, Y_A – интенсивность характеристической ядерной линии элемента A , а Y_{Si} – интенсивность реперной линии кремния).

Очевидно, что значения спектрометрических параметров $\text{БСП}(A)$ не могут напрямую сопоставляться с отношениями массовых долей элементов A к массовой доле кремния. Во-первых, интенсивности излучения конкретных линий ядер разных элементов определяется физическими параметрами “силы осциллятора” для соответствующего квантового перехода. Во-вторых, характеристические линии разных элементов имеют разные энергии и, соответственно, фотоны излучения этих линий имеют разные сечения взаимодействия с веществом поверхности. Однако следует учесть, что использование в рамках одного эксперимента одинаковых ядерных линий для оценок $\text{БСП}(A)$ позволяет обнаружить эффект переменности состава вещества и затем на основе численного моделирования оценить массовые доли соответствующих элементов в этом веществе.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ИЗУЧЕНИЮ ЛОКАЛЬНЫХ ВАРИАЦИЙ СОСТАВА МАРСИАНСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ МЕТОДОМ ОБЫЧНОЙ ГАММА-СПЕКТРОМЕТРИИ И С ПРИМЕНЕНИЕМ МЕТОДА МЗЧ

Рис. 5 представляет результаты численного моделирования ИС гамма-излучения, измеренных с обычным КГС, от однородной поверхности с составом вещества типов AV, ET, BU, JM и GR, представленные в виде параметров БСП на плоскости { $\text{БСП}(\text{Al})$, $\text{БСП}(\text{Fe})$ }. Положение точек указывает на различие массовых долей алюминия и железа для случаев, когда однородная по составу поверхность соответствует разным типам реголи-

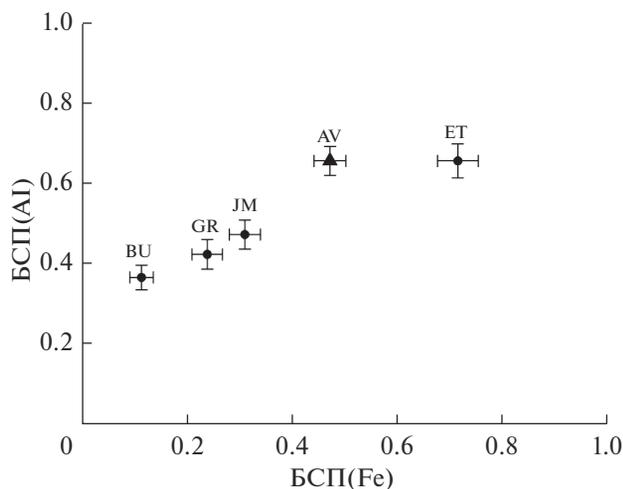


Рис. 5. Распределение пяти типов грунтов по параметрам BSP(Al) и BSP(Fe) при регистрации полного потока гамма-излучения с обычным гамма-спектрометром для случая однородной поверхности с составом вещества типов AV, ET, BU, JM и GR. Значения указанных параметров для однородного грунта типа AV показаны треугольными символами. Исходные данные соответствуют модельным спектрам ИС, накопленным за 15 мин наблюдений (см. рис. 2).

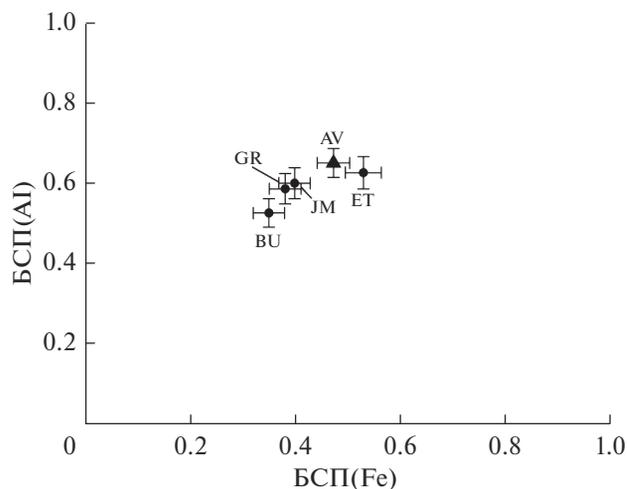


Рис. 6. Распределение пяти типов грунтов по параметрам BSP(Al) и BSP(Fe) при регистрации полного потока гамма-излучения с обычным гамма-спектрометром для случая присутствия в грунте с составом типа AV локальной неоднородности с составом ET, BU, JM и GR. Значения указанных параметров для однородного грунта типа AV показаны треугольными символами. Исходные данные соответствуют модельным спектрам ИС, накопленным за 15 мин наблюдений (см. рис. 4).

та (табл. 1). Наблюдаемое качественное различие модельных спектров ИС, заметное на рис. 2, можно количественно характеризовать “параметрическими расстояниями” между соответствующими точками для параметров BSP на указанной плоскости. Модельный эксперимент, результаты которого представлены на рис. 5, с очевидностью подтверждает тот известный факт, что данные обычного гамма-спектрометра позволяют обнаружить различие состава вещества в пределах всего наблюдаемого участка поверхности.

С другой стороны, численное моделирование показало, что локальные неоднородности состава вещества типов ET, BU, JM и GR в объеме ЛОВ_{ДМЗЧ}, доля излучения которого составляет 30% от полного потока поверхности с составом вещества типа AV, при наблюдениях ИС с обычным спектрометром окажутся практически незаметными (рис. 4). Этот качественный вывод также подтверждается на основе количественных оценок параметров {BSP(Al), BSP(Fe)} (рис. 6). Относительное расположение точек BSP для реголита с максимальным и минимальным содержанием железа, ET и BU, соответственно, отличается по параметру BSP(Fe) на фактор 1.5, в то время как для поверхности с однородным составом этот фактор составляет около 6.6 (см. рис. 5). Относительное расположение точек BSP для реголитов с максимальным и минимальным содержанием алюминия, соответственно JM и GR, в пределах ошибок не различается. Очевидно, что точки BSP для локальных объемов вещества с со-

ставами типов ET, BU, JM и GR смещаются к точке для состава типа AV, которая соответствует составу окружающей поверхности (рис. 6). Следует отметить, что рассмотренный случай локальной неоднородности соответствует доле излучения 0.3 из объема неоднородности относительно полного излучения поверхности. При уменьшении этой доли точки BSP для ET, BU, JM и GR должны приближаться к точке BSP для AV и в пределе совпасть с этой точкой.

На рис. 7 представлены параметры {BSP(Al), BSP(Fe)} для характеристических линий Al и Fe спектров С/МЗЧ гамма-излучения “раннего альbedo”, которое регистрирует прибор КГС-МЗЧ, от локального объема, совпадающего с ЛОВ_{ДМЗЧ}, и имеющего различные составы типов ET, BU, JM и GR (см. рис. 3). В этом случае переменность характеристических линий алюминия и железа проявляется достаточно ярко. Очевидно, что регистрация гамма-излучения только от выделенного локального объема вещества ЛОВ_{ДМЗЧ} значительно уменьшает статистическую обеспеченность спектров С/МЗЧ. На верхней части рис. 7 статистические погрешности значений BSP соответствует статистике модельного спектра (рис. 3), время измерения которого составило 15 мин. При увеличении времени измерения до 1 ч погрешности в оценках BSP становятся значительно меньше относительного расстояния между ними для вещества с различными составами типов ET, BU, JM и GR.

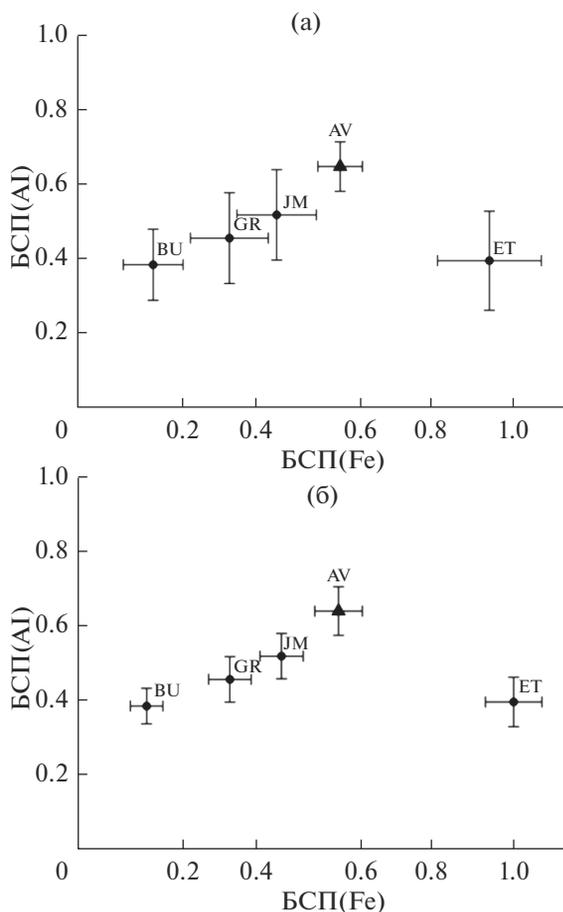


Рис. 7. Распределение пяти типов грунтов по параметрам BSP(Al) и BSP(Fe) при регистрации “раннего альbedo” гамма-излучения с гамма-спектрометром КГС-МЗЧ для случая присутствия в грунте локальной неоднородности состава типов ET, BU, JM и GR. Значения указанных параметров для однородного грунта типа AV показаны треугольными символами. Для верхнего рисунка исходные данные соответствуют модельным спектрам С/МЗЧ, накопленным с прибором КГС/МЗЧ за 15 мин наблюдений (см. рис. 3). При увеличении времени измерения до 1 ч погрешности уменьшаются в два раза, и относительные расстояния в пространстве параметров BSP значительно превышают статистически погрешности измерений (нижний рисунок).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

После публикации о практическом применении нового метода планетной гамма-спектрометрии для исследований Луны (Санин и др., 2020), в данной статье на основе численного моделирования показано, что метод гамма-спектрометрии с использованием КГС-МЗЧ также позволяет исследовать пространственную переменность состава вещества Марса с борта мобильного аппарата-марсохода с пространственным разрешением порядка десятков сантиметров. На примере анализа модельных спектров гамма-излучения от известных типов марсианского вещества с макси-

мальными и минимальными концентрациями железа и алюминия показано, что наличие локальной пространственной неоднородности состава поверхности оказывается практически незаметным в интегральных спектрах, полученных с обычным гамма-спектрометром (рис. 4), но хорошо проявляется в спектрах С/МЗЧ, построенных для таких условий на основе данных измерений с прибором КГС-МЗЧ (рис. 3).

В статье показано, что данные спектральных измерений с КГС-МЗЧ характеристических ядерных линий от локальных областей поверхности с различным составом могут быть представлены в виде тестовых точек BSP в многомерном параметрическом “объеме сравнения”. Размерность этого объема определяется полным числом измеренных характеристических линий минус 1 (это вычитание учитывает использование линии кремния в качестве реперной). В данной статье рассмотрен простейший случай учета только характеристических линий алюминия и железа. Численное моделирование показало, что объединение метода гамма-спектроскопии с КГС-МЗЧ с применением параметров BSP для анализа характеристических ядерных линий позволяет обнаружить локальные вариации состава вещества с характерным линейным разрешением порядка десятков сантиметров. В статье рассмотрен конкретный вариант эксперимента с прибором КГС-МЗЧ, для которого линейное пространственное разрешение вариаций состава составляет около 60 см.

С учетом того, что 12 типов реголита с различными составами уже известны, значения BSP для параметрического объема сравнения могут быть заранее рассчитаны для каждого известного состава, и соответствующие им “базовые” точки могут быть заранее распределены в этом объеме. В ходе проведения эксперимента данные каждого отдельного измерения тестового спектра С/МЗЧ должны преобразовываться в соответствующие значения BSP. Статистическая погрешность измерений преобразуется в область статистической погрешности значений BSP вокруг положения измеренной точки. Оценка параметрических “расстояний” от тестовой точки до базовых точек, соответствующих различным типам реголита, позволяет определить, к какому типу относится реголит в районе, где было проведено измерение. “Расстояние” оценивается с учетом статистических погрешностей для измеренных интенсивностей, и сопоставление между оценками “расстояний” от тестовой точки до базовых точек позволяет определить наиболее вероятный тип тестируемого реголита и степень достоверности такого отождествления. В том случае, когда такая достоверность мала для всех базовых точек, можно утверждать, что реголит в тестируемой области имеет ранее неизвестный состав, отличающийся от всех известных типов реголита.

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Митрофанов И.Г., Головин Д.В., Никифоров С.Ю., Саннин А.Б., Аникин А.А., Дьячкова М.В., Карпушкина Н.Е., Лисов Д.И., Литвак М.Л., Мокроусов М.И., Тимошенко Г.Н., Крылов А.Р., Швецов В.Н., Мицин Г.В., Молоканов А.Г., Дубасов П.А., Зонтиков А.О.* Результаты экспериментальной верификации гамма-спектрометра с мечеными заряженными частицами на протонном пучке ускорителя ОИЯИ // Письма в журн. “Физика элементарных частиц атомного ядра”. 2019. С. 233–239. <https://doi.org/10.1134/S1547477119030142>
- Митрофанов И.Г., Литвак М.Л., Головин Д.В., Никифоров С.Ю., Саннин А.Б., Аникин А.А., Мокроусов М.И., Тимошенко Г.Н., Крылов А.Р., Швецов В.Н., Мицин Г.В., Молоканов А.Г.* Гамма-спектрометрия составных мишеней-аналогов планетного вещества на протонном пучке ускорителя ОИЯИ с использованием метода меченых протонов // Письма в журн. “Физика элементарных частиц атомного ядра”. 2020. С. 299–313. <https://doi.org/10.1134/S1547477120030115>
- Саннин А.Б., Митрофанов И.Г., Бахтин Б.Н., Литвак М.Л., Аникин А.А., Головин Д.В., Никифоров С.Ю.* Об изучении пространственной переменности состава вещества Луны в экспериментах по гамма-спектрологии на борту мобильного аппарата с применением метода “меченых космических лучей” // Астрон. вестн. 2020. С. 508–519. Sol. Syst. Res. 2020. V. 54. P. 477–487. <https://doi.org/10.1134/S0038094620060052> <https://doi.org/10.31857/S0320930X20060055>
- Mitrofanov I.G., Sanin A.B., Nikiforov S.Y., Golovin D.V., Anikin A.A., Djachkova M.V., Karpushkina N.E., Lisov D.I., Litvak M.L., Mokrousov M.I., Dubasov P.A., Zontikov A.O.* Cosmic Gamma-Ray Spectrometer with Tagged Charged Particles of Galactic Cosmic Rays // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2019. (163148). <https://doi.org/10.1016/j.nima.2019.163148>
- Mitrofanov I.G., Litvak M.L., Sanin A.B., Anikin A.A., Mokrousov M.I., Golovin D.V., Nikiforov S.Y., Timoshenko G.N., Shvetsov V.N.* Laboratory demonstration of space experiment for spectrometry of planetary gamma-rays with tags of Galactic Cosmic Rays producing them // Nuclear Inst. and Methods in Physics Research Section A. 2021. V. 1003. (165286). article id. 165286. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2021.165286>
- Reedy R.C.* Planetary gamma-ray spectroscopy // Proc. Lunar and Planet. Sci. Conf. 9th. 1978. P. 2961–2984.
- Thompson L.M., Schmidt M.E., Spray J.G., Berger J.A., Fairén A.G., Campbell J.L., Perrett G.M., Boyd N., Gellert R., Pradler I., VanBommel S.J.* Potassium-rich sandstones within the Gale impact crater, Mars: The APXS perspective // J. Geophys. Res. Planets. 2016. V. 121. P. 1981–2003. <https://doi.org/10.1002/2016JE005055>
- Taylor S.R., McLennan S.M.* Planetary Crusts: Their Composition, Origin and Evolution. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2009. 378 p. <https://doi.org/10.1017/CBO9780511575358>

УДК 521.19

ГЕОДЕЗИЧЕСКОЕ ВРАЩЕНИЕ СПУТНИКОВ НЕПТУНА

© 2022 г. А. Н. Вершков^а*, В. В. Пашкевич^а^а Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН,
Санкт-Петербург, Россия*e-mail: avershkov@mail.ru

Поступила в редакцию 19.11.2021 г.

После доработки 25.11.2021 г.

Принята к публикации 26.12.2021 г.

В работе рассмотрены наиболее существенные релятивистские эффекты во вращательной динамике спутников Нептуна (Тритон (N1), Наяда (N3), Таласса (N4), Деспина (N5), Галатея (N6), Ларисса (N7) и Протей (N8)). Впервые определены наиболее существенные вековые и периодические члены геодезического вращения Тритона и шести внутренних спутников Нептуна в углах их вращения относительно неподвижного экватора Земли эпохи J2000.0, определенного в международной системе координат (ICRF), и точки весеннего равноденствия эпохи J2000.0 и в углах Эйлера относительно их собственных систем координат. Исследование показало, что величина геодезического вращения может быть существенной не только у тел, которые вращаются вокруг сверхмассивных центральных тел, но и у близких спутников планет-гигантов. Полученные значения геодезического вращения для исследуемой системы спутников могут быть использованы для численного исследования их вращения в релятивистском приближении, а также использованы для оценки влияния релятивистских эффектов на орбитально-вращательную динамику подобных небесных тел экзопланетных систем.

Ключевые слова: спутники Нептуна, Тритон, Наяда, Таласса, Деспина, Галатея, Ларисса, Протей, релятивистское вращение, геодезическая прецессия, геодезическая нутация, тела экзопланетных систем

DOI: 10.31857/S0320930X22050073

ВВЕДЕНИЕ

Как и другие газовые гиганты, Нептун имеет большое семейство спутников. Тритон, самый большой спутник Нептуна, был открыт Ласселом в 1846 г., в год открытия самого Нептуна. Нереида была открыта Койпером в 1949 г. Шесть внутренних спутников были обнаружены в 1989 г. во время пролета Voyager-2 (Smith и др., 1989). Орбита Тритона круговая, наклонная и ретроградная, а шесть внутренних спутников имеют нормальные, почти круговые орбиты, лежащие в экваториальной плоскости Нептуна (за исключением Наяды, которая наклонена почти на 5°).

В порядке удаления от Нептуна регулярные спутники — это Наяда, Таласса, Деспина, Галатея, Ларисса, Гиппокамп и Протей. Наяда, ближайшая регулярная луна, также является второй по величине среди внутренних спутников (после открытия Гиппокампа), в то время как Протей — самая большая регулярная луна и вторая по величине луна Нептуна. Первые пять спутников дви-

жутся по орбитам, опережая вращение Нептуна, и величины их орбитальных периодов находятся в пределах от ~ 7 ч для Наяды и Талассы до ~ 13 ч для Лариссы.

Цель данного исследования — определение наиболее существенных вековых и периодических членов геодезического вращения Тритона и шести внутренних спутников Нептуна. Полученные данные могут быть в дальнейшем использованы для численного исследования их вращения в релятивистском приближении.

Современные исследования, связанные с поиском более подходящих условий для существования жизни в экзопланетных системах, привлекли особое внимание к проблеме поиска спутников экзопланет (Fox, Wiegert, 2021). Эти системы экзопланет могут быть схожи по своей динамике со спутниковыми системами планет-гигантов в Солнечной системе. Исследования вращательной динамики в релятивистском приближении для ряда спутников Юпитера (Biscani, Carloni, 2015; Pashkev-

ich, Vershkov, 2020; Пашкевич и др., 2021) показали, что релятивистские эффекты во вращательной динамике существенны для многих экзолун. Таким образом, результаты настоящего исследования могут быть применены для построения моделей их вращательного движения.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Проблема геодезического (релятивистского) вращения исследуемых тел изучалась относительно их собственной системы координат, описанной в (Archinal и др., 2018). Вычисление скоростей геодезической прецессии каждого исследуемого тела проводилось с использованием данных о положениях, скоростях и элементах орбит тел Солнечной системы, взятых из эфемерид. В качестве эфемерид для основных возмущающих тел (Солнца, Луны и планет) Солнечной системы использовались фундаментальные эфемериды JPL DE431/LE431 (Folkner и др., 2014). Для других исследуемых и возмущающих тел Солнечной системы с известными параметрами вращения (Archinal и др., 2018) выборки данных формировались из эфемерид Horizons On-Line Ephemeris System (Giorgini и др., 2001). Где $\Delta x = x_r - x$ ($x = \psi, \theta, \varphi, \alpha_0, \delta_0, W$) является разностью релятивистских и ньютоновых углов Эйлера исследуемого тела, соответственно.

Вековые, периодические и смешанные члены геодезического вращения тела представлены в следующем виде (Пашкевич, Вершков, 2019):

$$\Delta x = \Delta x_I + \Delta x_{II} = \sum_{n=1}^N \Delta x_n t^n + \sum_j \sum_{k=0}^M (\Delta x_{Cjk} \cos(v_{j0} + v_{j1}t) + \Delta x_{Sjk} \sin(v_{j0} + v_{j1}t)) t^k,$$

где $x = \psi, \theta, \varphi, \alpha_0, \delta_0, W$.

Далее математическая модель задачи полностью совпадает с аналогичными моделями, подробно описанными в наших предыдущих работах (Пашкевич, 2016; Пашкевич, Вершков, 2019; Pashkevich, Vershkov, 2020; Пашкевич и др., 2021).

РЕЛЯТИВИСТСКИЕ ЭФФЕКТЫ ВО ВРАЩЕНИИ СПУТНИКОВ

Изучалось геодезическое вращение спутников Нептуна с известными параметрами собственного вращения (Archinal и др., 2018): Тритон (N1), Наяда (N3), Таласса (N4), Деспина (N5), Галатейя

(N6), Ларисса (N7) и Протей (N8). Все эти спутники находятся в режиме синхронного вращения.

Вычисления проводились с помощью метода для изучения геодезического вращения любых тел Солнечной системы (Пашкевич, 2016), имеющих долгосрочные эфемериды. Положения, скорости и орбитальные элементы были взяты из Horizons On-Line Ephemeris System (Giorgini и др., 2001) на всех интервалах времени существования эфемерид. Интервал исследования для Тритона составлял 1000 лет, с 1600 по 2600 год, а для остальных спутников – 100 лет, с 1950 по 2050 год.

В табл. 1–3 представлены вычисленные значения вековых (Pashkevich, Vershkov, 2022), периодических и смешанных членов геодезического вращения спутников Нептуна.

В табл. 1: t – динамическое барицентрическое время (Dynamical Barycentric Time) (TDB) измеряется в юлианских тысячелетиях (tjy) (365250 суток) от эпохи J2000; a – большая полуось орбиты; $\Omega_{L81}, \Omega_{L83}, \Omega_{L84}, \Omega_{L85}, \Omega_{L86}, \Omega_{L87}, \Omega_{L88}$ – долготы восходящих узлов орбит спутников Нептуна на плоскости Лапласа; λ_8 – средняя долгота Нептуна; $\lambda_{81}, \lambda_{83}, \lambda_{84}, \lambda_{85}, \lambda_{86}, \lambda_{87}, \lambda_{88}$ – средние нептуноцентрические долготы Тритона, Наяды, Талассы, Деспины, Галатейи, Лариссы и Протея, соответственно. Средняя долгота Нептуна взята из работы (Brumberg, Bretagnon, 2000). Средние долготы и долготы восходящих узлов спутников Нептуна взяты из статьи (Archinal и др., 2018).

В табл. 2–3: T – динамическое барицентрическое время (Dynamical Barycentric Time) (TDB) измеряется в юлианских столетиях (cju) (36525 дней) от эпохи J2000; d – динамическое барицентрическое время (Dynamical Barycentric Time) (TDB) измеряется в юлианских днях (jd) от эпохи J2000; все величины углов ($\alpha_0, \Delta\alpha_0, \delta_0, \Delta\delta_0, W, \Delta W$) приведены в градусах; $N = 357^\circ.85 + 52^\circ.316T$, $N1 = \Omega_{L83} = 323^\circ.92 + 62606^\circ.6T$,

$N2 = \Omega_{L84} = 220^\circ.51 + 55064^\circ.2T$, $N3 = \Omega_{L85} = 354^\circ.27 + 46564^\circ.5T$, $N4 = \Omega_{L86} = 75^\circ.31 + 26109^\circ.4T$, $N5 = \Omega_{L87} = 35^\circ.36 + 14325^\circ.4T$, $N6 = \Omega_{L88} = 142^\circ.61 + 2824^\circ.6T$, $N7 = \Omega_{L81} = 177^\circ.85 + 52^\circ.316T$, $N8 = \lambda_{81} - \lambda_8 = -7^\circ.82 - 2237640^\circ.04T$, $N9 = \lambda_{81} + \lambda_8 = 240^\circ.88 - 2237203^\circ.07T$,

$N10 = \lambda_{83} - \lambda_8 = -50^\circ.29 + 44664163^\circ.03T$, $N11 = \lambda_{83} + \lambda_8 = 198^\circ.41 + 44664600^\circ.00T$,

$N12 = \lambda_{84} - \lambda_8 = -202^\circ.29 + 42213753^\circ.39T$, $N13 = \lambda_{84} + \lambda_8 = 46^\circ.41 + 42214190^\circ.36T$,

$N14 = \lambda_{85} - \lambda_8 = 2^\circ.16 + 39290971^\circ.57T$, $N15 = \lambda_{85} + \lambda_8 = 250^\circ.86 + 39291408^\circ.54T$,

Таблица 1. Периодические и смешанные члены геодезического вращения спутников Нептуна, вычисленные для углов Эйлера

Спутник	Угол	Период	Аргумент	Коэффициент при $\sin(\text{Аргумент})$ (угл. с $\times 10^{-6}$)	Коэффициент при $\cos(\text{Аргумент})$ (угл. с $\times 10^{-6}$)
Тритон (N1) $a = 354759$ км	$\Delta\Psi_{II}$	688.13 лет	Ω_{L81}	$812876.26 + 23085.03t$	$-422259.36 + 36686.46t$
		344.06 лет	$2\Omega_{L81}$	$-31627.39 + 92244.52t$	$-26921.85 - 1248.50t$
		229.38 лет	$3\Omega_{L81}$	$-10449.74 - 29677.96t$	$-29755.46 + 25123.25t$
		5.8763 сут	$\lambda_{81} - \lambda_8$	$33.04 - 0.50t$	$16.36 + 0.68t$
		5.8774 сут	$\lambda_{81} + \lambda_8$	$-1.96 - 1.81t$	$1.46 - 3.43t$
	$\Delta\theta_{II}$	688.13 лет	Ω_{L81}	$136825.41 + 5879.52t$	$104937.70 - 95586.56t$
		344.06 лет	$2\Omega_{L81}$	$21674.15 + 24854.02t$	$60591.78 - 2415.22t$
		229.38 лет	$3\Omega_{L81}$	$-3056.44 + 2413.24t$	$29319.45 + 8404.49t$
		5.8763 сут	$\lambda_{81} - \lambda_8$	$-1.93 - 0.16t$	$5.80 + 0.61t$
		5.8774 сут	$\lambda_{81} + \lambda_8$	$2.20 - 1.37t$	$1.76 + 0.12t$
	$\Delta\phi_{II}$	688.13 лет	Ω_{L81}	$95525.29 + 1242.62t$	$64439.69 - 89268.57t$
		344.06 лет	$2\Omega_{L81}$	$19615.16 + 31178.48t$	$40590.84 - 10345.44t$
229.38 лет		$3\Omega_{L81}$	$4272.72 + 14224.91t$	$23576.84 + 3539.02t$	
5.8763 сут		$\lambda_{81} - \lambda_8$	$-12.34 + 0.43t$	$-6.10 - 1.32t$	
5.8774 сут		$\lambda_{81} + \lambda_8$	$3.29 + 1.18t$	$-3.40 + 3.86t$	
Наяда (N3) $a = 48227$ км	$\Delta\Psi_{II}$	210.0258 сут	Ω_{L83}	$25219.47 - 35375.99t$	$11939.86 + 95677.93t$
		7.06553 ч	$\lambda_{83} - \lambda_8$	$-6.99 + 196.16t$	$-7.26 - 242.81t$
		7.06546 ч	$\lambda_{83} + \lambda_8$	$86.09 - 365.04t$	$35.81 + 1796.74t$
	$\Delta\theta_{II}$	210.0258 сут	Ω_{L83}	$-718.92 - 81427.30t$	$-47.49 - 33872.13t$
		7.06553 ч	$\lambda_{83} - \lambda_8$	$-0.47 - 70.97t$	$0.79 - 72.19t$
		7.06546 ч	$\lambda_{83} + \lambda_8$	$0.75 - 215.14t$	$19.62 + 12.35t$
	$\Delta\phi_{II}$	210.0258 сут	Ω_{L83}	$-53.33 + 61639.40t$	$-1107.33 - 149150.45t$
		7.06553 ч	$\lambda_{83} - \lambda_8$	$4.95 - 197.82t$	$4.68 + 223.24t$
		7.06546 ч	$\lambda_{83} + \lambda_8$	$-25.79 + 219.19t$	$-21.33 - 768.98t$
Таласса (N4) $a = 50074$ км	$\Delta\Psi_{II}$	238.7940 сут	Ω_{L84}	$1512.08 + 2109.05t$	$469.24 - 3405.49t$
		7.4757 ч	$\lambda_{84} - \lambda_8$	$-55.54 + 1362.38t$	$-63.39 - 1563.80t$
		7.4756 ч	$\lambda_{84} + \lambda_8$	$15.91 + 233.54t$	$-35.05 + 51.89t$
	$\Delta\theta_{II}$	238.7940 сут	Ω_{L84}	$13.40 + 2940.33t$	$284.24 + 1826.95t$
		7.4757 ч	$\lambda_{84} - \lambda_8$	$7.41 + 298.90t$	$-16.72 + 116.76t$
		7.4756 ч	$\lambda_{84} + \lambda_8$	$-12.77 + 111.82t$	$-6.00 - 202.21t$
	$\Delta\phi_{II}$	238.7940 сут	Ω_{L84}	$-581.64 - 3439.68t$	$55.04 + 5616.10t$
		7.4757 ч	$\lambda_{84} - \lambda_8$	$11.66 - 633.58t$	$27.25 + 535.85t$
		7.4756 ч	$\lambda_{84} + \lambda_8$	$-16.19 - 373.68t$	$35.21 - 163.31t$

Таблица 1. Окончание

Спутник	Угол	Период	Аргумент	Коэффициент при $\sin(\text{Аргумент})$ (угл. с $\times 10^{-6}$)	Коэффициент при $\cos(\text{Аргумент})$ (угл. с $\times 10^{-6}$)
Деспина (N5) $a = 52526$ км	$\Delta\Psi_{II}$	282.3825 сут	Ω_{L85}	$701.69 + 402.65t$	$593.97 + 491.12t$
		8.0318 ч	$\lambda_{85} - \lambda_8$	$-91.58 - 619.18t$	$-47.17 - 128.08t$
		8.0317 ч	$\lambda_{85} + \lambda_8$	$1.35 + 49.39t$	$-23.75 + 69.08t$
	$\Delta\theta_{II}$	282.3825 сут	Ω_{L85}	$-380.96 - 317.69t$	$233.76 + 442.30t$
		8.0318 ч	$\lambda_{85} - \lambda_8$	$3.10 - 400.41t$	$-16.92 + 2.71t$
		8.0317 ч	$\lambda_{85} + \lambda_8$	$-13.94 + 17.54t$	$-2.82 - 47.03t$
$\Delta\phi_{II}$	282.3825 сут	Ω_{L85}	$-477.84 - 592.77t$	$-683.67 - 648.58t$	
	8.0318 ч	$\lambda_{85} - \lambda_8$	$31.97 + 358.34t$	$23.09 + 551.57t$	
	8.0317 ч	$\lambda_{85} + \lambda_8$	$-4.14 - 84.34t$	$30.12 - 60.36t$	
Галатей (N6) $a = 61953$ км	$\Delta\Psi_{II}$	1.38 лет	Ω_{L86}	$663.08 + 136.89t$	$375.21 - 72.50t$
		10.2900 ч	$\lambda_{86} - \lambda_8$	$-66.57 + 514.96t$	$-54.65 - 1060.87t$
		10.2898 ч	$\lambda_{86} + \lambda_8$	$7.31 + 159.37t$	$-26.22 + 79.47t$
	$\Delta\theta_{II}$	1.38 лет	Ω_{L86}	$-187.30 - 73.04t$	$295.21 + 71.22t$
		10.2900 ч	$\lambda_{86} - \lambda_8$	$6.02 + 71.25t$	$-16.86 + 38.15t$
		10.2898 ч	$\lambda_{86} + \lambda_8$	$-13.10 + 59.26t$	$-5.41 - 130.67t$
$\Delta\phi_{II}$	1.38 лет	Ω_{L86}	$-522.07 - 133.74t$	$-349.22 + 146.09t$	
	10.2900 ч	$\lambda_{86} - \lambda_8$	$17.79 - 244.87t$	$23.90 + 520.54t$	
	10.2898 ч	$\lambda_{86} + \lambda_8$	$-10.60 - 246.30t$	$30.55 - 116.18t$	
Ларисса (N7) $a = 73548$ км	$\Delta\Psi_{II}$	2.51 лет	Ω_{L87}	$1806.02 - 848.12t$	$118.17 + 226.60t$
		13.3118 ч	$\lambda_{87} - \lambda_8$	$-68.02 + 132.30t$	$-45.80 - 657.36t$
		13.3116 ч	$\lambda_{87} + \lambda_8$	$5.09 + 122.77t$	$-21.56 + 71.90t$
	$\Delta\theta_{II}$	2.51 лет	Ω_{L87}	$508.21 - 659.05t$	$144.98 - 553.17t$
		13.3118 ч	$\lambda_{87} - \lambda_8$	$4.97 - 60.89t$	$-15.76 + 8.20t$
		13.3116 ч	$\lambda_{87} + \lambda_8$	$-12.31 + 36.29t$	$-4.56 - 91.24t$
$\Delta\phi_{II}$	2.51 лет	Ω_{L87}	$-310.88 + 961.44t$	$954.88 - 657.39t$	
	13.3118 ч	$\lambda_{87} - \lambda_8$	$19.96 - 62.90t$	$20.12 + 448.07t$	
	13.3116 ч	$\lambda_{87} + \lambda_8$	$-8.34 - 178.47t$	$26.95 - 84.38t$	
Протей (N8) $a = 117646$ км	$\Delta\Psi_{II}$	12.75 лет	Ω_{L88}	$935.82 + 2015.37t$	$1036.16 + 403.93t$
		1.12234 сут	$\lambda_{88} - \lambda_8$	$-55.84 + 7.55t$	$-31.44 - 320.73t$
		1.12229 сут	$\lambda_{88} + \lambda_8$	$4.98 + 92.08t$	$-15.39 + 45.44t$
	$\Delta\theta_{II}$	12.75 лет	Ω_{L88}	$-843.56 - 2614.47t$	$290.05 + 3772.29t$
		1.12234 сут	$\lambda_{88} - \lambda_8$	$3.92 - 97.00t$	$-12.58 - 3.69t$
		1.12229 сут	$\lambda_{88} + \lambda_8$	$-9.69 + 24.02t$	$-3.66 - 62.71t$
$\Delta\phi_{II}$	12.75 лет	Ω_{L88}	$-717.44 - 5549.44t$	$-1397.26 + 2477.01t$	
	1.12234 сут	$\lambda_{88} - \lambda_8$	$17.10 - 3.32t$	$13.28 + 296.31t$	
	1.12229 сут	$\lambda_{88} + \lambda_8$	$-7.18 - 126.51t$	$20.23 - 54.25t$	

Таблица 2. Углы вращения Тритона (α_0 , δ_0 , W) и их вековые, периодические и смешанные члены геодезического вращения

Тритон (N1)

$$\alpha_0 = 299.36 - 32.35\sin(N7) - 6.28\sin(2N7) - 2.08\sin(3N7) - 0.74\sin(4N7) - 0.28\sin(5N7) - \\ - 0.11\sin(6N7) - 0.07\sin(7N7) - 0.02\sin(8N7) - 0.01\sin(9N7)$$

$$\Delta\alpha_0 = -0.0005T - 8 \times 10^{-6}T^2 + 6.42 \times 10^{-5}\cos(N7) + 3.46 \times 10^{-4}\sin(N7) - \\ - 2.18 \times 10^{-5}T\cos(N7) + 4.88 \times 10^{-6}T\sin(N7) - \\ - 1.25 \times 10^{-5}\cos(2N7) + 9.27 \times 10^{-5}\sin(2N7) + 1.04 \times 10^{-6}T\cos(2N7) + 5.59 \times 10^{-6}T\sin(2N7) - \\ - 2.18 \times 10^{-6}\cos(3N7) + 2.60 \times 10^{-5}\sin(3N7) + 2.35 \times 10^{-6}T\cos(3N7) + 1.92 \times 10^{-6}T\sin(3N7)$$

$$\delta_0 = 41.17 + 22.55\cos(N7) + 2.10\cos(2N7) + 0.55\cos(3N7) + 0.16\cos(4N7) + \\ + 0.05\cos(5N7) + 0.02\cos(6N7) + 0.01\cos(7N7)$$

$$\Delta\delta_0 = -0.0002T + 1 \times 10^{-6}T^2 - 2.42 \times 10^{-4}\cos(N7) - 5.83 \times 10^{-5}\sin(N7) + \\ + 4.13 \times 10^{-6}T\cos(N7) - 1.06 \times 10^{-6}T\sin(N7) - \\ - 4.29 \times 10^{-5}\cos(2N7) - 1.19 \times 10^{-5}\sin(2N7) - 7.79 \times 10^{-7}T\cos(2N7) + 1.29 \times 10^{-6}T\sin(2N7) - \\ - 1.10 \times 10^{-5}\cos(3N7) - 1.30 \times 10^{-6}\sin(3N7) + 1.09 \times 10^{-7}T\cos(3N7) - 1.68 \times 10^{-7}T\sin(3N7)$$

$$W = 296.53 - 61.2572637d + 22.25\sin(N7) + 6.73\sin(2N7) + 2.05\sin(3N7) + \\ + 0.74\sin(4N7) + 0.28\sin(5N7) + 0.11\sin(6N7) + 0.05\sin(7N7) + 0.02\sin(8N7) + 0.01\sin(9N7)$$

$$\Delta W = 0.0007T + 5 \times 10^{-6}T^2 - 1.99 \times 10^{-4}\cos(N7) + 3.34 \times 10^{-4}\sin(N7) + \\ + 1.41 \times 10^{-5}T\cos(N7) - 1.76 \times 10^{-7}T\sin(N7) + \\ + 2.74 \times 10^{-6}\cos(2N7) - 8.33 \times 10^{-5}\sin(2N7) - 9.68 \times 10^{-7}T\cos(2N7) + 2.56 \times 10^{-6}T\sin(2N7) - \\ - 7.29 \times 10^{-8}\cos(3N7) - 3.07 \times 10^{-5}\sin(3N7) - 3.12 \times 10^{-7}T\cos(3N7) - 2.45 \times 10^{-6}T\sin(3N7)$$

Таблица 3. Углы вращения внутренних спутников Нептуна (α_0 , δ_0 , W) и их вековые, периодические и смешанные члены геодезического вращения

Наяда (N3)	Таласса (N4)
$\alpha_0 = 299.36 + 0.70\sin(N) - 6.49\sin(N1) + 0.25\sin(2N1)$ $\Delta\alpha_0 = 0.1098T + 0.0002T^2 +$ $+ 1.50 \times 10^{-6}\cos(N1) + 4.87 \times 10^{-6}\sin(N1) -$ $- 2.04 \times 10^{-6}T\cos(N1) - 7.55 \times 10^{-7}T\sin(N1) +$ $+ 1.32 \times 10^{-9}\cos(N10) + 1.08 \times 10^{-9}\sin(N10) +$ $+ 2.91 \times 10^{-9}T\cos(N10) - 4.37 \times 10^{-9}T\sin(N10) -$ $- 2.88 \times 10^{-9}\cos(N11) - 1.41 \times 10^{-8}\sin(N11) -$ $- 2.94 \times 10^{-8}T\cos(N11) + 2.64 \times 10^{-9}T\sin(N11)$	$\alpha_0 = 299.36 + 0.70\sin(N) - 0.28\sin(N2)$ $\Delta\alpha_0 = 0.1006T + 0.0002T^2 +$ $+ 1.22 \times 10^{-7}\cos(N2) + 1.71 \times 10^{-7}\sin(N2) +$ $+ 8.62 \times 10^{-8}T\cos(N2) + 6.73 \times 10^{-9}T\sin(N2) +$ $+ 7.89 \times 10^{-9}\cos(N12) + 1.03 \times 10^{-8}\sin(N12) +$ $+ 2.76 \times 10^{-8}T\cos(N12) - 1.78 \times 10^{-8}T\sin(N12) +$ $+ 4.86 \times 10^{-9}\cos(N13) - 4.61 \times 10^{-9}\sin(N13) -$ $- 3.99 \times 10^{-9}T\cos(N13) - 2.13 \times 10^{-9}T\sin(N13)$
$\delta_0 = 43.36 - 0.51\cos(N) - 4.75\cos(N1) + 0.09\cos(2N1)$ $\Delta\delta_0 = 0.0361T + 0.0005T^2 +$ $+ 6.02 \times 10^{-6}\cos(N1) - 1.17 \times 10^{-6}\sin(N1) +$ $+ 2.97 \times 10^{-7}T\cos(N1) + 2.24 \times 10^{-6}T\sin(N1) +$ $+ 1.91 \times 10^{-10}\cos(N10) + 5.05 \times 10^{-10}\sin(N10) +$ $+ 3.18 \times 10^{-9}T\cos(N10) + 7.46 \times 10^{-10}T\sin(N10) -$ $- 6.93 \times 10^{-9}\cos(N11) - 4.82 \times 10^{-9}\sin(N11) -$ $- 1.00 \times 10^{-8}T\cos(N11) + 7.36 \times 10^{-9}T\sin(N11)$	$\delta_0 = 43.45 - 0.51\cos(N) - 0.21\cos(N2)$ $\Delta\delta_0 = 0.0331T + 0.0004T^2 +$ $+ 2.01 \times 10^{-7}\cos(N2) - 8.51 \times 10^{-8}\sin(N2) -$ $- 3.00 \times 10^{-8}T\cos(N2) - 8.74 \times 10^{-8}T\sin(N2) +$ $+ 7.68 \times 10^{-9}\cos(N12) + 1.12 \times 10^{-9}\sin(N12) +$ $+ 5.55 \times 10^{-9}T\cos(N12) - 1.49 \times 10^{-8}T\sin(N12) +$ $+ 3.43 \times 10^{-9}\cos(N13) + 2.38 \times 10^{-9}\sin(N13) +$ $+ 4.85 \times 10^{-9}T\cos(N13) - 4.10 \times 10^{-9}T\sin(N13)$
$W = 254.06 + 1222.8441209d -$ $- 0.48\sin(N) + 4.40\sin(N1) - 0.27\sin(2N1)$ $\Delta W = -0.1311T + 0.0001T^2 +$ $+ 4.30 \times 10^{-6}\cos(N1) + 1.50 \times 10^{-5}\sin(N1) -$ $- 3.54 \times 10^{-7}T\cos(N1) + 1.40 \times 10^{-6}T\sin(N1) -$ $- 1.36 \times 10^{-9}\cos(N10) - 1.06 \times 10^{-9}\sin(N10) -$ $- 1.70 \times 10^{-9}T\cos(N10) + 2.24 \times 10^{-9}T\sin(N10) +$ $+ 4.75 \times 10^{-9}\cos(N11) + 2.33 \times 10^{-8}\sin(N11) +$ $+ 4.23 \times 10^{-8}T\cos(N11) - 4.63 \times 10^{-9}T\sin(N11)$	$W = 102.06 + 1155.7555612d -$ $- 0.48\sin(N) + 0.19\sin(N2)$ $\Delta W = -0.1209T + 0.0002T^2 +$ $+ 1.69 \times 10^{-7}\cos(N2) + 6.53 \times 10^{-7}\sin(N2) +$ $+ 1.46 \times 10^{-8}T\cos(N2) - 4.85 \times 10^{-8}T\sin(N2) -$ $- 1.33 \times 10^{-8}\cos(N12) - 1.74 \times 10^{-8}\sin(N12) -$ $- 4.21 \times 10^{-8}T\cos(N12) + 2.78 \times 10^{-8}T\sin(N12) -$ $- 2.08 \times 10^{-9}\cos(N13) + 2.52 \times 10^{-9}\sin(N13) -$ $- 5.43 \times 10^{-10}T\cos(N13) - 3.22 \times 10^{-9}T\sin(N13)$
Деспина (N5)	Галатея (N6)
$\alpha_0 = 299.36 + 0.70\sin(N) - 0.09\sin(N3)$ $\Delta\alpha_0 = 0.0892T + 0.0001T^2 -$ $- 9.27 \times 10^{-9}\cos(N3) - 2.83 \times 10^{-8}\sin(N3) +$ $+ 7.74 \times 10^{-10}T\cos(N3) - 1.36 \times 10^{-8}T\sin(N3) +$ $+ 5.17 \times 10^{-9}\cos(N14) + 1.56 \times 10^{-8}\sin(N14) +$ $+ 2.14 \times 10^{-9}T\cos(N14) + 4.06 \times 10^{-9}T\sin(N14) +$ $+ 3.49 \times 10^{-9}\cos(N15) - 2.39 \times 10^{-9}\sin(N15) -$ $- 1.86 \times 10^{-9}T\cos(N15) - 5.56 \times 10^{-10}T\sin(N15)$	$\alpha_0 = 299.36 + 0.70\sin(N) - 0.07\sin(N4)$ $\Delta\alpha_0 = 0.0590T + 0.0001T^2 +$ $+ 3.26 \times 10^{-8}\cos(N4) - 1.55 \times 10^{-8}\sin(N4) +$ $+ 3.72 \times 10^{-9}T\cos(N4) - 4.53 \times 10^{-9}T\sin(N4) +$ $+ 6.42 \times 10^{-9}\cos(N16) + 1.19 \times 10^{-8}\sin(N16) +$ $+ 1.81 \times 10^{-8}T\cos(N16) - 7.36 \times 10^{-9}T\sin(N16) +$ $+ 3.50 \times 10^{-9}\cos(N17) - 3.24 \times 10^{-9}\sin(N17) -$ $- 3.34 \times 10^{-9}T\cos(N17) - 1.73 \times 10^{-9}T\sin(N17)$
$\delta_0 = 43.45 - 0.51\cos(N) - 0.07\cos(N3)$ $\Delta\delta_0 = 0.0294T + 0.0003T^2 +$ $+ 9.19 \times 10^{-9}\cos(N3) + 5.86 \times 10^{-8}\sin(N3) -$ $- 1.50 \times 10^{-8}T\cos(N3) + 5.04 \times 10^{-9}T\sin(N3) +$ $+ 6.84 \times 10^{-9}\cos(N14) + 4.17 \times 10^{-9}\sin(N14) +$ $+ 6.65 \times 10^{-10}T\cos(N14) + 1.36 \times 10^{-8}T\sin(N14) +$ $+ 2.00 \times 10^{-9}\cos(N15) + 3.46 \times 10^{-9}\sin(N15) +$ $+ 8.29 \times 10^{-10}T\cos(N15) - 7.20 \times 10^{-10}T\sin(N15)$	$\delta_0 = 43.43 - 0.51\cos(N) - 0.05\cos(N4)$ $\Delta\delta_0 = 0.0194T + 0.0002T^2 -$ $- 2.87 \times 10^{-9}\cos(N4) + 1.16 \times 10^{-8}\sin(N4) -$ $- 1.92 \times 10^{-9}T\cos(N4) + 2.36 \times 10^{-10}T\sin(N4) +$ $+ 7.24 \times 10^{-9}\cos(N16) + 2.07 \times 10^{-9}\sin(N16) +$ $+ 4.82 \times 10^{-9}T\cos(N16) - 4.54 \times 10^{-9}T\sin(N16) +$ $+ 2.80 \times 10^{-9}\cos(N17) + 2.93 \times 10^{-9}\sin(N17) +$ $+ 2.89 \times 10^{-9}T\cos(N17) - 2.37 \times 10^{-9}T\sin(N17)$

Таблица 3. Окончание

$W = 306.51 + 1075.7341562d - 0.49\sin(N) + 0.06\sin(N3)$ $\Delta W = -0.1073T + 0.0002T^2 +$ $+ 2.88 \times 10^{-9}\cos(N3) + 2.55 \times 10^{-7}\sin(N3) -$ $- 4.63 \times 10^{-9}T\cos(N3) + 2.94 \times 10^{-9}T\sin(N3) -$ $- 8.63 \times 10^{-9}\cos(N14) - 2.41 \times 10^{-8}\sin(N14) +$ $+ 1.08 \times 10^{-8}T\cos(N14) - 7.90 \times 10^{-9}T\sin(N14) +$ $+ 1.91 \times 10^{-10}\cos(N15) + 8.06 \times 10^{-10}\sin(N15) +$ $+ 1.28 \times 10^{-9}T\cos(N15) - 7.59 \times 10^{-10}T\sin(N15)$	$W = 258.09 + 839.6597686d - 0.48\sin(N) + 0.05\sin(N4)$ $\Delta W = -0.0710T + 0.0001T^2 +$ $+ 1.13 \times 10^{-8}\cos(N4) + 1.93 \times 10^{-7}\sin(N4) +$ $+ 5.92 \times 10^{-10}T\cos(N4) + 3.43 \times 10^{-9}T\sin(N4) -$ $- 1.11 \times 10^{-8}\cos(N16) - 1.94 \times 10^{-8}\sin(N16) -$ $- 2.37 \times 10^{-8}T\cos(N16) + 1.08 \times 10^{-8}T\sin(N16) -$ $- 2.92 \times 10^{-10}\cos(N17) + 1.04 \times 10^{-9}\sin(N17) +$ $+ 9.90 \times 10^{-10}T\cos(N17) - 1.77 \times 10^{-9}T\sin(N17)$
Ларисса (N7)	Протей (N8)
$\alpha_0 = 299.36 + 0.70\sin(N) - 0.27\sin(N5)$ $\Delta\alpha_0 = 0.0385T + 0.0001T^2 +$ $+ 2.23 \times 10^{-7}\cos(N5) + 3.65 \times 10^{-7}\sin(N5) -$ $- 1.51 \times 10^{-8}T\cos(N5) - 3.07 \times 10^{-9}T\sin(N5) +$ $+ 5.13 \times 10^{-9}\cos(N18) + 1.20 \times 10^{-8}\sin(N18) +$ $+ 1.10 \times 10^{-8}T\cos(N18) - 3.08 \times 10^{-9}T\sin(N18) +$ $+ 2.86 \times 10^{-9}\cos(N19) - 2.75 \times 10^{-9}\sin(N19) -$ $- 2.60 \times 10^{-9}T\cos(N19) - 1.48 \times 10^{-9}T\sin(N19)$	$\alpha_0 = 299.27 + 0.70\sin(N) - 0.05\sin(N6)$ $\Delta\alpha_0 = 0.0119T + 6 \times 10^{-6}T^2 -$ $- 6.99 \times 10^{-8}\cos(N6) - 1.09 \times 10^{-7}\sin(N6) +$ $+ 1.05 \times 10^{-7}T\cos(N6) - 1.18 \times 10^{-7}T\sin(N6) +$ $+ 3.34 \times 10^{-9}\cos(N20) + 9.90 \times 10^{-9}\sin(N20) +$ $+ 5.28 \times 10^{-9}T\cos(N20) - 1.56 \times 10^{-9}T\sin(N20) +$ $+ 2.01 \times 10^{-9}\cos(N21) - 2.30 \times 10^{-9}\sin(N21) -$ $- 1.70 \times 10^{-9}T\cos(N21) - 1.18 \times 10^{-9}T\sin(N21)$
$\delta_0 = 43.41 - 0.51\cos(N) - 0.20\cos(N5)$ $\Delta\delta_0 = 0.0126T + 0.0001T^2 +$ $+ 3.79 \times 10^{-7}\cos(N5) - 2.27 \times 10^{-7}\sin(N5) +$ $+ 9.57 \times 10^{-9}T\cos(N5) + 2.06 \times 10^{-8}T\sin(N5) +$ $+ 6.48 \times 10^{-9}\cos(N18) + 2.42 \times 10^{-9}\sin(N18) +$ $+ 3.39 \times 10^{-9}T\cos(N18) + 8.88 \times 10^{-10}T\sin(N18) +$ $+ 2.33 \times 10^{-9}\cos(N19) + 2.85 \times 10^{-9}\sin(N19) +$ $+ 1.93 \times 10^{-9}T\cos(N19) - 1.59 \times 10^{-9}T\sin(N19)$	$\delta_0 = 42.91 - 0.51\cos(N) - 0.04\cos(N6)$ $\Delta\delta_0 = 0.0039T + 0.0001T^2 -$ $- 7.47 \times 10^{-9}\cos(N6) + 1.64 \times 10^{-7}\sin(N6) -$ $- 9.99 \times 10^{-8}T\cos(N6) + 5.58 \times 10^{-8}T\sin(N6) +$ $+ 4.90 \times 10^{-9}\cos(N20) + 2.02 \times 10^{-9}\sin(N20) +$ $+ 1.85 \times 10^{-9}T\cos(N20) + 2.48 \times 10^{-9}T\sin(N20) +$ $+ 1.76 \times 10^{-9}\cos(N21) + 2.20 \times 10^{-9}\sin(N21) +$ $+ 1.36 \times 10^{-9}T\cos(N21) - 1.11 \times 10^{-9}T\sin(N21)$
$W = 179.41 + 649.0534470d - 0.48\sin(N) + 0.19\sin(N5)$ $\Delta W = -0.0462T + 0.0001T^2 +$ $+ 3.16 \times 10^{-7}\cos(N5) + 8.93 \times 10^{-7}\sin(N5) -$ $- 7.86 \times 10^{-9}T\cos(N5) + 5.01 \times 10^{-9}T\sin(N5) -$ $- 9.08 \times 10^{-9}\cos(N18) - 1.92 \times 10^{-8}\sin(N18) -$ $- 1.10 \times 10^{-8}T\cos(N18) + 3.61 \times 10^{-9}T\sin(N18) +$ $+ 2.79 \times 10^{-10}\cos(N19) + 7.98 \times 10^{-10}\sin(N19) +$ $+ 1.18 \times 10^{-9}T\cos(N19) - 9.53 \times 10^{-10}T\sin(N19)$	$W = 93.38 + 320.7654228d - 0.48\sin(N) + 0.04\sin(N6)$ $\Delta W = -0.0141T + 5 \times 10^{-5}T^2 -$ $- 4.30 \times 10^{-8}\cos(N6) + 3.44 \times 10^{-7}\sin(N6) +$ $+ 8.30 \times 10^{-8}T\cos(N6) - 8.57 \times 10^{-8}T\sin(N6) -$ $- 6.21 \times 10^{-9}\cos(N20) - 1.55 \times 10^{-8}\sin(N20) -$ $- 3.11 \times 10^{-9}T\cos(N20) + 1.16 \times 10^{-9}T\sin(N20) +$ $+ 5.22 \times 10^{-10}\cos(N21) + 7.65 \times 10^{-10}\sin(N21) +$ $+ 7.49 \times 10^{-10}T\cos(N21) - 4.79 \times 10^{-10}T\sin(N21)$

$$N16 = \lambda_{86} - \lambda_8 = -46^\circ.26 + 30668354^\circ.56T, N17 = \lambda_{86} + \lambda_8 = 202^\circ.44 + 30668791^\circ.53T,$$

$$N18 = \lambda_{87} - \lambda_8 = -124^\circ.94 + 23706458^\circ.67T, N19 = \lambda_{87} + \lambda_8 = 123^\circ.76 + 23706895^\circ.64T,$$

$$N20 = \lambda_{88} - \lambda_8 = -210^\circ.97 + 11715738^\circ.58T, N21 = \lambda_{88} + \lambda_8 = 37^\circ.73 + 11716175^\circ.55T.$$

На рис. 1–4 представлена вычисленная скорость геодезического вращения спутников Нептуна в углах Эйлера. Белая линия на графиках показывает вековой ход.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для спутников Нептуна с известными параметрами вращения впервые были вычислены наиболее существенные периодические и смешанные члены геодезической нутации в углах их вращения относительно неподвижного экватора Земли эпохи J2000.0, определенного в международной системе координат (ICRF), и точки весеннего равноденствия эпохи J2000.0 и в углах Эйлера относительно их собственных систем координат. Были выявлены гармоники, вызванные

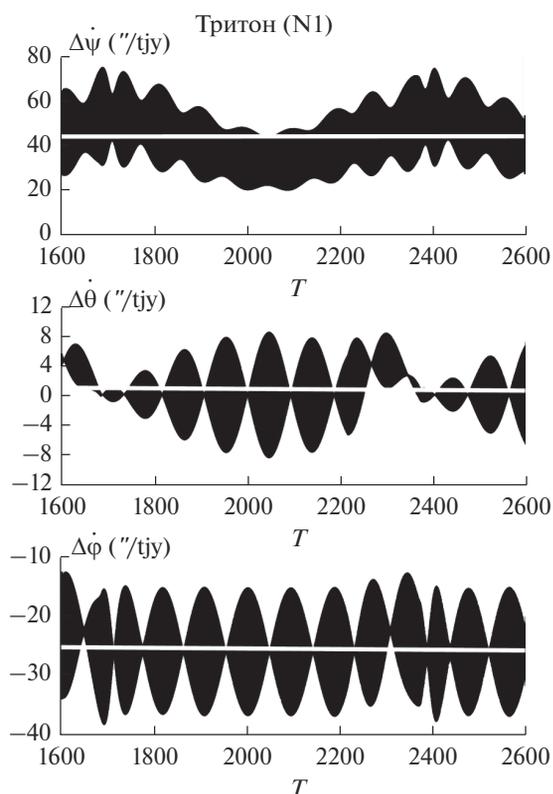


Рис. 1. Скорость изменения геодезического вращения Тритона в углах Эйлера (T – время в юлианских годах, $''/tjy$ – угловые секунды за тысячелетие).

орбитальным вращением и прецессией узлов орбит и отражающие определяющее влияние притяжения Нептуна и Солнца.

Было показано, что величины геодезической прецессии спутников Нептуна находятся в пределах от $43''.45$ за тысячу лет до $-6670''.30$ за тысячу лет. В системе исследуемых спутников Нептуна Тритон (рис. 1) представляет наибольший интерес. Этот спутник, как и спутники Урана, имеет положительное значение скорости геодезической прецессии и обратное вращение.

Скорость геодезической прецессии других спутников Нептуна оказалась в среднем на порядок выше скорости геодезической прецессии Меркурия, ближайшей к Солнцу планеты Солнечной системы и уступает только спутникам Юпитера.

Результаты исследований могут быть использованы для учета влияния геодезических эффектов при построении теории вращения тел, находящихся в системе с двумя притягивающими центрами, как, например, экзопланта, обращающаяся вокруг одного из компонентов двойной системы.

Полученные аналитические значения геодезического вращения исследованных небесных тел

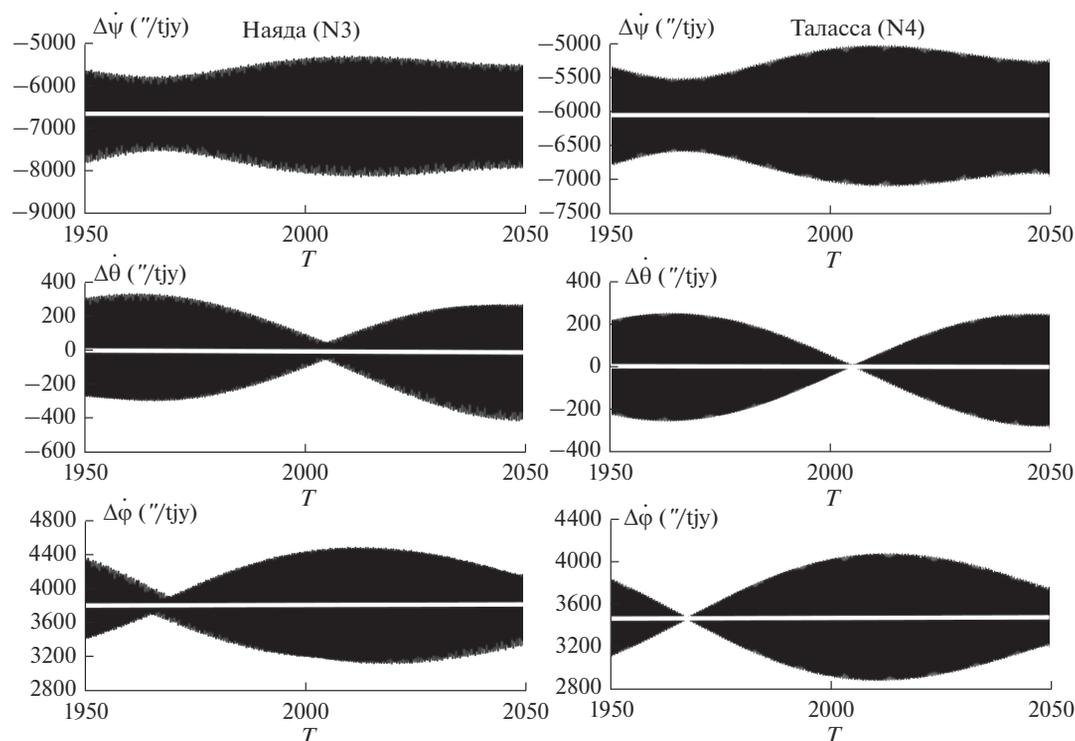


Рис. 2. Скорость изменения геодезического вращения Найды и Талассы в углах Эйлера (T – время в юлианских годах, $''/tjy$ – угловые секунды за тысячелетие).

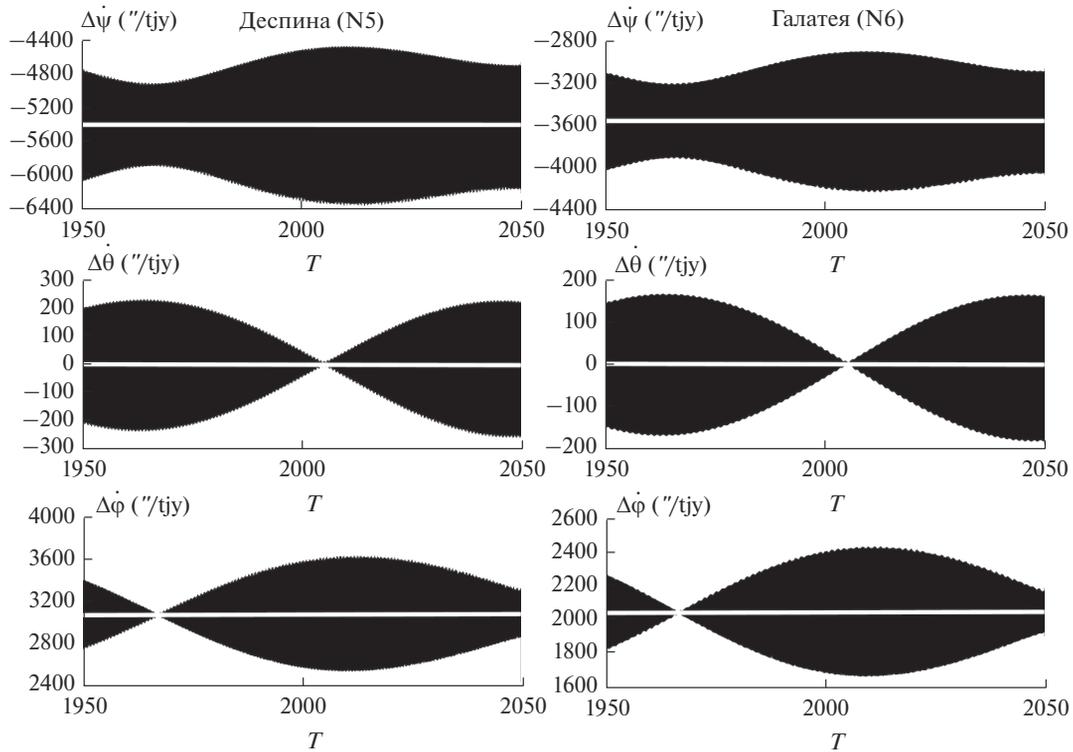


Рис. 3. Скорость изменения геодезического вращения Деспины и Галатеи в углах Эйлера (T – время в юлианских годах, $''/tjy$ – угловые секунды за тысячелетие).

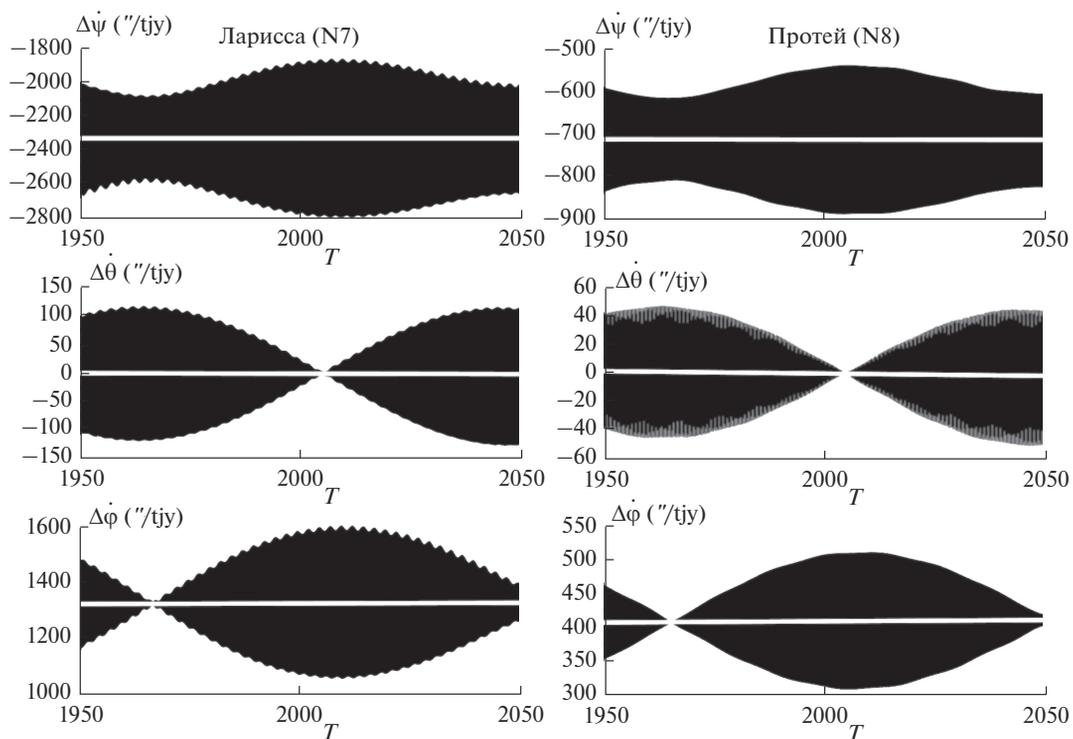


Рис. 4. Скорость изменения геодезического вращения Лариссы и Протея в углах Эйлера (T – время в юлианских годах, $''/tjy$ – угловые секунды за тысячелетие).

могут быть использованы для численного исследования их вращения в релятивистском приближении, а также для построения моделей вращательного движения экзолун.

Исследование выполнено при финансовой поддержке гранта Министерства науки и высшего образования РФ “Экзопланеты”, научный проект № 075-15-2020-780.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Пашкевич В.В.* Геодезическое (релятивистское) вращение тел Солнечной системы // Вестн. СПбГУ. 2016. Сер. 1. Т. 3 (61). Вып. 3. С. 506–516.
- Пашкевич В.В., Вершков А.Н.* Учет релятивистских эффектов во вращении Марса и его спутников // Астрон. вестн. 2021. Т. 53. № 6. С. 423–427.
(*Pashkevich V.V., Vershkov A.N.* Consideration of relativistic effects in the rotation of Mars and its satellites // Sol. Syst. Res. 2019. V. 53. № 6. P. 431–435.
<https://doi.org/10.1134/S0038094619060066>.
<https://doi.org/10.1134/S0320930X19060069>
- Пашкевич В.В., Вершков А.Н., Мельников А.В.* Динамика вращения внутренних спутников Юпитера // Астрон. вестн. 2021. Т. 55. № 1. С. 50–64.
(*Pashkevich V.V., Vershkov A.N., Mel'nikov A.V.* Rotational dynamics of the inner satellites of Jupiter // Sol. Syst. Res. 2021. V. 55. No 1. P. 47–60.
<https://doi.org/10.1134/S0038094620330035>.
<https://doi.org/10.31857/S0320930X20330038>
- Archinal B.A., Acton C.H., A'Hearn M.F., Conrad A., Consolmagno G.J., Duxbury T., Hestroffer D., Hilton J.L., Kirk R.L., Klioner S.A., McCarthy D., Meech K., Oberst J., Ping J., Seidelmann P.K., Tholen D.J., Thomas P.C., Williams I.P.* Report of the IAU Working Group on Cartographic Coordinates and Rotational Elements: 2015 // Celest. Mech. Dyn. Astron. 2018. V. 130. № 22. P. 1–46.
- Biscani F., Carloni S.* A first-order secular theory for the post-Newtonian two-body problem with spin. II. A complete solution for the angular coordinates in the restricted case // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. 2015. V. 446. P. 3062–3077.
- Brumberg V.A., Bretagnon P.* Kinematical Relativistic Corrections for Earth's Rotation Parameters // Proc. IAU Colloq. 180 / Eds Johnston K., McCarthy D., Luzum B., Kaplan G. U.S. Naval Observatory, 2000. P. 293–302.
- Folkner W.F., Williams J.G., Boggs D.H., Park R.S., Kuchynka P.* The Planetary and Lunar Ephemerides DE430 and DE431 // IPN Progress Report 42–196, February 15, 2014.
- Fox C., Wiegert P.* Exomoon candidates from transit timing variations: Eight Kepler systems with TTVs explainable by photometrically unseen exomoons // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. 2021. V. 501. P. 2378–2393.
- Giorgini J.D., Chodas P.W., Yeomans D.K.* Orbit Uncertainty and Close-Approach Analysis Capabilities of the Horizons On-Line Ephemeris System // 33rd AAS/DPS meeting in New Orleans. LA. Nov 26. 2001–Dec 01. 2001.
- Pashkevich V.V., Vershkov A.N.* Relativistic effects in the rotation of Jupiter's inner satellites /Artificial Satellites, Journal of Planetary Geodesy. 2020. V. 55. № 3. P. 118–129.
<https://doi.org/10.2478/arsa-2020-0009>
- Pashkevich V.V., Vershkov A.N.* Geodetic precession of the Sun, Solar System planets and their satellites // Artificial Satellites, J. Planetary Geodesy. 2022. V. 57. № 1. P. 77–109.
<https://doi.org/10.2478/arsa-2022-0005>.
- Smith B.A., Soderblom L.A., Banfield D., Barnet C., Basilevsky A.T., Beebe R.F., Bollinger K., Boyce J.M., Brahic A., Briggs G.A., Brown R.H., Chyba C., Collins S.A., Colvin T., Cook A.F., Crisp D., Croft S.K., Cruikshank D., Cuzzi J.N., Danielson G.E., Davies M.E., de Jong E., Dones L., Godfrey D., Goguen J., Grenier I., Haemmerle V.R., Hammel H., Hansen C.J., Helfenstein C.P., Howell C., Hunt G.E., Ingersoll A.P., Johnson T.V., Kargel J., Kirk R., Kuehn D.I., Limaye S., Masursky H., McEwen A., Morrison D., Owen T., Owen W., Pollack J.B., Porco C.C., Rages K., Rogers P., Rudy D., Sagan C., Schwartz J., Shoemaker E.M., Showalter M., Sicardy B., Simonelli D., Spencer J., Sromovsky L.A., Stoker C., Strom R.G., Suomi V.E., Synott S.P., Terrile R.J., Thomas P., Thompson W.R., Verbiscer A., Veverka J.* Voyager 2 at Neptune: Imaging science results // Science. 1989. V. 246. № 4936. P. 1422–1449.

УДК 521.1:523.4

ЭФЕМЕРИДЫ СПУТНИКОВ АСТЕРОИДОВ И ОЦЕНКА ИХ ТОЧНОСТИ

© 2022 г. Н. В. Емельянов^{a, b, *}, Ж.-Е. Arlot^b, D. Hestroffer^b,
М. И. Варфоломеев^a, А. С. Бескакотов^c

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

^bПарижская обсерватория, Институт небесной механики и вычисления эфемерид,
Париж, Франция

^cСпециальная астрофизическая обсерватория РАН,
Нижний Архыз, Россия

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

Поступила в редакцию 01.03.2022 г.

После доработки 22.03.2022 г.

Принята к публикации 03.04.2022 г.

Статья представляет новые результаты по моделированию движения и созданию эфемерид спутников астероидов на основе наблюдений. В предыдущих работах по проекту были построены эфемериды 62 спутников. С тех пор открыты новые спутники астероидов и опубликованы новые наблюдения. В статье даются найденные из наблюдений орбитальные параметры четырех новых спутников. Сообщается об обновлении эфемерид спутников на основе новых наблюдений. Важной и необходимой характеристикой эфемерид является их точность. В настоящей работе показано, как делаются оценки точности эфемерид, даны примеры оценок. Выявлено важное обстоятельство: для большого числа спутников точность эфемерид деградировала к настоящему времени настолько, что эфемериды стали практически непригодными. Имеется острая необходимость новых наблюдений спутников астероидов.

Ключевые слова: спутники астероидов, астероиды, наблюдения, эфемериды

DOI: 10.31857/S0320930X22050024

ВВЕДЕНИЕ

Эфемериды являются основным результатом изучения динамики спутников астероидов, поскольку они основаны на всех наших методах и знаниях, включая все имеющиеся наблюдения. Эфемериды в то же время являются основным инструментом дальнейших исследований. Они нужны для планирования новых наблюдений и проверки результатов. Эфемериды позволяют определять взаимное расположение объектов на любые моменты в будущем и прошлом. С их помощью можно вычислять заранее моменты и обстоятельства взаимных покрытий и затмений в системах астероидов со спутниками, чтобы организовать и провести фотометрические наблюдения этих явлений. Из таких наблюдений получают дополнительные данные о взаимных положениях спутника и астероида.

В предшествующей работе (Emelyanov, Drozdov, 2020) методом наименьших квадратов на основе всех опубликованных наблюдений определены параметры орбит 62 спутников астероидов. В работе (Emelyanov, Drozdov, 2021) сообщается о со-

здании сервера эфемерид спутников астероидов, который обеспечивает вычисление эфемерид на любые моменты времени путем запроса на странице интернета. Сервер имеет широкие возможности по типам выводимой информации.

Имелись две существенные причины для подготовки этой статьи. Первая причина состоит в том, что наблюдений спутников астероидов мало, выполнены они на коротких интервалах времени, распределены весьма неравномерно по орбите и во времени. Точность эфемерид оказывается весьма низкой и сильно деградирует со временем. Мы выполнили оценки точности эфемерид всех спутников астероидов, включенных в сервер эфемерид. В данной статье приведены и обсуждаются оценки точности.

Вторая причина заключается в том, что с течением времени открываются новые спутники, публикуются новые наблюдения. Необходимо определять орбиты и обновлять сервер эфемерид. С момента публикации наших предыдущих работ мы дополнительно определили орбиты четырех спутников. В настоящей статье мы приводим полу-

ченные из наблюдений значения параметров и оценки их точности.

Всякий раз, когда определяются параметры орбит, делается также оценка точности этих параметров. Однако оценок точности параметров недостаточно, чтобы найти точность эфемерид. Нужна дополнительная информация.

В работе (Emelyanov, 2010) протестированы три способа оценки точности эфемерид. Для первого из них нужны все имеющиеся наблюдения спутника. В этом методе фактически много раз повторяется определение орбит и вычисляются эфемериды на основе наблюдений в процессе вариаций ошибок наблюдений. Этот первый метод универсальный. Он применим во всех случаях.

Во втором методе для получения оценок точности наблюдения не нужны, но используется ковариационная матрица ошибок параметров, которая получилась при определении параметров из наблюдений. Даются случайные вариации параметров. Это приводят к вариациям эфемериды. Этот второй метод может применяться в том случае, когда параметры определяются методом наименьших квадратов.

В третьем методе нужен исходный набор наблюдений. Из этого набора делаются случайные выборки методом “bootstrap”. Для каждой выборки заново определяются параметры орбиты и эфемериды. Метод “bootstrap” выборки дает неудовлетворительный результат, когда наблюдений мало. Это как раз случай наблюдений спутников астероидов.

В любом из этих методов на каждый заданный момент времени получается большой набор возможных значений координат спутников. Статистические параметры этих значений дают нам оценку точности эфемерид.

Поскольку мы определяем методом наименьших квадратов орбиты спутников астероидов, в нашем распоряжении оказываются ковариационные матрицы ошибок параметров. Мы применяли второй из трех описанных выше способов оценки точности эфемерид. В настоящей статье описываются полученные оценки.

Нужно обратить внимание на то, что в применяемых методах предполагается локальная линейная зависимость измеряемых величин от определяемых параметров. В этих условиях оценки точности, сделанные применяемым методом, могут дать более оптимистичные результаты по сравнению с реальными обстоятельствами, которые нам неизвестны. В работах (Avdyushev, 2011; Баньщикова и др., 2021) исследуются последствия принятия предположения о вышеуказанной линейности, рассматриваются методы оценки нелинейности. В большинстве случаев для оценивания точности эфемерид вполне можно пользоваться

линейными оценками на основе ковариационных матриц, что мы и делали в нашей работе.

При создании сервера эфемерид спутников астероидов заранее предполагалось, что будут открываться новые спутники, будут появляться в публикациях новые результаты астрометрических наблюдений. Это требует постоянного обновления сервера эфемерид. По сравнению с предыдущей работой, к настоящему времени в сервер добавлены 4 новых спутника и обновлены эфемериды некоторых других спутников. Все эти добавления описаны в настоящей статье.

Отметим, что мы поддерживаем, сопровождаем и обновляем базу данных опубликованных наблюдений (Емельянов и др., 2018). База данных доступна в интернете по адресам <http://www.sai.msu.ru/neb/nss/html/obspos/babine.htm> или <http://nsdb.imcce.fr/obspos/babine.htm>

Мы помещаем обнаруженные наблюдения в эту базу данных. Ниже мы ссылаемся на порции наблюдений в этой базе данных.

СПОСОБЫ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ ОЦЕНОК ОШИБОК ЭФЕМЕРИД

Нет очевидного самого подходящего способа представления точности эфемерид. Согласно описанному выше методу, положение спутника на заданный момент эфемериды варьируется в пространстве. Соответственно, мы имеем вариации двух топоцентрических угловых координат.

Орбитальная долгота λ спутника зависит от времени t линейно

$$\lambda = n(t - t_0) + \lambda_0,$$

n – постоянная угловая скорость изменения долготы, λ_0 – значение долготы в начальный момент времени t_0 . Вариации параметра n приводят к вариациям долготы λ . При этом вариации долготы приблизительно линейно возрастают со временем. Таким образом, ошибки координат спутника вдоль траектории движения возрастают со временем. Вариации координат поперек траектории не обладают таким свойством. Поэтому необходимо вычислять отдельно ошибки эфемериды вдоль и поперек траектории.

Сначала описанным способом определяется ошибка топоцентрического положения спутника относительно главной компоненты, выраженная в секундах дуги. Однако такая оценка не дает правильного представления о точности эфемериды.

Дело в том, что размеры видимых на небе орбит спутников могут быть разными. При этом размеры изменяются со временем. Нас интересует ошибка видимого положения спутника, выраженная относительно большой полуоси орбиты. Мы вычисляли каждое видимое отклонение эфемеридного положения спутника отдельно вдоль и

поперек видимой траектории и выражали отклонение относительно большой полуоси орбиты. Затем по этим отклонениям отдельно определяли статистические параметры отклонений, т.е. ошибки эфемерид вдоль и поперек траектории, выраженные в значениях большой полуоси орбиты.

Очевидно, что так вычисленная ошибка эфемериды спутника возрастает со временем. То есть точность эфемериды деградирует. Мы делали оценки точности эфемериды для моментов времени от момента первого наблюдения до 1 января 2025 г. Если потребуется, интервал времени можно продлить.

Ошибка эфемериды выбранного спутника со временем может достигнуть размера орбиты. Тогда можно считать спутник потерянным, и даже неизвестно, с какой стороны от главной компоненты он находится. Спутник нужно открывать заново. Хорошо еще, что он недалеко улетит от своего астероида.

При больших ошибках эфемериды невозможно достоверно вычислить моменты и обстоятельства взаимных покрытий и затмений спутника и астероида. При этом неясно, как оценивать точность предвычисленных моментов явлений. Вероятность того, что явление состоится, трудно оценить.

Ошибка эфемериды можно представить в виде таблицы или графика, где ошибка дается для ряда моментов времени. Если моменты задать с малым шагом по времени, то таблица может оказаться слишком большой. Если шаг по времени имеет величину периода обращения спутника, то невозможно проследить, как ошибка изменяется на одном обороте. Мы приняли следующий порядок выбора моментов времени для эфемерид. Сначала точки моментов следуют в пределах одного оборота спутника с шагом, равным $1/20$ или $1/40$ от периода обращения, т.е. 20–40 точек на одном периоде. Далее делается заданный скачок по времени, и снова моменты следуют внутри одного оборота с малым шагом, как указано выше. Так отслеживается изменение точности эфемериды внутри периода обращения спутника и показывается изменение ошибки на большом интервале времени в несколько лет.

Есть спутники с очень большим периодом обращения. В таких случаях моменты оценки точности эфемерид следуют по всему интервалу с постоянным небольшим шагом.

Наблюдения, из которых получены модели движения спутников астероидов, обладают значительными погрешностями. Наблюдений мало. Интервалы времени наблюдений для некоторых спутников весьма малы. Эти обстоятельства приводят к большим ошибкам в получаемых эфемеридах.

РЕЗУЛЬТАТЫ ОЦЕНКИ ТОЧНОСТИ ЭФЕМЕРИД СПУТНИКОВ АСТЕРОИДОВ

Мы получили оценки точности эфемерид всех спутников астероидов, для которых определены параметры орбит. Ошибки эфемерид представлены в виде таблиц и графиков. Это весьма обширный материал. Его невозможно весь представить в данной статье. Поэтому мы предоставили доступ к таблицам и графикам для всех спутников через наш сервер эфемерид по адресам <http://nsdb.imcce.fr/multisat/nssAsthe.htm> или <http://www.sai.msu.ru/neb/nss/html/multisat/nssAsthe.htm>. Там при любой операции с эфемеридами выбранного спутника на странице появится ссылка на таблицу и ссылка на график, показывающие оценки точности эфемерид.

Здесь приведем примеры этих данных и дадим некоторые комментарии.

Рассмотрим пример изменения во времени погрешности эфемериды спутника Remus астероида (87) Sylvia. На рис. 1 показано изменение погрешности на интервале времени с февраля 2001 г. до 1 января 2025 г. Погрешность определена как среднеквадратичная величина случайных отклонений относительных положений спутника вдоль видимой траектории и выраженных в долях большой полуоси орбиты. Жирной линией на оси показан интервал времени наблюдений, использованных для определения орбиты. На графике видно, что на интервале времени наблюдений погрешность эфемериды соответствует точности наблюдений. Далее погрешность возрастает примерно линейно во времени. Точки графика, принадлежащие одной вертикали, показывают изменение погрешности на интервале времени в один оборот спутника. Для определения орбиты использовались 25 измеренных положений спутника на интервале времени примерно 11 лет. При этом одно наблюдение было сделано 23 февраля 2001 г., а следующее только 10 августа 2004 г. Такой отскок первого наблюдения во времени выразился в возрастании погрешности эфемериды в начале 2001 г. Из показанного анализа следует, что эфемериду спутника Remus астероида (87) Sylvia можно считать достоверной. Погрешность вычисленных положений к 2025 г. не превышает 0.1 от большой полуоси орбиты.

Рассмотрим теперь изменение во времени погрешности эфемериды спутника Pichi үñëm астероида (702) Alauda. На рис. 2 показано изменение погрешности на интервале времени с 26 августа 2007 г. до 1 января 2025 г. Погрешность определена описанным выше способом. Жирной линией на оси показан интервал времени наблюдений, использованных для определения орбиты. На графике видно, что на интервале времени наблюдений погрешность эфемериды составляет около 0.02 от величины большой полуоси орбиты. Далее

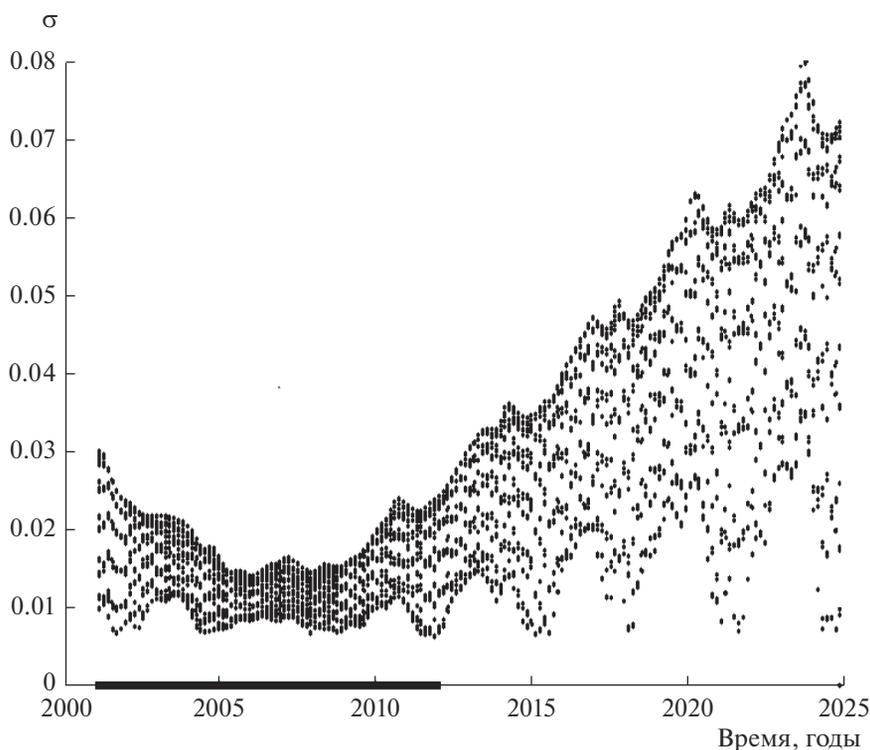


Рис. 1. Изменения во времени погрешности эфемерид спутника Remus астероида (87) Sylvia. Погрешность σ определена как среднеквадратичная величина случайных отклонений относительных положений спутника вдоль видимой траектории и выраженных в долях большой полуоси орбиты. Жирной линией на оси показан интервал времени наблюдений, использованных для определения орбиты.

по времени погрешность быстро возрастает. К 2015 г. погрешность вычисленных положений спутника имеет примерно величину большой полуоси орбиты. Это означает, что эфемерида с 2015 г. становится недостоверной. Причина такой погрешности – весьма малый интервал времени наблюдений, 50 суток, на которых основано определение орбиты. Конечно, предсказание взаимных покрытий и затмений в этой системе оказывается невозможным.

Таблица 1. Максимальные погрешности эфемерид некоторых спутников астероидов в течение заданных годов. Величины погрешностей вычислены вдоль видимых траекторий спутников на небе и выражены в долях большой полуоси орбиты

Астероид	Спутник	2023 г.	2024 г.	2025 г.
(22) Kalliope	Linus	0.00561	0.00576	0.00584
(31) Euphrosyne	S/2019(31)1	1.21236	0.95923	1.14169
(41) Daphne	Peneius	0.02031	0.02350	0.02427
(317) Roxane	Olympias	0.07761	0.07950	0.09219
(617) Patroclus	Menoetius	0.01389	0.01474	0.01555
(3548) Eurybates	Queta	0.25572	0.31757	0.42476

Еще один пример на рис. 3 показывает изменение со временем погрешности эфемерид спутника астероида 2000 CF105, который имеет очень большой орбитальный период 3979.676 сут., т.е. примерно 11 лет. Моменты времени для оценки точности эфемерид здесь следуют с шагом 63 сут.

Мы составили таблицу погрешностей эфемерид всех 66 спутников для 2023, 2024 и 2025 гг. В таблице даны максимальные значения погрешностей в течение каждого из этих годов. Погрешности определены как среднеквадратичные величины случайных отклонений относительных положений спутника вдоль видимой траектории и выраженных в долях большой полуоси орбиты. Для тех спутников, эфемериды которых не были обновлены, часть той таблицы, т.е. оценки точности, можно взять из публикации (Emelyanov, Drozdov, 2021). Для новых спутников и спутников с обновленными эфемеридами фрагмент этой таблицы мы даем здесь в табл. 1.

Анализ погрешности эфемерид по всему ансамблю 66 спутников астероидов позволяет сделать следующие выводы. Для 14 спутников эфемериды в 2023–2025 гг. оказываются недостоверными. Еще для 29 спутников погрешность эфемерид составляет от 0.1 до 0.5 от видимого размера большой полуоси орбиты. Только 23 спутника

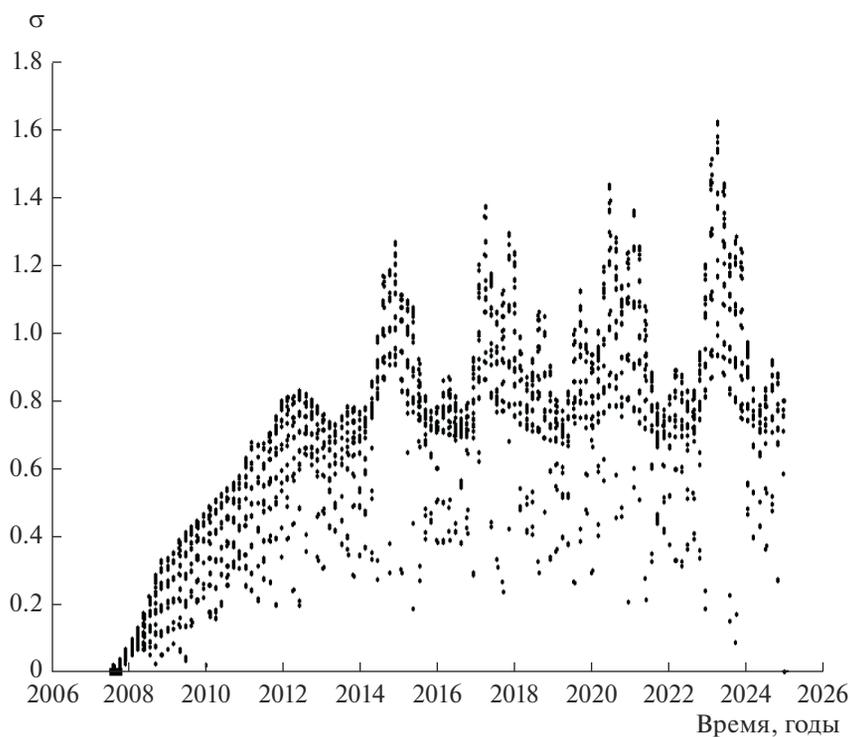


Рис. 2. Изменения во времени погрешности σ эфемериды спутника Pichi yijem астероида (702) Alauda. См. также комментарий в подписи к рис. 1.

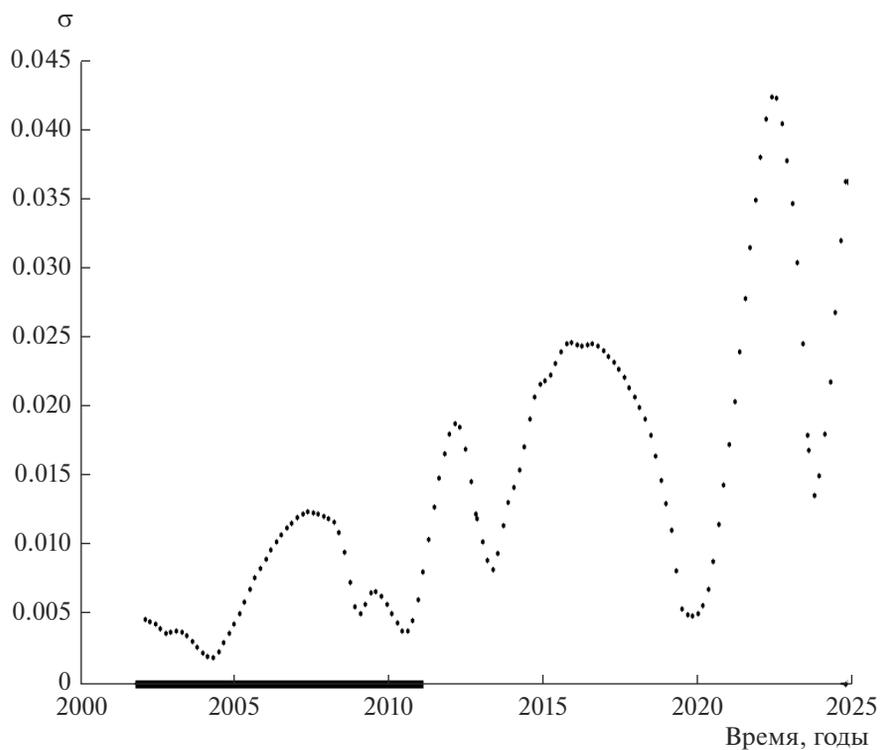


Рис. 3. Изменения во времени погрешности σ эфемериды спутника астероида 2000 CF105. См. также комментарий в подписи к рис. 1.

Таблица 2. Результаты определения параметров орбит новых спутников астероидов. Погрешности параметров (\pm) даны как значения 1σ ошибок, найденных по методу наименьших квадратов

Параметр	(31) Euphrosyne	(41) Daphne	(3548) Eurybates	(317) Roxane
Число наблюдений	5	30	9	43
Интервал времени наблюдений, лет	0.07	10.356	2.417	7.186
Эпоха, t_0 , MJD	58564.8	54550.1	58373.0	55159.0
n , угл. град/сут	297.70 ± 0.26	316.49843 ± 0.00023	4.263 ± 0.014	30.1407 ± 0.0012
e	0.047 ± 0.036	0.0080 ± 0.0033	0.117 ± 0.046	0.075 ± 0.012
i , угл. град	1.33 ± 0.31	128.2 ± 0.6	114.8 ± 9.6	161.1 ± 0.7
M_0 , угл. град	2.6 ± 9.6	346 ± 19	324 ± 17	95.96 ± 7.7
ω , угл. град	136 ± 19	186 ± 19	180 ± 15	314.3 ± 6.8
Ω , угл. град	77 ± 19	272.9 ± 0.6	325.3 ± 6.6	186.7 ± 2.0
a , км	673.7 ± 4.7	461.3 ± 1.9	2945 ± 318	245.3 ± 3.0
Период, сут	1.209	1.137	84.442	11.9440
Gm , км ³ /с ²	1.106 ± 0.025	0.401 ± 0.005	0.019 ± 0.006	0.00055 ± 0.00002

имеют достоверные эфемериды с ошибками, не превышающими 0.1 от видимого размера большой полуоси орбиты. Для 10 из них эфемериды оказываются достаточно точными с ошибками не больше 0.02 от видимого размера большой полуоси.

Кроме того, справедлива следующая закономерность: погрешность эфемерид пропорциональна погрешности наблюдений и обратно пропорциональна интервалу времени наблюдений, на которых основано определение орбиты.

РЕЗУЛЬТАТЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ОРБИТ СПУТНИКОВ АСТЕРОИДОВ, ОТКРЫТЫХ В ПОСЛЕДНЕЕ ВРЕМЯ

Со времени публикации нашей работы (Emelianov, Drozdov, 2020), когда мы определили орбиты 62 спутников, появились сообщения о новых наблюдениях спутников астероидов. Мы предприняли определение орбит новых четырех спутников.

Сначала мы помещаем новые наблюдения из публикаций в нашу базу данных. Затем берем новые наблюдения из этой базы данных, чтобы определять параметры орбит. Метод определения орбит описан в наших предшествующих работах. Здесь приведем результаты.

Мы называем одним наблюдением измеренные разности двух небесных координат спутника и астероида. Измерение координат выполняется в некоторый момент наблюдения t .

Орбитальными параметрами мы называем элементы кеплеровой орбиты: n – среднее движение, e – эксцентриситет, i – наклон, M – средняя аномалия в эпоху, ω – угловое расстояние пери-

центра от восходящего узла, Ω – долгота восходящего узла, a – большая полуось. Мы задаем некоторую эпоху t_0 для отсчета средней аномалии. Измеряемая величина X – это разность прямых восхождений спутника и астероида, умноженная на косинус склонения астероида, Y – разность склонений. Эти величины отсчитываются в геоэваториальной системе координат некоторой эпохи экватора и равноденствия. Определение элементов производится так, что получаемые элементы i , ω , Ω отсчитываются в той же системе координат. Заметим, что мы определяем параметры n и a из наблюдений независимо. Это позволяет найти потом суммарную массу системы m из известного соотношения

$$Gm = n^2 a^3,$$

где G – гравитационная постоянная.

В публикациях (Green, 2019; Yang и др., 2020) приведены данные 2 и 5 наблюдений, соответственно, спутника астероида (31) Euphrosyne. Наблюдения включены в нашу базу данных в порциях abin0158 и abin0159. Наблюдения в порции abin0159 повторяют два из наблюдений в порции abin0158. Фактически, мы имеем пять наблюдений. Эти пять наблюдений позволили нам определить орбиту спутника. Фактически, мы составили 10 условных уравнений для определения семи параметров. Такое малое число условных уравнений заведомо должно привести к низкой точности определяемых параметров. Правомочность такого решения находится под сомнением. Мы получили формальное решение методом наименьших квадратов. Полученные результаты помещены в табл. 2.

В публикации (Carrу и др., 2019) даны 30 наблюдений спутника Peneius астероида (41) Daphne.

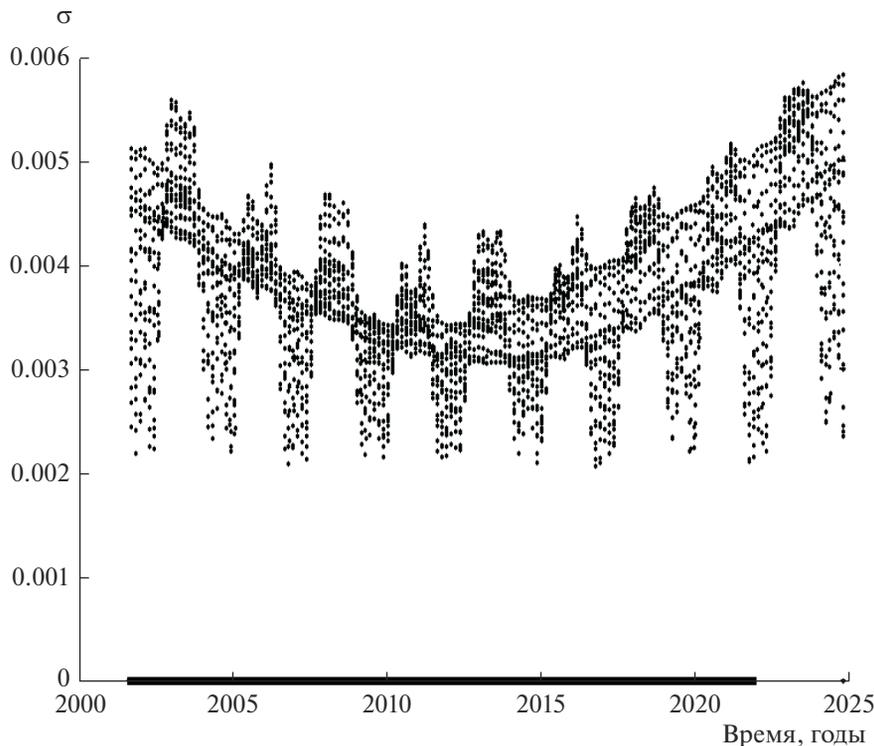


Рис. 4. Изменения во времени погрешности σ эфемериды спутника Linus астероида (22) Kalliope. См. также комментарий в подписи к рис. 1.

В нашей базе данных эти наблюдения содержатся в порции abin0160. Мы определили параметры орбиты этого спутника. Результаты приведены в табл. 2.

В публикации (Brown и др., 2021) приведены данные девяти наблюдений спутника Queta астероида (3548) Eurybates. В нашей базе данных эти наблюдения содержатся в порции abin0163. Мы нашли формальное решение для параметров орбиты этого спутника. Результаты приведены в табл. 2.

В публикации (Drummond и др., 2021) мы нашли данные 43 наблюдений спутника Oympias астероида (317) Roxane. В нашей базе данных эти наблюдения содержатся в порции abin0164. Мы определили параметры орбиты этого спутника. Результаты приведены в табл. 2.

Определение орбит этих четырех спутников было сделано также в работах, из которых мы взяли данные наблюдений. Сравнение наших результатов с результатами этих работ показывает, что различия в полученных параметрах орбит не превышают уровень оценок точности 3σ от оценки точности параметров. Отметим, что оценки точности параметров не отражают реальную точность эфемерид. Необходимо делать оценки точности эфемерид с использованием ковариационной матрицы ошибок параметров.

Низкая точность эфемерид спутника астероида (31) Euphrosyne, обусловленная малым составом наблюдений, показана графиком на рис. 5. Видно, что к настоящему времени эфемериды уже непригодны для использования, поскольку ошибки вычисляемых положений имеют величину, сравнимую с размерами орбиты.

ОБНОВЛЕНИЕ ЭФЕМЕРИД НЕКОТОРЫХ СПУТНИКОВ АСТЕРОИДОВ НА ОСНОВЕ НОВЫХ НАБЛЮДЕНИЙ

Кроме определения орбит новых спутников астероидов, были обновлены параметры орбит некоторых спутников, которые были ранее включены в сервер эфемерид. Обновление параметров делалось на основе нового состава наблюдений, расширенного путем добавления новых наблюдений.

Были обновлены эфемериды спутника Menoptius астероида (617) Patroclus. Наблюдения добавлены из порции abin0161 нашей базы данных. Туда результаты наблюдений попали из публикаций (Roth и др., 2001; Marchis и др., 2006). По сравнению с работой (Emelyanov, Drozdov, 2020) число наблюдений увеличилось с 9 до 21.

Были обновлены эфемериды спутника Linus астероида (22) Kalliope. Добавляемые результаты наблюдений были взяты из двух разных источни-

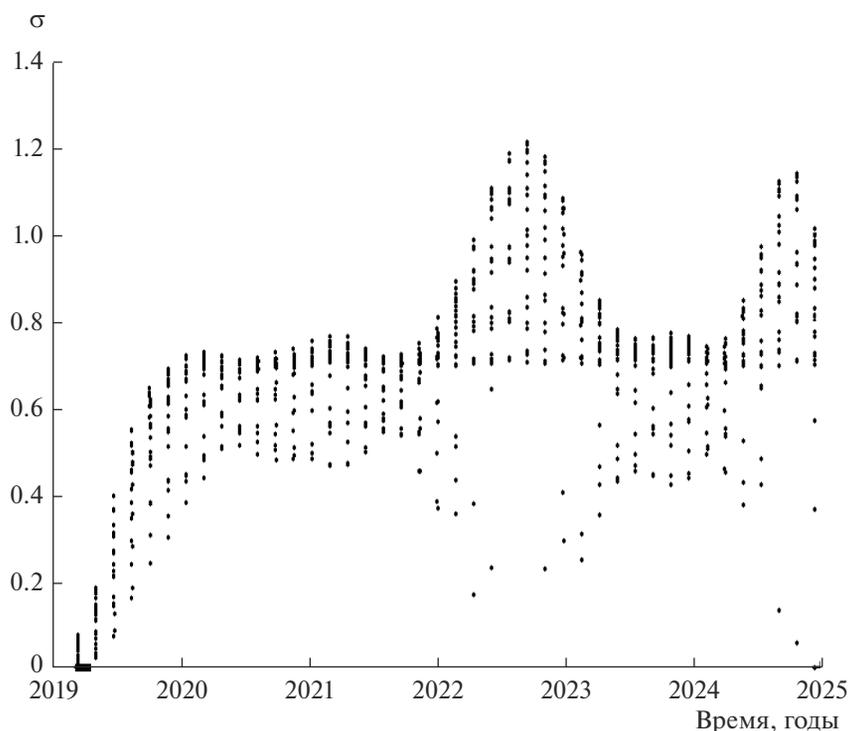


Рис. 5. Изменения во времени погрешности σ эфемериды спутника астероида (31) Euphrosyne. См. также комментарий в подписи к рис. 1.

ков. Первый — порция abin0134, из нашей базы данных. Эта порция наблюдений опубликована в работе (Vachier и др., 2012).

Вторая порция добавлена в результате наблюдений, выполненных на 6-м телескопе Специальной астрофизической обсерватории (САО) РАН с применением спекл-интерферометра на основе сверхчувствительного EMCCD детектора. В ходе этих наблюдений были проведены 27 спекл-интерферометрических серий изображений, каждая из которых состоит из 2000–6000 кадров, полученных с экспозицией от 20 до 100 мс в полосе спектра, соответствующей максимуму чувствительности детектора. Эти наблюдения астероида (22) Kalliope и его спутника проводились в интервале времени более 5 лет: с 18 сентября 2016 г. по 4 декабря 2017 г. (24 измерения) и 16 декабря 2021 г. (3 измерения). Результаты приведены в табл. 3.

После добавления новых наблюдений их число увеличилось со 115 до 154, а интервал времени наблюдений увеличился с 16.74 до 20.29 лет.

ДВА КРАЙНИХ ПРИМЕРА ОЦЕНКИ ТОЧНОСТИ ЭФЕМЕРИД СПУТНИКОВ АСТЕРОИДОВ

Рассмотрим здесь еще два примера орбит спутников астероидов. Один пример наилучшей точ-

ности эфемерид и один пример наихудшей точности эфемерид.

После добавления результатов наблюдений для спутника Linus астероида (22) Kalliope интервал времени наблюдений увеличился. Можно ожидать хорошей точности эфемерид.

Оценки точности для этого случая демонстрируются графиком на рис. 4.

На графике видно, что точность эфемеридных положений спутника Linus относительно самого астероида составляет 0.006 от размера орбиты. Это можно считать наиболее благоприятным случаем определения орбиты и эфемерид.

Теперь рассмотрим оценки точности для самого неблагоприятного случая, когда всего пять наблюдений выполнены на весьма коротком интервале времени 25.4 суток. Распределение погрешности эфемериды во времени для этого случая показано на рис. 5.

На рис. 5 видно, что уже через два года после последнего наблюдения спутника астероида (31) Euphrosyne точность эфемерид деградировала настолько, что ошибка относительного положения спутника имеет примерно величину размера орбиты. Такие эфемериды нельзя считать достоверными.

Отметим некоторое свойство оценок точности эфемерид, приведенных на графиках.

Таблица 3. Результаты наблюдений спутника Linus астероида (22) Kalliope, выполненных на БТА САО РАН в 2016–2021 годах. В колонке ρ указано угловое разделение между астероидом и спутником, в колонке Θ – позиционный угол, $\sigma\rho$ и $\sigma\Theta$ – соответствующие погрешности измерений

Момент, JD	ρ , мс дуги	$\sigma\rho$, мс дуги	Θ , угл. град	$\sigma\Theta$, угл. град
2457649.497917	517.0	3.0	186.5	0.9
2457649.505556	492.0	1.0	187.2	0.3
2457649.556944	468.0	4.0	188.2	1.0
2457649.561806	464.0	4.0	187.9	0.5
2457711.622917	575.0	1.0	0.0	0.3
2457712.285417	750.0	1.0	4.3	0.1
2457712.492361	593.0	1.0	5.6	0.1
2457712.615972	491.0	2.0	7.0	0.2
2457713.361111	509.0	6.0	179.9	0.5
2457713.618056	734.0	2.0	182.5	0.1
2457714.340278	548.0	7.0	187.1	0.3
2457714.409028	480.0	3.0	187.7	0.6
2457714.498611	367.0	10.0	190.2	0.2
2457793.242361	645.0	7.0	182.1	0.3
2457793.328472	575.0	2.0	186.8	0.9
2457793.413889	512.0	6.0	190.7	0.2
2457793.491667	460.0	8.0	195.0	0.5
2458089.600694	445.0	6.0	32.5	0.5
2458089.637500	448.0	2.0	29.4	0.5
2458090.547222	449.0	5.0	297.1	0.5
2458090.606250	456.0	3.0	290.5	0.5
2458090.648611	455.0	2.0	286.8	0.2
2458091.540972	449.0	6.0	199.8	0.3
2458091.579167	446.0	3.0	195.0	0.4
2459564.24899	619.0	9.0	7.5	0.7
2459564.31837	542.8	7.0	8.95	0.4
2459564.43233	407.9	4.0	11.8	0.5

Для каждого момента времени на графиках виден разброс значений. Это означает, что на одном периоде обращения спутника погрешность эфемериды значительно изменяется. Дело в том, что мы имеем проекцию орбиты на картинную плоскость. Эта плоскость перпендикулярна лучу зрения и проходит через главную компоненту системы астероид-спутник. Вектор относительной скорости спутника может лежать в картинной плоскости, тогда ошибка вдоль орбиты составляет ошибку в небесных координатах. Вектор относительной скорости спутника может располагаться перпендикулярно картинной плоскости. В этом случае ошибка вдоль пространственной орбиты спутника не видна на картинной плоскости. В процессе движения по орбите спутник может проходить столь разные места, что и приводит к разным оценкам эфемерид в небесных координатах.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение сформулируем кратко результаты работы.

В последнее время были открыты новые спутники астероидов и опубликованы новые наблюдения уже известных спутников. В результате настоящей работы определены орбиты четырех новых спутников астероидов и обновлены эфемериды ранее известных спутников. Найденные параметры орбит даны здесь в статье. Все новые построения эфемерид спутников астероидов отражаются в созданном сервере эфемерид, позволяющем получать эфемериды путем обращения на страницы сервера в интернете.

Построение эфемерид спутников астероидов сопровождается получением оценок точности. Мы делаем такие оценки и помещаем их в доступ в нашем сервере. В настоящей работе мы объяс-

нили, как это делается, и привели несколько примеров. Показано, что точность эфемерид существенно зависит от интервала времени наблюдений: чем больше интервал, тем точнее эфемериды.

Из оценок точности следует важный результат: для некоторого числа спутников точность эфемерид деградировала к настоящему времени настолько, что эфемериды стали практически непригодными. Имеется острая необходимость новых наблюдений спутников астероидов.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ (Россия) и НЦНИ (Франция) в рамках научного проекта № 19-52-150015-НЦНИ_a.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Баньщикова М.А., Авдюшев В.А., Шмидт Е.Е.* Нелинейность в обратных задачах динамики внешних спутников Юпитера // *Астрон. вестн.* 2021. Т. 55. № 5. С. 485–490.
(*Banshchikova M.A., Avdyushev V.A., Shmidt E.E.* Non-linearity in Inverse Problems of the Dynamics of Jupiter's Outer Satellites // *Sol. Syst. Res.* 2021. V. 55. Iss. 5. P. 475–480).
- Емельянов Н.В., Вашковьяк С.Н., Уральская В.С.* Источники и базы данных для изучения динамики спутников астероидов // *Астрон. вестн.* 2018. Т. 52. № 3. С. 260–266. (*Emel'yanov N.V., Vashkov'yak S.N., Ural'skaya V.S.* Sources and Databases for the Study of the Dynamics of Moons of Asteroids // *Sol. Syst. Res.* 2018. V. 52. Iss. 3. P. 260–265).
- Avdyushev V.* Nonlinear methods of statistic simulation of virtual parameter values for investigating uncertainties in orbits determined from observations // *Celest. Mech. and Dyn. Astron.* 2011. V. 110. № 4. P. 369–388.
- Brown M.E., Levison H.F., Noll K.S., Binzel R., Buie M.W., Grundy W., Marchi S., Olkin C.B., Spencer J., Statler T.S., Weaver H.* The orbit and density of the Jupiter Trojan satellite system Eurybates-Queta // *Planet. Sci. J.* 2021. V. 2. Iss. 5. id.170. (6 p.)
- Carry B., Vachier F., Berthier J., Marsset M., Vernazza P., Grice J., Merline W.J., Lagadec E., Fienga A., Conrad A., Podlowska-Gaca E., Santana-Ros T., Viikinkoski M., Hanuš J., Dumas C., Drummond J.D., Tamblyn P.M., Chapman C.R., Behrend R., Bernasconi L.* Homogeneous internal structure of CM-like asteroid (41) Daphne // *Astron. and Astrophys.* 2019. V. 623. id. A132. (36 p.).
- Drummond J.D., Merline W.J., Carry B., Conrad A., Tamblyn P., Enke B., Christou J., Dumas C., Chapman C.R., Durda D.D., Owen W.M., Grundy W.M., Reynolds O.R., Buckman M.D.* The orbit of asteroid (317) Roxane's satellite Olympias from Gemini, Keck, VLT and the SOR, and (22) Kalliope's Linus from the SOR // *Icarus.* 2021. V. 358. id. 114275.
- Emelyanov N.* Precision of the ephemerides of outer planetary satellites // *Planet. and Space Sci.* 2010. V. 58. P. 411–420.
- Emelyanov N.V., Drozdov A.E.* Determination of the orbits of 62 moons of asteroids based on astrometric observations // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2020. V. 494. P. 2410–2416.
- Emelyanov N.V., Drozdov A.E.* Asteroid satellite ephemeride service. Mutual occultations and eclipses // *Icarus.* 2021. V. 355. id. 114160.
- Green D.W.E.* New satellite around (31) Euphrosyne. Central Bureau for Astronomical Telegrams. 2019. N. 4627.
- Marchis F., Hestroffer D., Descamps P., Berthier J., Bouchez A.H., Campbell R.D., Chin J.C. Y., van Dam M.A., Hartman S.K., Johansson E.M., Lafon R.E., Le Mignant D., de Pater I., Stomski P.J., Summers D.M., Vachier F., Wizinovich P.L., Wong M.H.* A low density of 0.8 g cm^{-3} for the Trojan binary asteroid 617 Patroclus // *Nature.* 2006. V. 439. Iss. 7076. P. 565–567.
- Roth K.C., Guyon O., Chun M., Jensen J.B., Jorgensen I., Rigaut F., Walther D.M.* Hokupa'a performance and point spread function characterization // *Bull. Am. Astron. Soc.* 2001. V. 33. P. 785.
- Vachier F., Berthier J., Marchis F.* Determination of binary asteroid orbits with a genetic-based algorithm // *Astron. and Astrophys.* 2012. V. 543. id. A68. (9 p.).
- Yang B., Hanuš J., Carry B., Vernazza P., Brož M., Vachier F., Rambaux N., Marsset M., Chrenko O., Ševeček P., Viikinkoski M., Jehin E., Ferrais M., Podlowska-Gaca E., Drouard A., Marchis F., Birlan M., Benkhaldoun Z., Berthier J., Bartczak P.* Binary asteroid (31) Euphrosyne: ice-rich and nearly spherical // *Astron. and Astrophys.* 2020. V. 641. id. A80. (9 p.).

УДК 521.35

ВЫЯВЛЕНИЕ СТОЛКНОВИТЕЛЬНЫХ ОРБИТ АСТЕРОИДОВ ПРИ ЗАМЕТНОЙ НЕЛИНЕЙНОСТИ В ЗАДАЧЕ УЛУЧШЕНИЯ ОРБИТЫ

© 2022 г. А. П. Батуринов*

НИИ ПММ ТГУ, Томск, Россия

*e-mail: alexbaturin@sibmail.com

Поступила в редакцию 10.01.2022 г.

После доработки 29.01.2022 г.

Принята к публикации 21.02.2022 г.

Разработан метод выявления столкновительных орбит астероидов в начальной доверительной области при заметной нелинейности в задаче улучшения их орбит. Метод заключается в условной минимизации расстояния от астероида до Земли в каком-либо его рассматриваемом сближении с Землей. В методе накладывается ограничение на функцию представления наблюдений астероида, определяющее уровенную поверхность, соответствующую некоторой доверительной вероятности. Разработан полумпирический способ определения соответствия уровенных поверхностей и доверительной вероятности. Метод протестирован при выявлении столкновительных орбит для четырех потенциально опасных астероидов.

Ключевые слова: астероиды, столкновение, нелинейность, доверительная вероятность, условная минимизация

DOI: 10.31857/S0320930X22040016

ОПИСАНИЕ МЕТОДА

Данная работа продолжает исследования, опубликованные в работах автора (2016, 2020), и посвящена вопросу выявления столкновительных орбит потенциально опасных астероидов и оцениванию вероятности их столкновения с Землей. Этому вопросу посвящено множество работ, среди которых можно упомянуть: Milani (2006); Ivashkin, Stikhno (2007); Milani и др. (2009); Ивашкин, Стихно (2009); Железнов (2010); Прохоренко (2010); Соколов и др. (2012); Черницов и др. (2016); Ivashkin, Stikhno (2019).

Рассматриваемый в работе метод является обобщением метода, описанного в статье (Батуринов, 2020), и предназначен для выявления начальных параметров движения, приводящих к столкновению какого-либо астероида с Землей (далее “столкновительных орбит”), в начальной доверительной области, определяемой в результате улучшения орбиты астероида по данным его наблюдений. Обобщение заключается в том, что поиск столкновительных орбит выполняется не в доверительном эллипсоиде, а в области, задаваемой функцией задачи улучшения орбиты. Как показано в работах (Черницов и др., 2014; 2017), при заметной нелинейности в задаче улучшения орбиты эта область может существенно отличаться от эллипсоидальной. Рассматриваемый метод заклю-

чается в условной минимизации квадрата расстояния от астероида до Земли в каком-либо его рассматриваемом сближении. В методе налагается ограничение на среднеквадратическую ошибку представления наблюдений, т.е. выполняется поиск столкновительных орбит, расположенных на одной и той же уровенной поверхности, соответствующей некоторой доверительной вероятности. Вопрос определения соответствия уровенных поверхностей и доверительной вероятности будет рассмотрен ниже.

Описываемый метод функционально является развитием методов, основанных на условной оптимизации, применяемых, например, в работе (Батуринов, Черницов, 2001), а также в работах Ivashkin и Stikhno (2007; 2019).

Задачу поиска столкновительных орбит, расположенных на некоторой уровенной поверхности, можно представить в виде

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

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 ; $S(\mathbf{q}) = \sum_{i=1}^n (\Delta\alpha_i^2 \cos^2 \delta_i^{(0)} + \Delta\delta_i^2)$ – функция представления наблюдений; K – заданное постоянное значение этой функции, определяющее ее уровенную поверхность; λ –

множитель Лагранжа; $\Delta\alpha_i = \alpha_i(\mathbf{q}) - \alpha_i^{(0)}$ и $\Delta\delta_i = \delta_i(\mathbf{q}) - \delta_i^{(0)}$ – разности вычисленных и измеренных соответственно прямых восхождений и склонений объекта; n – число наблюдений.

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.

Условия минимума (1) можно записать в виде:

$$F_j = \frac{1}{2} \frac{\partial \Phi}{\partial q_j} = \Delta x \frac{\partial x}{\partial q_j} + \Delta y \frac{\partial y}{\partial q_j} + \Delta z \frac{\partial z}{\partial q_j} + \lambda \sum_{i=1}^n \left(\Delta\alpha_i \frac{\partial \alpha_i}{\partial q_j} \cos^2 \delta_i^{(0)} + \Delta\delta_j \frac{\partial \delta_i}{\partial q_j} \right) = 0 \quad (2)$$

$$(j = 1, \dots, 6),$$

$$F_7 = \frac{1}{2} \frac{\partial \Phi}{\partial \lambda} = \frac{1}{2} (S(\mathbf{q}) - K) = 0,$$

где $\mathbf{F} = (F_1, \dots, F_7)^T$ – вектор левых частей системы (2).

Систему уравнений (2) можно решить, например, с помощью метода Ньютона или каких-либо его модификаций. При улучшении орбит для этого обычно применяется так называемый “метод дифференциальных поправок”, заключающийся 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:

$$\frac{\partial F_j}{\partial q_k} = \frac{\partial x}{\partial q_j} \frac{\partial x}{\partial q_k} + \frac{\partial y}{\partial q_j} \frac{\partial y}{\partial q_k} + \frac{\partial z}{\partial q_j} \frac{\partial z}{\partial q_k} + \lambda \sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial \alpha_i}{\partial q_j} \frac{\partial \alpha_i}{\partial q_k} \cos^2 \delta_i^{(0)} + \frac{\partial \delta_i}{\partial q_j} \frac{\partial \delta_i}{\partial q_k} \right)$$

$$(j, k = 1, \dots, 6),$$

$$\frac{\partial F_j}{\partial \lambda} = \frac{\partial F_7}{\partial q_j} = \sum_{i=1}^n \left(\Delta\alpha_i \frac{\partial \alpha_i}{\partial q_j} \cos^2 \delta_i^{(0)} + \Delta\delta_j \frac{\partial \delta_i}{\partial q_j} \right)$$

$$(j = 1, \dots, 6),$$

$$\frac{\partial F_7}{\partial \lambda} = 0.$$

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; $D'(T) = 2(\Delta x \Delta \dot{x} + \Delta y \Delta \dot{y} + \Delta z \Delta \dot{z})$ – первая производная по моменту сближения от $D(T)$; $D''(T) = 2(\Delta \dot{x}^2 + \Delta \dot{y}^2 + \Delta \dot{z}^2 + [\Delta x \Delta \ddot{x} + \Delta y \Delta \ddot{y} + \Delta z \Delta \ddot{z}])$ – вторая производная. 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.

Рассмотрим теперь вопрос соответствия уровням поверхностей функции $S(\mathbf{q})$ доверительности при заметной нелинейности в задаче улучшения орбиты. Нелинейность этой задачи характеризуется так называемым коэффициентом нелинейности, который может определяться по-разному (Черницов и др., 2014). Здесь использован один из вариантов его определения, а именно коэффициент $\chi = 0.5(\sigma_{\max} - \sigma_{\min}) / (\sigma_{\min} - \sigma_0)$, где σ_{\max} и σ_{\min} – соответственно максимальная и минимальная среднеквадратическая ошибка представления наблюдений векторами начальных па-

раметров, расположенными на концах двенадцати полуосей доверительного эллипсоида, причем коэффициент увеличения эллипсоида принимается равным 4.5 (поскольку такое его значение соответствует доверительной вероятности 0.997 в шестимерном случае); σ_0 – среднеквадратическая ошибка представления наблюдений МНК-оценкой начальных параметров, полученной в результате минимизации функции $S(\mathbf{q})$. Заметим, что среднеквадратическая ошибка σ представления наблюдений каким-либо вектором \mathbf{q} вычисляется как $\sqrt{S(\mathbf{q})/(2n - 6)}$.

При сильной нелинейности коэффициент χ значительно превышает единицу, и в этом случае уровенные поверхности функции $S(\mathbf{q})$ заметно отличаются от эллипсоидальных. Примерная картина расположения уровенной поверхности относительно эллипсоидальной приведена на рис. 1. Эти поверхности, как показано в работах (Черницов и др., 2014; 2017), практически совпадают на концах наименьшей оси эллипсоида, в этих точках (обозначенных знаком “•”) среднеквадратическая ошибка представления наблюдений минимальна для всей поверхности эллипсоида, что и отражено на рис. 1.

Практическое совпадение уровенной и эллипсоидальной поверхности позволяет использовать значения функции $S(\mathbf{q})$ в этих точках как значения, определяющие уровенную поверхность, соответствующую эллипсоидальной поверхности с

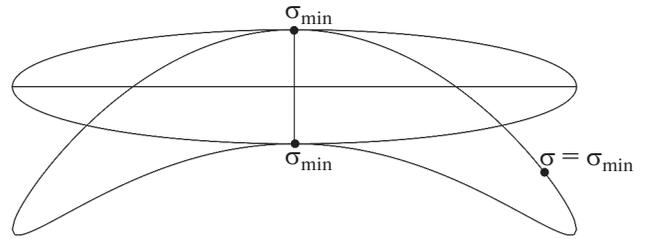


Рис. 1. Примерное расположение уровенной поверхности относительно эллипсоидальной в двумерном случае.

заданной доверительной вероятностью. Зависимость же доверительной вероятности от размера эллипсоидальной поверхности, т.е. от коэффициента k увеличения доверительного эллипсоида, является взаимно-однозначной, формулы для ее вычисления выведены в работах (Черницов и др., 2007; Сюсина и др., 2012; Батурин, 2020). В табл. 1 приведен (с точностью до семи знаков после запятой) ряд значений доверительной вероятности для шестимерного пространства, вычисленной по этим формулам.

Таким образом, в качестве значения K уровенной поверхности функции $S(\mathbf{q})$, соответствующего заданной доверительной вероятности, можно принять величину $(2n - 6)\sigma_{\min}^2$.

Таблица 1. Доверительная вероятность p в зависимости от коэффициента k увеличения доверительного эллипсоида в шестимерном пространстве

k	p	k	p	k	p	k	p
0.1	0.0000000	1.9	0.2707182	3.7	0.9667026	5.5	0.9999648
0.2	0.0000013	2.0	0.3233236	3.8	0.9749107	5.6	0.9999784
0.3	0.0000147	2.1	0.3786267	3.9	0.9813152	5.7	0.9999869
0.4	0.0000804	2.2	0.4355078	4.0	0.9862460	5.8	0.9999921
0.5	0.0002965	2.3	0.4928079	4.1	0.9899925	5.9	0.9999953
0.6	0.0008498	2.4	0.5493950	4.2	0.9928023	6.0	0.9999972
0.7	0.0020419	2.5	0.6042243	4.3	0.9948825	6.1	0.9999984
0.8	0.0043044	2.6	0.6563863	4.4	0.9964031	6.2	0.9999991
0.9	0.0081971	2.7	0.7051412	4.5	0.9975006	6.3	0.9999995
1.0	0.0143877	2.8	0.7499387	4.6	0.9982830	6.4	0.9999997
1.1	0.0236121	2.9	0.7904225	4.7	0.9988338	6.5	0.9999998
1.2	0.0366199	3.0	0.8264219	4.8	0.9992168	6.6	0.9999999
1.3	0.0541093	3.1	0.8579341	4.9	0.9994799	6.7	1.0000000
1.4	0.0766596	3.2	0.8850978	5.0	0.9996585	6.8	1.0000000
1.5	0.1046694	3.3	0.9081638	5.1	0.9997783	6.9	1.0000000
1.6	0.1383068	3.4	0.9274640	5.2	0.9998577	7.0	1.0000000
1.7	0.1774790	3.5	0.9433816	5.3	0.9999096	7.1	1.0000000
1.8	0.2218227	3.6	0.9563244	5.4	0.9999433	7.2	1.0000000

Таблица 2. Значения σ_0 и b для рассматриваемых астероидов

Астероид	σ_0	b
2012 QD8	0.314145255954''	0.000983958742038''
2021 EU	0.217907172849''	0.000881464350620''
2021 GX9	0.460394069932''	0.001479070893158''
2021 QM1	0.345858661057''	0.000569358124535''
2020 PC5	0.250476040679''	0.000422040606227''
2020 PF7	0.168428513723''	0.001177743332847''
2020 QK6	0.511024051744''	0.002066964195520''
2020 PR3	0.165609273071''	0.000546075034815''

Для установления зависимости величины σ_{\min} от k был решен ряд задач улучшения орбит астероидов с вычислением среднеквадратических ошибок на концах полуосей доверительного эллипсоида и последующим определением σ_{\max} , σ_{\min} и коэффициента нелинейности χ . В качестве модельных объектов были выбраны четыре потенциально опасные астероида (на сайте <https://cneos.jpl.nasa.gov/sentry/>): 2012 QD8, 2021 EU, 2021 GX9 и 2021 QM1. Выбор объектов подчинялся двум требованиям: наличие достаточного числа наблюдений и не слишком удаленного в будущем сближения с Землей. Наблюдения астероидов были взяты с сайта Центра малых планет (https://minorplanetcenter.net/db_search). Эти астероиды имеют (в соответствии с порядком их перечисления выше): 42 наблюдения на дуге в 20 сут, 34 наблюдения на дуге в 13 сут, 41 наблюдение на дуге в 14 сут и 78 наблюдений на дуге в 8 сут. Коэффициент нелинейности χ для них получился, соответственно, равным 0.016, 0.086, 0.0043 и 0.023.

Кроме того, для большей достоверности результатов выполняемого исследования были взяты еще четыре объекта из числа астероидов, наблюдаемых на обсерватории в Терсколе, а именно: 2020 PC5 (76 наблюдений на дуге в 3 сут), 2020 PF7 (20 наблюдений на дуге в 4 сут), 2020 QK6 (33 наблюдения на дуге в 6 сут) и 2020 PR3 (40 наблюдений на дуге в 8 сут). Коэффициент нелинейности для этих четырех объектов оказался равным, соответственно, 5.37, 0.41, 1.53 и 1.32.

Коэффициент увеличения k для всех объектов варьировался от 0 до 4.5 с шагом 0.1. Для каждого значения k вычислялись среднеквадратические ошибки представления наблюдений на концах 12 полуосей доверительного эллипсоида и определялось их минимальное значение σ_{\min} .

Графики зависимости σ_{\min} от k приведены на рис. 2 и 3, значения σ_{\min} обозначены знаком “•”. На рис. 2 и 3 видно, что во всех случаях эта зависимость является почти точно квадратичной, по-

этому была выполнена ее аппроксимация с помощью формулы $\sigma_{\min} = \sigma_0 + bk^2$ с одним неизвестным коэффициентом b , определяемым методом наименьших квадратов. Графики аппроксимирующей кривой изображены красным цветом. Коэффициент детерминации (R-квадрат) значения b во всех восьми случаях оказался больше чем 0.9998.

Полученные значения среднеквадратической ошибки единицы веса σ_0 и коэффициента b для четырех астероидов приведены в табл. 2.

Таким образом, с помощью простейшей квадратичной аппроксимации устанавливается практически детерминированная зависимость значений σ_{\min} , задающих уровни поверхности функции $S(\mathbf{q})$, от коэффициента увеличения размеров доверительного эллипсоида и, следовательно, от соответствующей ему доверительной вероятности.

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА

Описанный метод был апробирован при выявлении столкновительных орбит первых четырех выбранных астероидов в их предстоящих сближениях с Землей. Для этих астероидов были вычислены сближения с Землей, среди которых для каждого астероида было выбрано одно сближение, отстоящее не слишком далеко в будущем, а именно: 7 марта 2026 г. (0.013 а. е.) для 2012 QD8, 25 февраля 2024 г. (0.033 а. е.) для 2021 EU, 28 апреля 2032 г. (0.11 а. е.) для 2021 GX9 и 31 марта 2052 г. (0.033 а. е.) для 2021 QM1.

В качестве модели движения астероидов была использована возмущенная задача двух тел с учетом возмущений от восьми планет, Плутона и Луны, координаты которых при выполнении вычислений извлекались из последних на момент данной публикации эфемерид DE440 (<ftp://ssd.jpl.nasa.gov/pub/eph/planets>). Такой упрощенной модели вполне достаточно для демонстрации возможностей рассматриваемого спо-

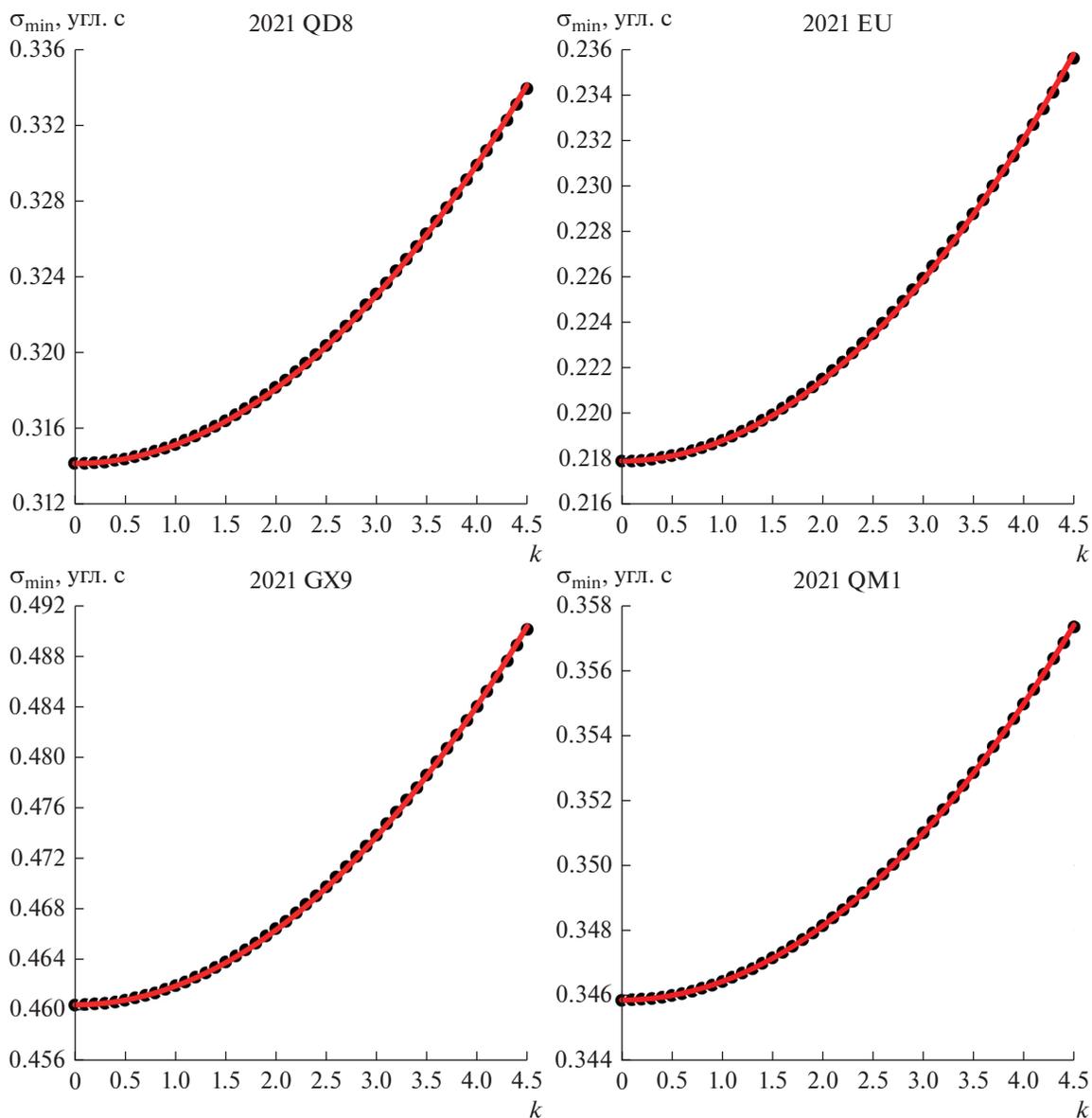


Рис. 2. Зависимость минимальной среднеквадратической ошибки на концах полуосей доверительного эллипсоида от коэффициента увеличения размеров эллипсоида для первых четырех астероидов.

соба выявления столкновительных орбит. При необходимости возможно более точного их выявления в модель движения следует включить учет более тонких эффектов, таких как возмущения от несферичности Земли, светового давления и т.п. Все вычисления выполнялись с использованием 80-битовых чисел с плавающей точкой, соответствующих 19-значной десятичной разрядности. Для компиляции программ был использован свободно распространяемый компилятор GNU-Fortran (<https://sourceforge.net/projects/mingw-w64>). Для численного интегрирования уравнений движения был применен метод Эверхарта (Everhart,

1985) 19-го порядка с переменным шагом интегрирования.

Поскольку метод позволяет получать столкновительные или близкие к ним орбиты с начальными параметрами движения, расположенными на какой-то уровневой поверхности, соответствующей заданному значению k , то вся начальная доверительная область была представлена как набор таких вложенных уровневых поверхностей, соответствующих значению коэффициента k , пробегающему с мелким шагом определенный интервал, а именно, интервал [0.1; 6.6] с шагом 0.1. Значение 6.6 выбрано в качестве конечного потому, что оно соответствует доверительной вероят-

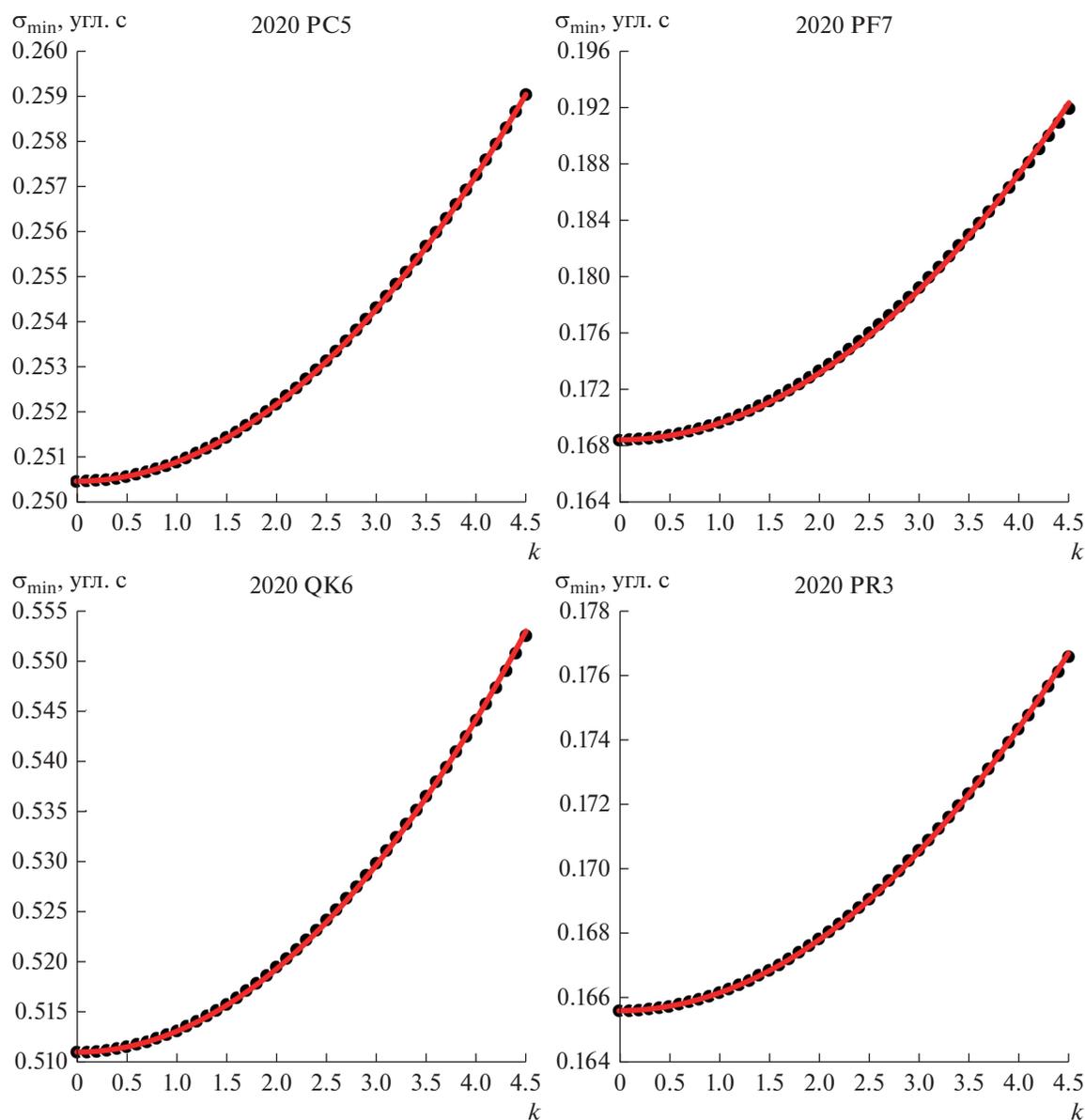


Рис. 3. Зависимость минимальной среднеквадратической ошибки на концах полуосей доверительного эллипсоида от коэффициента увеличения размеров эллипсоида для вторых четырех астероидов (при заметной нелинейности в задаче улучшения орбиты).

ности 0.9999999 (табл. 1) и, следовательно, позволяет получать верхнюю оценку вероятности столкновения величиной менее 1×10^{-7} .

Начальные приближения для итерационных процессов (3) и (4) задавались как случайные равномерно распределенные точки, заполняющие шестимерный куб, описанный вблизи доверительного эллипсоида (сторона такого куба равна наибольшей полуоси эллипсоида). Выбор начальных приближений таким способом позволяет гарантированно “охватить” уровенную поверхность при заметной нелинейности в задаче улучшения орбиты. Для “крайних” случаев, со-

ответствующих значениям $k = 0.1$ и $k = 6.6$, было использовано 100 и 1000 точек; число точек в остальных случаях (для k от 0.2 до 6.5 с шагом 0.1), изменялось по линейному закону между этими крайними значениями.

Результаты условной минимизации приведены на рис. 4–7 соответственно для объектов 2012 QD8, 2021 EU, 2021 GX5 и 2021 QM1. На этих рисунках для каждого значения k из интервала $[0.1; 6.6]$ приводятся значения минимального расстояния d_{\min} до центра Земли в рассматриваемых сближениях. Для каждого k вычислялись соответствующие ему величины $\sigma_{\min} = \sigma_0 + bk^2$ (по зна-

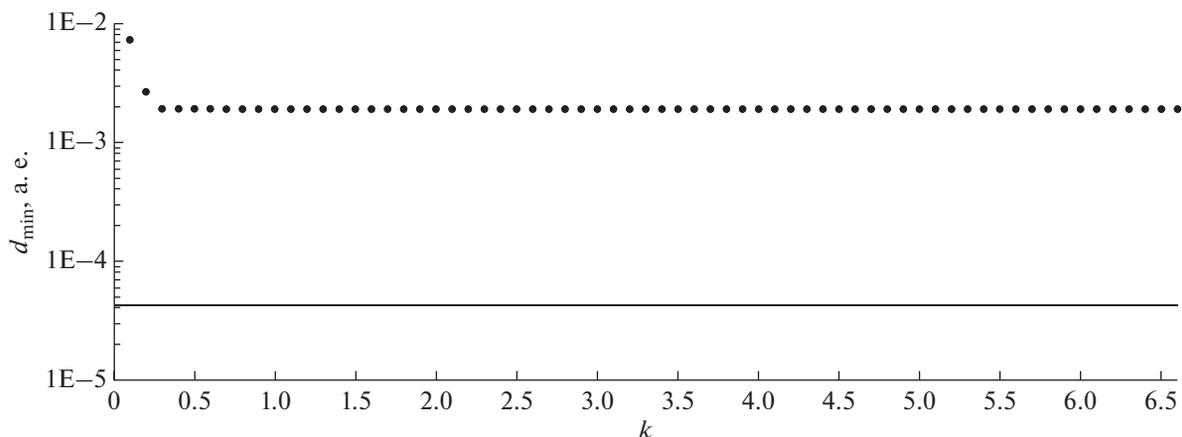


Рис. 4. Результаты условной минимизации расстояния до Земли объекта 2012 QD8 вблизи его сближения с Землей 7 марта 2026 г.

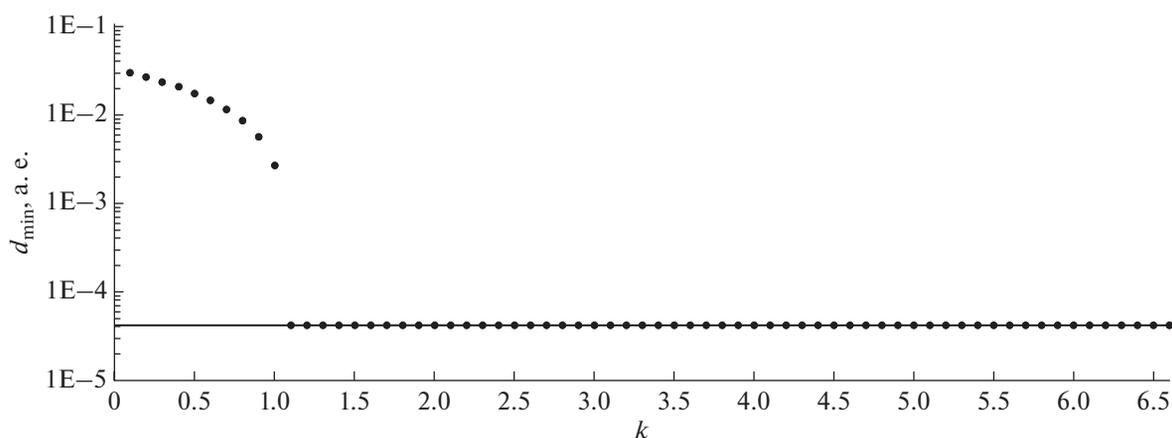


Рис. 5. Результаты условной минимизации расстояния до Земли объекта 2021 EU вблизи его сближения с Землей 25 февраля 2024 г.

чениям из табл. 2) и $K = (n - 6)\sigma_{\min}^2$, затем выполнялись процессы минимизации (3), (4). Значения d_{\min} соответствуют всем начальным приближениям, задаваемым описанным выше способом. Сплошная линия на рисунках соответствует радиусу Земли, равному 4.26×10^{-5} а. е.

Как видно из рис. 4, процессы минимизации (3), (4) для всех точек каждой уровневой поверхности сходятся к практически сливающимся точкам, соответствующим минимальному расстоянию до центра Земли, равному 1.9×10^{-3} а. е. Поэтому можно сделать вывод, что для объекта 2012 QD8 в начальной доверительной области отсутствуют столкновительные орбиты и вероятность столкновения для этого объекта по крайней мере меньше чем 1×10^{-7} , так как коэффициенту $k = 6.6$ соответствует доверительная вероятность 0.9999999 (табл. 1). Если продолжить поиск далее, то, как видно из рис. 4, скорее всего, минимальное зна-

чение 1.9×10^{-3} будет сохраняться очень долго, поэтому вероятность столкновения для этого объекта практически равна нулю.

Результаты, приведенные на рис. 5–7, качественно повторяют результаты, приведенные на рис. 4, однако отличаются тем, что минимальное расстояние до центра Земли оказывается меньше ее радиуса, т.е. что последние три астероида имеют столкновительные орбиты в начальной доверительной области. Так для объекта 2021 EU (рис. 5) минимальное расстояние в 4.25×10^{-5} а. е., практически совпадающее с радиусом Земли, достигается уже при $k = 1.1$; для объекта 2021 GX9 (рис. 6) минимальное расстояние в 4.0×10^{-5} а. е. достигается при $k = 2.7$; для объекта 2021 QM1 (рис. 7) минимальное расстояние в 2.8×10^{-5} а. е. достигается уже при $k = 0.6$.

Что касается вероятности столкновения, то ее “оценки сверху” на основе доверительной веро-

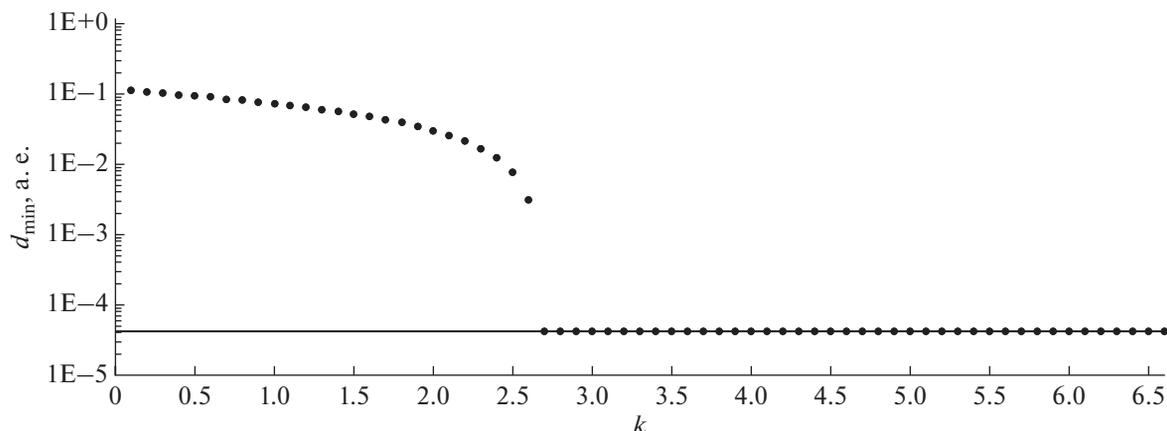


Рис. 6. Результаты условной минимизации расстояния до Земли объекта 2021 GX9 вблизи его сближения с Землей 28 апреля 2032 г.

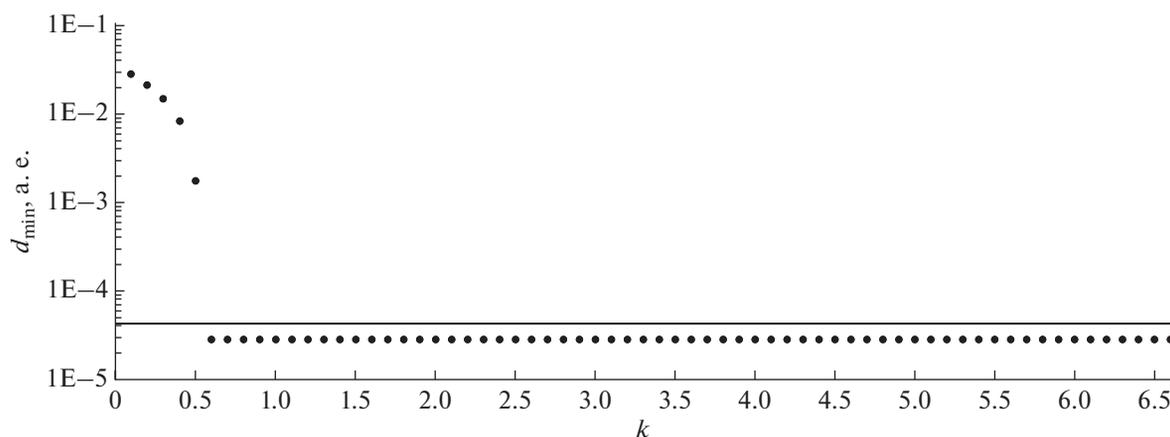


Рис. 7. Результаты условной минимизации расстояния до Земли объекта 2021 QM1 вблизи его сближения с Землей 31 марта 2052 г.

ятности (табл. 1), для последних трех объектов получаются слишком завышенными: для 2021 EU вероятность столкновения оказывается меньше чем 0.976, для 2021 GX9 – меньше чем 0.295 и для 2021 QM1 – меньше чем 0.9992. Очевидно, что такие оценки являются слишком грубыми, так как реальная вероятность столкновения значительно меньше. Поэтому можно сделать вывод, что при наличии столкновительных орбит в начальной доверительной области для оценивания вероятности столкновения следует применять другие методы. В частности, поскольку область столкновительных орбит в фазовом пространстве обычно представляет собой узкую, практически прямолинейную в пределах рассматриваемой области трубку (Батурин, 2012), можно выявить множество столкновительных орбит, заполняющих эту трубку, и каким-то образом использовать полученные результаты для оценивания вероятности

столкновения. Такие исследования автор планирует выполнить в дальнейшем.

Рассмотренный метод выявления столкновительных орбит в начальной доверительной области, прежде всего, может быть использован как первый этап в задаче оценивания вероятности столкновения. Метод позволяет выявлять столкновительные орбиты на каждой уровневой поверхности, и шаг перебора которых может быть сколь угодно малым. Если минимальное расстояние от астероида до Земли для всех уровневых поверхностей заметно превышает ее радиус, то можно сделать вывод, что вся начальная доверительная область не содержит приводящих к столкновению начальных параметров движения. Если же это минимальное расстояние на некоторых уровнях поверхностей окажется меньше радиуса Земли, то требуется более детальное исследование распределения столкновительных орбит в окрестностях найденных точек.

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (тема № FSWM-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: Сб. статей. Томск: Изд-во Томск. ун-та, 2001. С. 86–88.
- Батурин А.П.* Выявление областей столкновительных орбит с помощью цилиндрических аппроксимаций и оценивание вероятности столкновения астероидов с Землей // Изв. вузов. Физика. 2012. Т. 55. № 10/2. С. 34–49.
- 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.
- Батурин А.П.* Выявление столкновительных орбит астероидов с помощью условной минимизации расстояния до Земли // Астрон. вестн. 2020. Т. 54. № 6. С. 560–566. (*Baturin A.P.* Detection of asteroid impact orbits using conditional minimization of the distance to the Earth // Sol. Syst. Res. 2020. V. 54. № 6. P. 550–556.)
- 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. (*Zheleznov N.B.* The influence of the correlations between an asteroid's orbital parameters on the estimation of the probability of planetary collision by the Monte Carlo method // Sol. Syst. Res. 2010. V. 44. № 2. P. 136–143.)
- Ивашкин В.В., Стихно К.А.* О предотвращении возможного столкновения астероида Апофис с Землей // Астрон. вестн. 2009. Т. 43. № 6. С. 502–516. (*Ivashkin V.V., Stikhno C.A.* On the prevention of a possible collision of asteroid Apophis with the Earth // Sol. Syst. Res. 2009. V. 43. № 6. P. 483–496.)
- 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., Шайдунин В.Ш.* Траектории соударения астероида Апофис с Землей в XXI веке // Астрон. вестн. 2012. Т. 46. № 4. С. 311–320. (*Sokolov L.L., Bashakov A.A., Borisova T.P., Petrov N.A., Pitjev N.P., Shaidulin V.S.* Impact trajectories of the asteroid Apophis in the 21st century // Sol. Syst. Res. 2012. V. 46. № 4. P. 291–300.)
- 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.)
- 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.
- Черницов А.М., Сюсина О.М., Тамаров В.А.* Оценивание нелинейности в задаче построения доверительных областей движения потенциально опасных астероидов, наблюдаемых в одной оппозиции // Изв. вузов. Физика. 2014. Т. 57. № 12. С. 139–145.
- 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., Баранников Е.А.* Построение доверительных областей в задаче определения орбит астероидов // Астрон. вестн. 2017. Т. 51. № 5. С. 432–440. (*Chernitsov A.M., Tamarov V.A., Barannikov Y.A.* Construction of confidence regions in the problem of asteroid orbit determination // Sol. Syst. Res. 2017. V. 51. № 5. P. 400–408.)
- Everhart E.* An efficient integrator that uses Gauss–Radau spacings // Proc. 83rd Colloq. Int. Astron. Union “Dynamics of Comets: Their Origin and Evolution”, Rome, June 11–15, 1984 / Eds Carusi A., Valsecchi G.B. Dordrecht: D. Reidel, 1985. P. 185–202.
- Ivashkin V.V., Stikhno C.A.* A problem of the orbit correction for the near-Earth asteroid Apophis // Proc. 58th Int. Astronaut. Congress-2007, Hyderabad, India, September 24–28, 2007. 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. Meet. “Fundamental and applied problems of mechanics – 2018”. IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Series 1301 (2019) 012003 IOP Publishing, 2019.
- Milani A.* Asteroid impact monitoring // Serb. Astron. J. 2006. V. 172. P. 1–11.
- Milani Andrea, Chesley Steven 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.

УДК 521.1,521.182

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ОРБИТАЛЬНОГО ДВИЖЕНИЯ ГЕОСИНХРОННЫХ ОБЪЕКТОВ ПО ДАННЫМ ПОЗИЦИОННЫХ НАБЛЮДЕНИЙ

© 2022 г. В. А. Авдюшев^{а, *}, Т. В. Бордовицына^{а, **}, А. П. Батурина^{а, ***},
Н. С. Бахтигараев^{б, ****}, П. А. Левкина^{б, *****}, Н. А. Попандопуло^{а, *****},
К. В. Салейко^{а, *****}, И. В. Томилова^{а, *****}, И. Н. Чувашов^а

^аТомский госуниверситет, Томск, Россия

^бИнститут астрономии РАН, Москва, Россия

*e-mail: sch@niipmm.tsu.ru

**e-mail: tvbord@sibmail.com

***e-mail: nail@inasan.ru

****e-mail: ayvazovskaya@inasan.ru

*****e-mail: nikas.popandopulos@gmail.com

*****e-mail: irisha_tom@mail.ru

Поступила в редакцию 28.12.2021 г.

После доработки 22.03.2022 г.

Принята к публикации 25.03.2022 г.

Представлены результаты численного моделирования движения группы геосинхронных объектов по позиционным наблюдениям, полученным на уникальной научной установке Цейсс–2000 в ЦКП “Терскольская обсерватория” Института астрономии РАН. Дано описание усовершенствованного высокоточного программно-математического обеспечения (ПО), предназначенного для работы с позиционными наблюдениями ИСЗ, приведены результаты его апробации на наблюдениях околоземных объектов, выполненных на указанной выше установке Цейсс–2000. Модифицированное ПО позволяет определять вектор динамического состояния околоземного объекта и его параметр парусности. Апробация проводилась на наблюдениях геосинхронных объектов с номерами 90008, 90031, 90214 и 97149 (номера объектов даны в соответствии с нумерацией в динамической базе данных космических объектов Института прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН). Полученные параметры использованы для исследования долговременной орбитальной эволюции объектов. Показано, что три объекта (90008, 90031, 90214) захвачены в резонанс 1 : 1 со скоростью вращения Земли и имеют на интервале времени 10 лет устойчивое движение во вращающейся системе координат, близкое к гармоническому осциллятору. Объект 97149 не является резонансным, но его движение остается регулярным на интервале времени 10 лет.

Ключевые слова: геосинхронные объекты, позиционные наблюдения, фотометрические наблюдения, определение параметров движения, динамическая эволюция

DOI: 10.31857/S0320930X22050012

ВВЕДЕНИЕ

По данным службы контроля околоземного космического пространства (ОКП) на околоземных орбитах находится в настоящее время более 500 тыс. объектов искусственного происхождения, причем 20 тысяч из них имеют размеры, большие 10 см, и доступны для позиционных наблюдений (Оголев, Морозов, 2019). Вся эта масса объектов создает угрозу действующим аппаратам (Klinkrad, 2006), что приводит к необходимости постоянного отслеживания большого количества объектов. А это, в свою очередь, требует постоянного совершенствования программно-математи-

ческого обеспечения, предназначенного для обработки результатов оптических наблюдений, определения и улучшения орбит, а также высокоточного численного моделирования движения (Андрианов и др., 2019).

Коллектив авторов настоящей работы состоит из двух групп, одна из которых имеет большой опыт в разработке методов высокоточного численного прогнозирования движения ИСЗ (Александрова и др., 2017; Авдюшев, 2020), а вторая группа (Левкина и др., 2013) ведет позиционные наблюдения на уникальной научной установке

Цейсс–2000 в ЦКП “Терскольская обсерватория” Института астрономии РАН.

Целью настоящей работы является создание высокоточного программно-математического обеспечения для определения, улучшения орбит и численного моделирования движения околоземных объектов, а также апробация и применение его при обработке высокоточных наблюдений околоземных объектов, полученных на установке Цейсс–2000.

Разработанный ранее программный комплекс “Численная модель движения систем ИСЗ” (Александрова и др., 2017) был усовершенствован для определения параметров движения и сил из обработки результатов высокоточных позиционных наблюдений. Были уточнены модели сил в соответствии с (IERS Conventions 2010), использован более эффективный интегратор (Авдюшев, 2020), введено точное вычисление изохронных производных путем численного интегрирования соответствующих уравнений. В новом программном комплексе совместно с параметрами орбиты определяется коэффициент парусности, представляющий собой отношение площади миделевого сечения объекта к его массе. Этот параметр определяет величину влияния светового давления на динамику объекта.

Начальное определение параметров орбит в рамках данного программного комплекса находится нетрадиционным способом, который в применении к астероидно-кометной задаче был описан в (Батурин, Чувашов, 2006). Как отмечается в работе (Андрианов и др., 2019), в связи с тем, что классические способы первоначального определения орбит мало приемлемы при обработке наблюдений объектов космического мусора, интерес к этой задаче в последнее время возрос (2009; Milani и др., 2004; Tommei и др., 2007; Maruskin и др., Kolessa и др., 2014; 2019).

Для апробации были выбраны объекты с номерами 90008, 90031, 90214 и 97149. Номера объектов даны в соответствии с нумерацией в динамической базе данных космических объектов Института прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН (Молотов и др., 2020). Полученные параметры использованы для исследования долговременной орбитальной эволюции объектов.

ОПИСАНИЕ ПРОГРАММНОГО КОМПЛЕКСА “ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ ДВИЖЕНИЯ ИСЗ”

Численную модель орбитального движения ИСЗ можно представить в виде

$$\mathbf{p}^C = \mathbf{p}^C(\mathbf{q}), \quad (1)$$

где \mathbf{p}^C – $2N$ -мерный вектор модельных представлений наблюдений:

$$\mathbf{p}^C = (\alpha_1^C \cos \delta_1^C, \delta_1^C, \dots, \alpha_N^C \cos \delta_N^C, \delta_N^C)^T, \quad (2)$$

N – число моментов наблюдений; α_i^C и δ_i^C ($i = 1, \dots, N$) – прямое восхождение и склонение спутника: топоцентрические угловые координаты относительно экватора на эпоху J2000;

$\mathbf{q} = (\mathbf{x}_0, \dot{\mathbf{x}}_0, \gamma)^T$ – 7-мерный вектор модельных параметров: \mathbf{x}_0 и $\dot{\mathbf{x}}_0$ – векторы положения и скорости соответственно на начальную эпоху t_0 ; $\gamma = A/m$ – коэффициент парусности, представляющий собой отношение площади миделевого сечения A спутника к его массе m .

Угловые координаты на каждый момент наблюдения вычисляются из топоцентрического вектора положения спутника $\mathbf{x}_T = (x_{T1}, x_{T2}, x_{T3})^T$ как

$$\alpha = \arctg \frac{x_{T2}}{x_{T1}}, \quad \delta = \arcsin \frac{x_{T3}}{|\mathbf{x}_T|}. \quad (3)$$

В свою очередь, топоцентрический вектор определяется как разность геоцентрических векторов положения спутника \mathbf{x} и наблюдателя \mathbf{x}_O : $\mathbf{x}_T = \mathbf{x} - \mathbf{x}_O$. Положение наблюдателя корректируется за подвижку земной коры вследствие тектонических смещений и приливных деформаций, вызванных, главным образом, притяжением Луны и Солнца. В представлении наблюдений также учитывается эффект запаздывания света.

Движение спутника относительно геоцентра формализуется дифференциальными уравнениями 2-го порядка:

$$\frac{d^2 \mathbf{x}}{dt^2} = \mathbf{P}(t, \mathbf{x}, \dot{\mathbf{x}}, \gamma), \quad (4)$$

которые интегрируются численно коллокационным методом 16-го порядка (Авдюшев, 2020) в компьютерной арифметике с двойной точностью. Здесь \mathbf{P} – равнодействующая сил, которая включает в себя (согласно IERS Conventions 2010): притяжение Земли как протяженного тела (с учетом приливных деформаций) до гармоник 360-го порядка; притяжение Луны и Солнца, рассматриваемых как материальные точки; влияние светового давления в рамках сферической модели спутника.

Для приведения времени наблюдений UTC к эфемеридному времени TT (t), относительно которого формализуется движения ИСЗ (4), используется поправка

$$\text{UTC} - \text{TT} = (\text{UT1} - \text{UTC}) - (\text{UT1} - \text{TAI}) + 32.184 \text{ (с)}. \quad (5)$$

Поправки $\text{UT1} - \text{UTC}$ и $\text{UT1} - \text{TAI}$ ежедневно определяются в “Международной службе враще-

ния Земли” (<https://hpiers.obspm.fr/eop-pc/index.php>), а 32.184 с – это разность между двумя эфемеридными временами TAI – TT.

Параметры модели \mathbf{q} определяются из наблюдений спутника \mathbf{p}^0 в рамках задачи наименьших квадратов:

$$S(\hat{\mathbf{q}}) = \|\mathbf{p}^0 - \mathbf{p}^C(\hat{\mathbf{q}})\|^2 \rightarrow \min, \quad (6)$$

которая решается итерационно методом Гаусса–Ньютона (7):

$$\mathbf{q}_{k+1} = \mathbf{q}_k - (\mathbf{p}'_q \mathbf{p}'_q)^{-1} \mathbf{p}'_q (\mathbf{p}^0 - \mathbf{p}^C(\mathbf{q}_k)), \quad (7)$$

где $\mathbf{p}'_q = \partial \mathbf{p}^C / \partial \mathbf{q}$ – матрица частных производных от модельных представлений наблюдений по параметрам для приближения \mathbf{q}_k ; \mathbf{p}^0 – вектор наблюдений спутника:

$$\mathbf{p}^0 = (\alpha_1^0 \cos \delta_1^0, \delta_1^0, \dots, \alpha_N^0 \cos \delta_N^0, \delta_N^0)^T. \quad (8)$$

Для каждого i -го момента наблюдения частные производные вычисляются как

$$(\mathbf{p}'_q)_i = \left(\cos \delta^C \frac{\partial \alpha^C}{\partial x_T} \frac{\partial x}{\partial \mathbf{q}}, \frac{\partial \delta^C}{\partial x_T} \frac{\partial x}{\partial \mathbf{q}} \right)^T. \quad (9)$$

Частные производные $\partial \alpha^C / \partial x_T$ и $\partial \delta^C / \partial x_T$ получают путем прямого дифференцирования формул (4). Частные производные $\partial x / \partial \mathbf{q}$ определяются из дифференциальных уравнений

$$\frac{d^2 \mathbf{x}}{dt^2} = \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial \mathbf{x}} \frac{\partial \mathbf{x}}{\partial \mathbf{q}} + \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial \dot{\mathbf{x}}} \frac{\partial \dot{\mathbf{x}}}{\partial \mathbf{q}} + \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial \gamma} \frac{\partial \gamma}{\partial \mathbf{q}}, \quad (10)$$

которые интегрируются численно совместно с уравнениями движения (4).

В результате обработки наблюдений формируется ковариационная матрица параметров \mathbf{q} , которая характеризует их неопределенность вследствие ошибок наблюдений:

$$\mathbf{C} = \sigma^2 (\mathbf{p}'_q \mathbf{p}'_q)^{-1}, \quad (11)$$

где $\sigma^2 = S(\hat{\mathbf{q}}) / 2N - 6$ – несмещенная оценка дисперсии ошибок (σ – среднеквадратическая ошибка).

Поскольку определяемые параметры \mathbf{q} имеют разную размерность, целесообразно прибегать к их масштабированию (нормализации), что может улучшить обусловленность задачи и тем самым уменьшить вычислительные ошибки в поправках к параметрам в итерационной схеме Гаусса–Ньютона. Масштабирование предполагает умножение частных производных \mathbf{p}'_q и поправок в итерационной схеме на диагональную матрицу $\text{diag}(s_1, \dots, s_7)$. Оптимальный вариант масштабирования – $s_i = q_i$ ($i = 1, \dots, 7$). Обращение матрицы

осуществляется методом SVD, что позволяет следить за обусловленностью процесса улучшения орбит.

Начальное приближение для итерационной схемы (7) определяется нетрадиционным способом (Батурин, Чувашов, 2006). Из двух наблюдений на соседние близкие моменты времени t_i и t_{i+1} вычисляются топоцентрические векторы положения $(\mathbf{x}_T)_i$ и $(\mathbf{x}_T)_{i+1}$ по формулам

$$\begin{aligned} x_{T1} &= |\mathbf{x}_T| \cos \delta \cos \alpha, \\ x_{T2} &= |\mathbf{x}_T| \cos \delta \sin \alpha, \quad x_{T3} = |\mathbf{x}_T| \sin \delta, \end{aligned}$$

где топоцентрическое расстояние ИСЗ $|\mathbf{x}_T|$ задается приближенно из сторонних предположений (см., например, Tommei и др., 2007). Тогда топоцентрический вектор скорости $\dot{\mathbf{x}}_T$ оценивается как

$$\dot{\mathbf{x}}_T \approx \frac{(\mathbf{x}_T)_{i+1} - (\mathbf{x}_T)_i}{t_{i+1} - t_i},$$

и в качестве начального приближения динамического состояния в эпоху $t_0 = t_i$ выбираем

$$\mathbf{x}_0 = (\mathbf{x}_T)_i + (\mathbf{x}_O)_i, \quad \dot{\mathbf{x}}_0 = \dot{\mathbf{x}}_T + (\dot{\mathbf{x}}_O)_i. \quad (12)$$

Поскольку начальные приближения (12) довольно грубые, для обеспечения сходимости итерационного процесса (7) его следует начинать с малым составом наблюдений на близкие к начальной эпохе моменты с последующим подключением других наблюдений и расширением мерного интервала, и так далее, пока в итерационный процесс не будет задействован весь наблюдательный материал.

Новая версия программного комплекса “Численная модель движения ИСЗ” написана на процедурном высокоуровневом языке программирования Fortran. Интерфейсом программного комплекса служит входной текстовый файл. В этом файле задаются следующие данные: положение наблюдателя; начальная эпоха; параметры движения объекта (при наличии); коэффициенты масштабирования определяемых параметров; выборка наблюдений (время наблюдения, прямое восхождение, склонение, блеск); параметры интегратора (шаг, порядок, доверительная точность); переключатели учета возмущающих факторов (порядок и степень гармоник геопотенциала и селенопотенциала, Луна, Солнце, планеты, световое давление, релятивистские эффекты, приливы, атмосфера); параметры спутника (масса, площадь миделевого сечения, коэффициенты лобового сопротивления и отражения).

Таким образом, новый программный комплекс существенно отличается от своего предшественника, он позволяет не только прогнозировать движение, но и определять параметры движения и сил из обработки высокоточных позиционных

Таблица 1. Форма представления наблюдений

Эпоха		Прямое восхождение, ч, мин, с	Склонение, угл. град, угл. мин, угл. с	Блеск, звездная величина
дата	время (UTC), ч, мин, с			
10 09 2020	22 59 23.50	05 23 07.44	+02 28 45.27	17.1

Таблица 2. Данные о процессе улучшения орбит по наблюдениям в 2020 г.

Номер объекта	Количество наблюдений	Период наблюдений, сутки	Ср. кв. ошибка, угл. с
90008	219	11–22.09.2021	0.480
90031	344	11–25.09.2021	0.684
90214	263	11–23.09.2021	3.740
97149	224	15–25.09.2021	0.401

наблюдений. Кроме того, в нем уточнены модели сил в соответствии с (IERS Conventions 2010), использован новый более эффективный интегратор (Авдюшев, 2020), который позволяет работать с системой уравнений, состоящей из уравнений первого и второго порядка, что удобно при совместном интегрировании уравнений движения, уравнений в вариациях и уравнений параметров MEGNO, введено точное вычисление изохронных производных путем численного интегрирования соответствующих уравнений. В новом программном комплексе совместно с параметрами орбиты определяется коэффициент парусности объекта.

На данный момент программный комплекс не доступен для сторонних пользователей, но в дальнейшем планируется разработать версию для его опубликования на специальном сайте кафедры Астрономии и космической геодезии ТГУ.

РЕЗУЛЬТАТЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ДВИЖЕНИЯ ПО ДАННЫМ ИЗМЕРЕНИЙ

В качестве объектов наблюдения была выбрана группа, состоящая из четырех неуправляемых геосинхронных спутников с номерами 90008, 90031, 90214 и 97149. Форма представления наблюдений показана в табл. 1.

С помощью описанной выше численной модели движения систем ИСЗ, содержащей блоки вычисления изохронных производных и определения параметров движения по данным измерений, было проведено определение и уточнение орбит перечисленных выше объектов. В процессе численного моделирования движения учитывались возмущения от гармоник геопотенциала до 20-го порядка и степени, возмущения от Луны и Солнца, рассматриваемых как материальные точки, а также световое давление. В табл. 2 приведены

данные о процессе улучшения орбит по наблюдениям, полученным в сентябре 2020 г.

Далее в табл. 3–6 приведены координаты и скорости объектов, элементы их орбит на выбранные эпохи, а также средние квадратические ошибки процесса улучшения орбит и параметры парусности объектов, полученные по данным наблюдений. На рис. 1 и 2 показано изменение блеска объектов в процессе наблюдения и распределения невязок в сферических координатах.

Как показывают приведенные результаты, орбиты объектов 90008, 90031 и 97149 определяются с высокой точностью, а точность определения орбиты объекта 90214 недостаточна. В то же время методическая точность прогнозирования движения всех объектов высокая. Данные приведены в табл. 7.

Здесь в качестве оценок точности Δx даны максимальные расхождения численных решений на интервале времени 1 год, полученные при двух соседних порядках задаваемой точности интегрирования $e_{tol} = 10$ и $e_{tol} = 11$. В процессе интегрирования учитывался полный набор возмущающих сил.

Наблюдения двух объектов 90008 и 90031 были продолжены в сентябре 2021 г. Данные о результатах улучшения орбит по этим измерениям приведены в табл. 7.

Приведенные в табл. 8 данные говорят о том, что наблюдения в сентябре 2021 г. не дают той точности, которая была получена по наблюдениям в 2020 г. Тем не менее была предпринята попытка объединить наблюдения объектов, выполненные в 2020 и 2021 годах, которая для объекта 90031 увенчалась успехом.

В табл. 10 введены следующие обозначения: N – количество наблюдений, ON – отбраковано наблюдений, σ'' – в конце процесса улучшения, контр. σ'' , во всех строках, кроме первой, – кон-

Таблица 3. Параметры объекта 90008 по наблюдениям в сентябре 2020 г.

Кол-во наблюдений	$A/m, \text{ м}^2/\text{кг}$	Ср. кв. ошибка, угл. с	Эпоха
219	0.011727	0.480	17.09.2020 00:00:00
координаты и скорости		элементы орбиты	
$x_1, \text{ км}$	-4405.2000101	a	42162.0071501 км
$x_2, \text{ км}$	41739.3669507	e	0.0038175
$x_3, \text{ км}$	4065.3397331	i	10°09'35".287
$\dot{x}_1, \text{ км/с}$	-3.0268627233	Ω	308°44'33".216
$\dot{x}_2, \text{ км/с}$	-0.2869651634	ω	239°05'00".063
$\dot{x}_3, \text{ км/с}$	-0.4552572126	M	268°13'22".280

Таблица 4. Параметры объекта 90031 по наблюдениям в сентябре 2020 г.

Кол-во наблюдений	$A/m, \text{ м}^2/\text{кг}$	Ср. кв. ошибка, угл. с	Эпоха
344	0.0081181	0.684	17.09.2020 00:00:00
координаты и скорости		элементы орбиты	
$x_1, \text{ км}$	18901.7644368	a	42147.2073162 км
$x_2, \text{ км}$	36816.0003536	e	0.0019965
$x_3, \text{ км}$	8142.2030811	i	11°25'41".895
$\dot{x}_1, \text{ км/с}$	-2.7160495816	Ω	319°32'38".249
$\dot{x}_2, \text{ км/с}$	1.4310972256	ω	351°23'54".007
$\dot{x}_3, \text{ км/с}$	-0.1361316100	M	111°24'51".101

трольное значение, полученное по 11 наблюдениям в октябре 2021 г., не участвовавших в улучшении орбиты, T – число обусловленности Тогда.

Результаты, полученные по новому ПО, сравнивались с результатами, полученными по разработанному ранее программному комплексу “Численная модель движения систем ИСЗ”. Модели показали хорошее согласие (до третьей значащей цифры) в невязках и среднеквадратических ошибках. Использование точных значений

изохронных производных в новом ПО позволяет повысить точность сходимости итерационного процесса улучшения орбит на два порядка.

ИССЛЕДОВАНИЕ ОРБИТАЛЬНОЙ ЭВОЛЮЦИИ ОБЪЕКТОВ

Перейдем к рассмотрению долговременной орбитальной эволюции выбранных объектов. Для исследования орбитальной эволюции будем ис-

Таблица 5. Параметры объекта 90214 по наблюдениям в сентябре 2020 г.

Кол-во наблюдений	$A/m, \text{ м}^2/\text{кг}$	Ср. кв. ошибка, угл. с	Эпоха
263	0.10845	3.740	17.09.2020 00:00:00
координаты и скорости		элементы орбиты	
$x_1, \text{ км}$	34646.6876473	a	42157.7890187 км
$x_2, \text{ км}$	23765.4064407	e	0.014882
$x_3, \text{ км}$	-2090.0487432	i	4°20'3".627
$\dot{x}_1, \text{ км/с}$	-1.6955198408	Ω	75°28'9".131
$\dot{x}_2, \text{ км/с}$	2.5673711145	ω	236°27'26".176
$\dot{x}_3, \text{ км/с}$	0.1732206676	M	80°45'6".838

Таблица 6. Параметры объекта 97 149 по наблюдениям в сентябре 2020 г.

Кол-во наблюдений	$A/m, \text{ м}^2/\text{кг}$	Ср. кв. ошибка, угл. с	Эпоха
224	0.014095	0.401	17.09.2020 00:00:00
координаты и скорости		элементы орбиты	
$x_1, \text{ км}$	32744.5749188	a	42204.8022834 км
$x_2, \text{ км}$	26445.0220050	e	0.016921
$x_3, \text{ км}$	3186.42110713	i	$4^\circ 19' 47''.151$
$\dot{x}_1, \text{ км/с}$	-1.8902143962	Ω	$309^\circ 43' 35''.287$
$\dot{x}_2, \text{ км/с}$	2.4226149179	ω	$357^\circ 47' 57''.965$
$\dot{x}_3, \text{ км/с}$	0.0071607046	M	$89^\circ 27' 44''.332$

пользовать разработанный пакет программ, дополненный интегрированием уравнений для вычисления текущего и усредненного параметров MEGNO (Cincotta, Simo, 2000; Cincotta и др., 2003). Эволюция во времени усредненного параметра MEGNO дает представление о характере движения объекта: для квазипериодических (регулярных) орбит параметр MEGNO осциллирует около 2, для таких орбит усредненное значение MEGNO всегда стремится к 2, а для устойчивых орбит типа гармонического осциллятора усредненное значение MEGNO равно нулю. При значении усредненного параметра MEGNO больше 2 имеет место хаотизация движения, что не позволяет точно прогнозировать эволюцию элементов орбиты. А для исследования резонансных характеристик объектов будем использовать методики и программы, разработанные ранее (Томилова и др., 2019; Александрова и др., 2020).

Представление о точности интегрирования на 10-летнем интервале времени дают графики, приведенные на рис. 3.

Оценка точности интегратора была проведена методом сравнения с эталонной орбитой. На графике представлены результаты для двух рассматриваемых в данной работе объектов. В программном комплексе для выбора шага интегрирования задается параметр LL , который связан с задаваемой точностью следующим образом: $\|e\|_{\text{tot}} = 10^{-LL}$. В качестве эталонной орбиты была выбрана орбита, полученная интегрированием уравнений движения методом 16-го порядка и параметром LL , равным 10, на 128-битной разрядной сетке. Остальные расчеты были выполнены с помощью арифметики двойной точности. Прогнозирование движения осуществлялось на 10-летнем интервале времени. Как показывают оценки, суб-

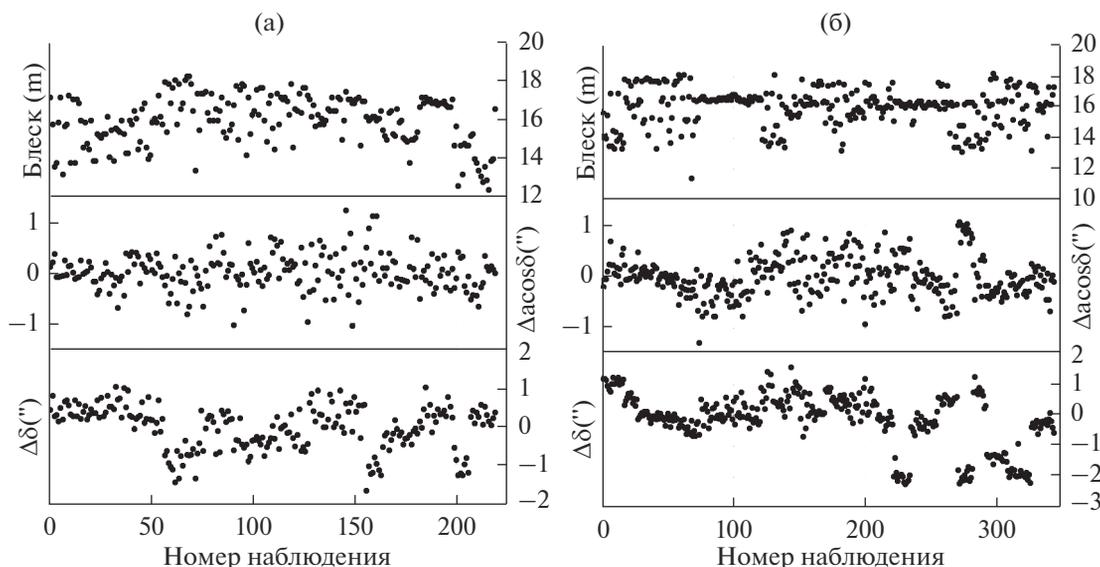


Рис. 1. Распределение параметра блеска и невязок для объектов 90008 (а) и 90031 (б) по наблюдениям в сентябре 2020 г.

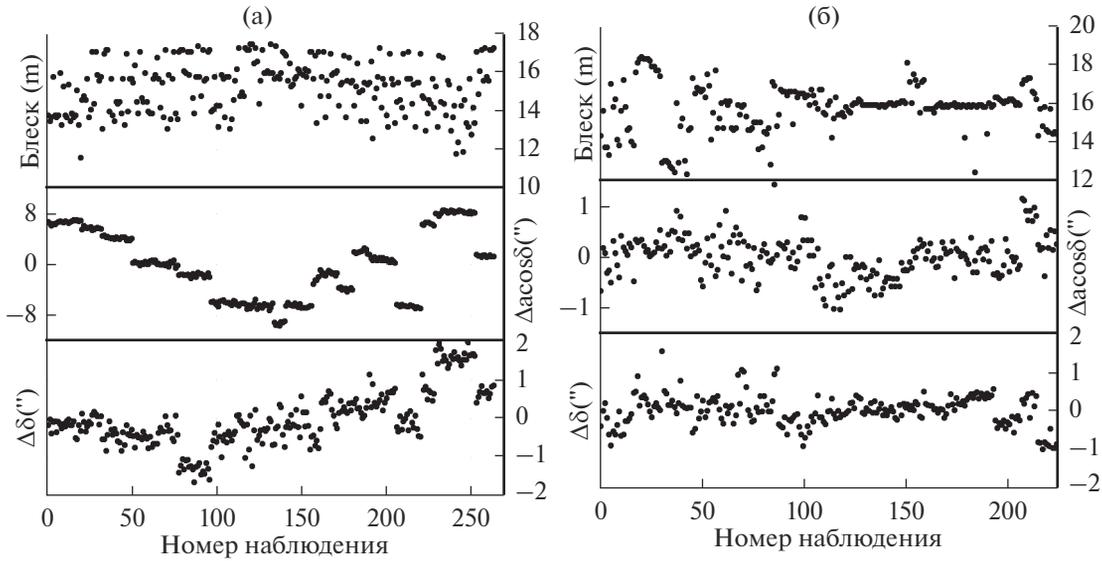


Рис. 2. Распределение параметра блеска и невязок для объектов 90214 (а) и 97149 (б) по наблюдениям в сентябре 2020 г.

сантиметровую точность прогнозирования можно получить при значении параметра $LL = 5$. Дальнейшее увеличение параметра LL нецелесообразно на 64-битной разрядной сетке, поскольку приводит к ненужному дроблению шага и накоплению ошибки округления. Орбитальные характеристики объектов отличаются величинами больших полуосей. Как показали, приведенные ниже исследования, орбитальная эволюция объектов также очень различна: объект 90008 захвачен в резонанс, и его движение обладает высокой устойчивостью, а объект 97149 движется вне зоны устойчивого резонанса, имеет регулярное, но менее устойчивое движение.

Движение каждого из объектов было промоделировано численно на интервале времени 10 лет. В процессе моделирования учитывались возмущения от геопотенциала до $V_{15,15}$, притяжение Луны, Солнца, влияние светового давления и приливных деформаций в теле Земли. Кроме того, был проведен анализ резонансных возмущений по методике Р. Алана (Allan, 1967a; 1967b), уточненной в работах (Кузнецов и др., 2012; Томилова и др., 2019).

Полученные из наблюдений значения больших полуосей говорят, что объекты находятся в окрестности резонанса 1 : 1 со скоростью вращения Земли. Указанная выше методика в этом случае дает следующие формулы для резонансных соотношений и резонансных (критических) аргументов:

$$\begin{aligned} \dot{\Phi}_1 &= \dot{\Phi}_2 = \dot{\Phi}_3 = (\dot{M} + \dot{\Omega} + \dot{\omega}) - \dot{\theta}, \\ \dot{\Phi}_4 &= \dot{\Phi}_1 - \dot{\Omega}, \quad \dot{\Phi}_5 = \dot{\Phi}_1 + \dot{\Omega} - 2\dot{\omega}, \\ \Phi_1 &= \Phi_2 = \Phi_3 = (M + \Omega + \omega) - \theta, \\ \Phi_4 &= \Phi_1 - \Omega, \quad \Phi_5 = \Phi_1 + \Omega - 2\omega, \end{aligned}$$

причем первые три компоненты совпадают.

Результаты исследования приведены на графиках ниже (рис. 4–7). Здесь в блоках (а) на единой временной шкале показаны изменения наклонения орбиты i , эксцентриситета e , большой полуоси a и усредненного параметра MEGNO. В блоках (б) показана эволюция орбит объектов в плоскости $\{a, \lambda\}$. В блоках (в) дана эволюция во времени долготы подспутниковой точки. На графиках, обозначенных (г), (д) и (е), показана эволюция во времени резонансных соотношений и критических аргументов компонент Φ_1, Φ_4, Φ_5 мультиплетного орбитального резонанса со скоростью вращения Земли. Влияние светового давления выделено красным цветом.

Кроме того, был проведен анализ наличия в динамике рассматриваемых вековых резонансов низких порядков по методике, изложенной в (Александрова и др., 2020). Анализ показал, что

Таблица 7. Оценки точности интегрирования

Номер объекта	Δx , м	Номер объекта	Δx , м
90008	4.3×10^{-6}	90214	6.9×10^{-6}
90031	3.5×10^{-5}	97149	2.7×10^{-5}

Таблица 8. Данные о процессе улучшения орбит по наблюдениям в 2021 г.

Номер объекта	Количество наблюдений	Период наблюдений, сутки	Ср. кв. ошибка, угл. с
90008	1051	13–28.09.2021	1.308
90031	354	13–28.09.2021	0.783

Таблица 9. Параметры объекта 90031 по всем объединенным наблюдениям: сентябрь 2020 г.—сентябрь 2021 г.

Кол-во наблюдений	$A/m, \text{ м}^2/\text{кг}$	Ср. кв. ошибка, угл. с	Эпоха
698	0.0028473	1.711	17.09.2021 00:00:00
координаты и скорости		элементы орбиты	
$x_1, \text{ км}$	2584.18827501	a	42 180.3274241 км
$x_2, \text{ км}$	41 717.9659702	e	0.0016904
$x_3, \text{ км}$	5984.92635031	i	10°42'8".290
$\dot{x}_1, \text{ км/с}$	–3.0388856164	Ω	315°42'39".838
$\dot{x}_2, \text{ км/с}$	0.24515726999	ω	2°9'45".399
$\dot{x}_3, \text{ км/с}$	–0.3678748323	M	127°55'57".430

Таблица 10. Данные по улучшению и контролю орбиты объекта 90031 по объединенным наблюдениям: сентябрь 2020 г.—сентябрь 2021 г. с отбраковкой

N	ON	Способ отб-ки	$\sigma, \text{ угл. с}$	контр. $\sigma, \text{ угл. с}$	T	Ошибки параметров, $x_1 \dots (\text{м}), \dot{x}_1 \dots (\text{м/с})$ и $A/m \dots (\text{м}^2/\text{кг})$
344	–	б/о	0.68	50.51	1.7×10^5	контр. σ'' – первоначальное представление наблюдений в 2021 г. системой 2020 г.
698	–	б/о	1.73	2.84	5.4×10^7	$x_1 \pm 31.5, x_2 \pm 26.9, x_3 \pm 20.1; \dot{x}_1 \pm 0.0022, \dot{x}_2 \pm 0.0029, \dot{x}_3 \pm 0.0014; A/m \pm 0.00023$
680	18	3σ	1.65	2.77	5.6×10^7	$x_1 \pm 30.8, x_2 \pm 26.6, x_3 \pm 19.7; \dot{x}_1 \pm 0.0022, \dot{x}_2 \pm 0.0028, \dot{x}_3 \pm 0.0014; A/m \pm 0.00023$
585	113	2σ	1.29	2.72	5.7×10^7	$x_1 \pm 25.9, x_2 \pm 24.3, x_3 \pm 17.7; \dot{x}_1 \pm 0.0020, \dot{x}_2 \pm 0.0026, \dot{x}_3 \pm 0.0013; A/m \pm 0.00021$

вековые резонансы низких порядков в динамике объектов отсутствуют.

Общий анализ результатов, приведенных на рис. 4–7, позволяет сделать ряд выводов о динамике исследуемых объектов:

– все изучаемые объекты принадлежат области геосинхронного движения; полученные результаты хорошо согласуются с результатами (Breiter и др., 2005);

– основными возмущающими факторами в движении объектов являются: влияние гармоник геопотенциала, гравитационное влияние Луны и Солнца, а также влияние светового давления;

– движение объектов 90008, 90031 и 90214 является исключительно устойчивым, близко к гармоническому осциллятору, а движение объекта 97 149 является регулярным;

– объекты 90008, 90031 и 90214 захвачены в резонанс 1 : 1 со скоростью вращения Земли (резонансные соотношения проходят через нулевые

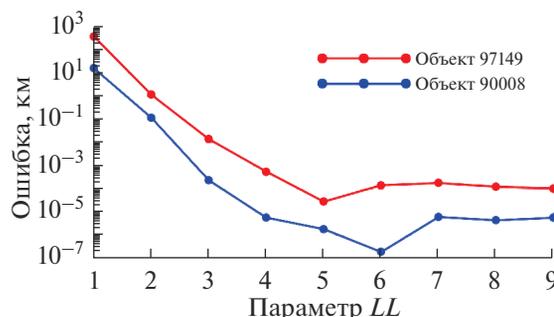


Рис. 3. Оценка точности методом сравнения с эталонной орбитой для объектов 90008 и 97149 в конце 10-летнего интервала прогнозирования.

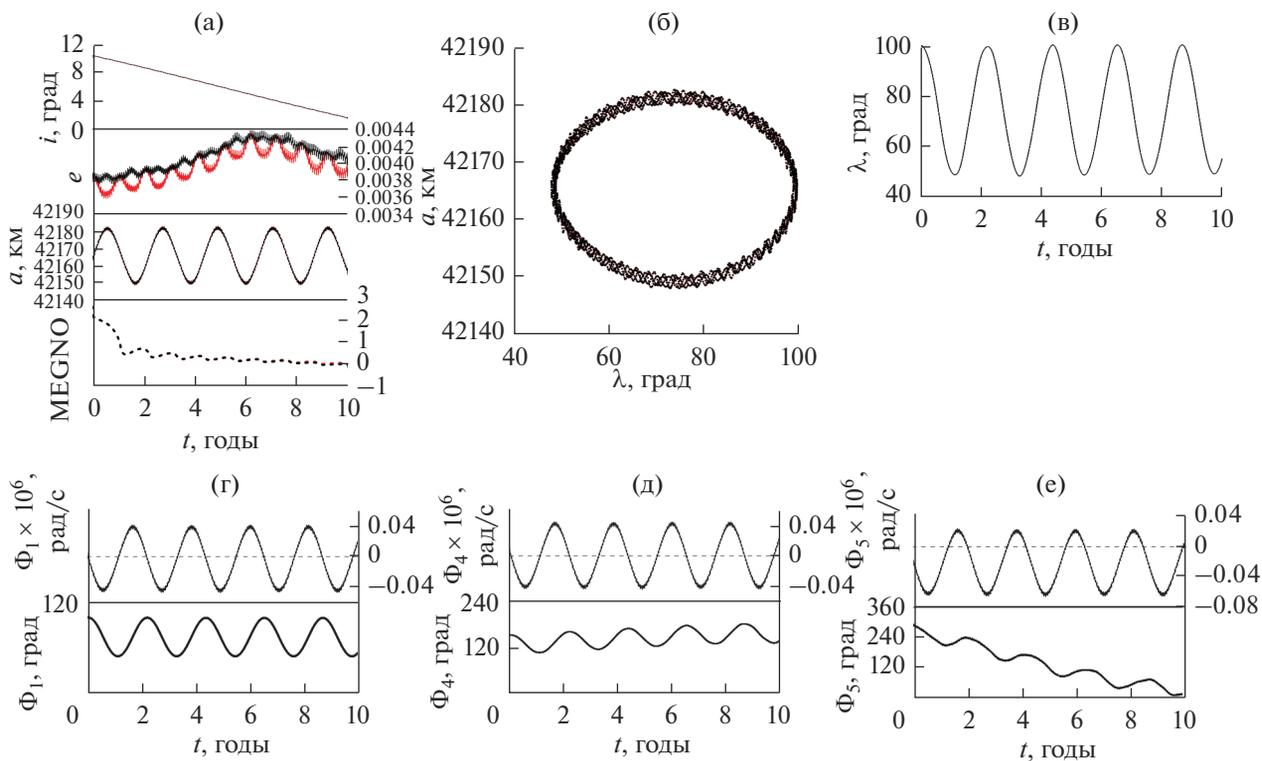


Рис. 4. Особенности движения объекта 90008: (а) орбитальная эволюция элементов орбиты и параметра MEGNO; (б) орбитальная эволюция объекта в фазовой плоскости $\{a, \lambda\}$; (в) эволюция долготы подспутниковой точки; (г)–(е) компоненты Φ_1, Φ_4, Φ_5 мультиплета орбитального резонанса со скоростью вращения Земли.

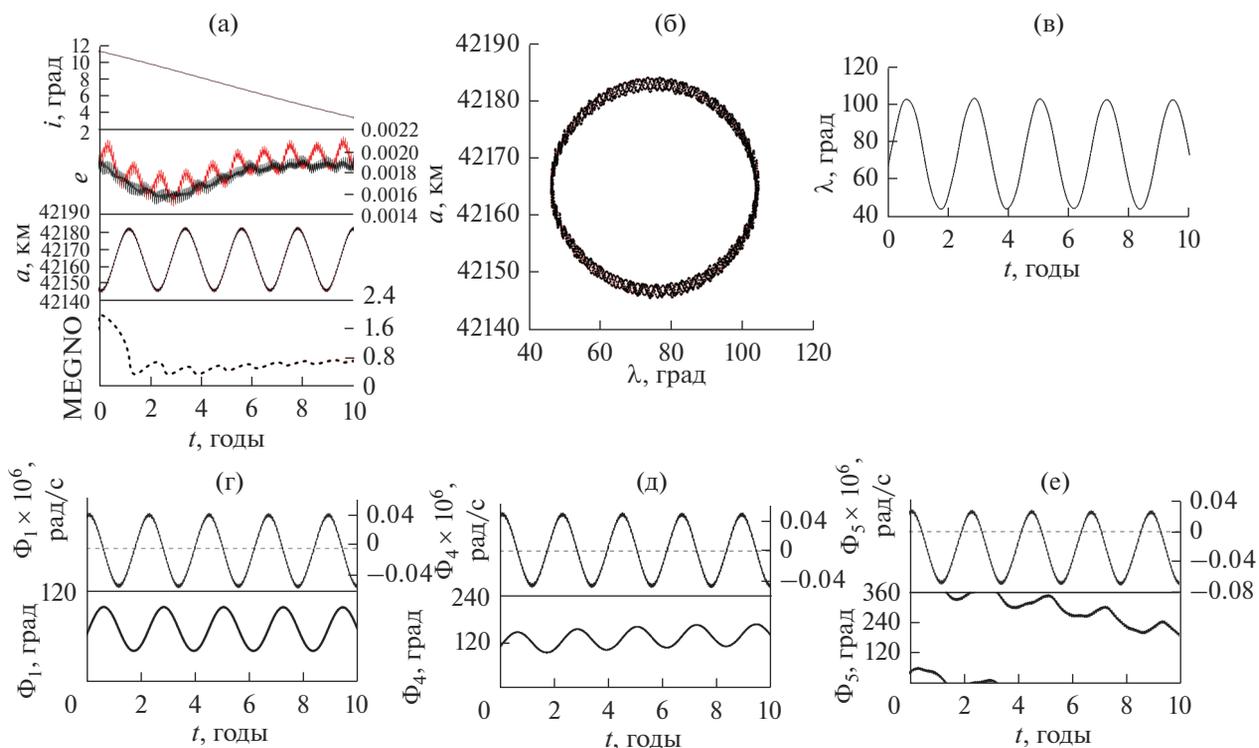


Рис. 5. Особенности движения объекта 90031: (а) орбитальная эволюция элементов орбиты и параметра MEGNO; (б) орбитальная эволюция объекта в фазовой плоскости $\{a, \lambda\}$; (в) эволюция долготы подспутниковой точки; (г)–(е) компоненты Φ_1, Φ_4, Φ_5 мультиплета орбитального резонанса со скоростью вращения Земли.

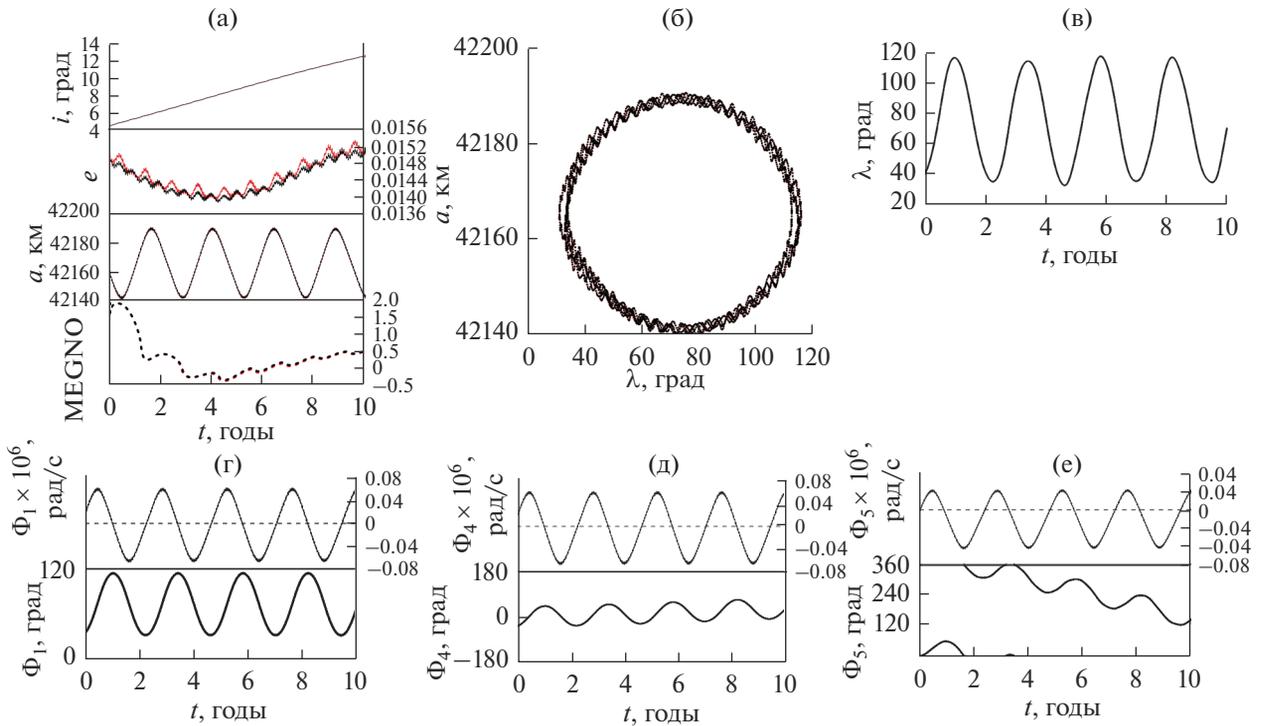


Рис. 6. Особенности движения объекта 90214: (а) орбитальная эволюция элементов орбиты и параметра MEGNO; (б) орбитальная эволюция объекта в фазовой плоскости $\{a, \lambda\}$; (в) эволюция долготы подспутниковой точки; (г)–(е) компоненты Φ_1, Φ_4, Φ_5 мультиплета орбитального резонанса со скоростью вращения Земли.

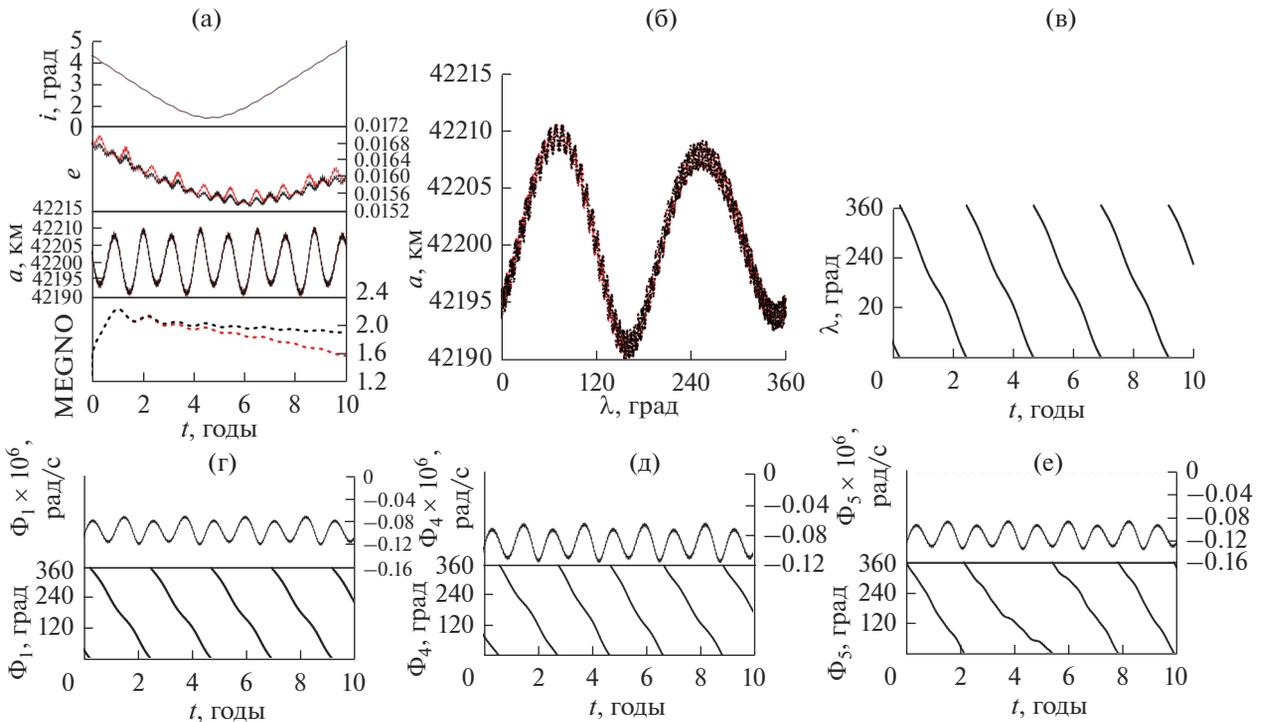


Рис. 7. Особенности движения объекта 97149: (а) орбитальная эволюция элементов орбиты и параметра MEGNO; (б) орбитальная эволюция объекта в фазовой плоскости $\{a, \lambda\}$; (в) эволюция долготы подспутниковой точки; (г)–(е) компоненты Φ_1, Φ_4, Φ_5 мультиплета орбитального резонанса со скоростью вращения Земли.

значения, а критические аргументы устойчиво либрируют);

- объект 97 149 не является резонансным;
- фазовые портреты в плоскости $\{a, \lambda\}$ показывают, что во вращающейся системе координат объекты 90008, 90031, 90214 либрируют около устойчивой точки либрации $\lambda = 75^\circ$;
- в плоскости $\{a, \lambda\}$ во вращающейся системе координат объект 97149 находится в области регулярного движения;
- вековые резонансы низких порядков в движении объектов отсутствуют.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в настоящей работе представлены результаты численного моделирования движения группы геосинхронных спутников, параметры которых получены по результатам позиционных наблюдений, выполненных на уникальной научной установке Цейсс–2000 в ЦКП “Терскольская обсерватория” Института астрономии РАН.

Моделирование выполнялось с помощью модифицированного программного комплекса “Численная модель движения ИСЗ”. Представлено описание программно-математического комплекса, который позволяет решать следующие задачи:

- численно с высокой точностью моделировать движение околоземных объектов;
- выполнять определение и улучшение орбит околоземных объектов по данным позиционных наблюдений;
- производить отбраковку наблюдений с контролем обусловленности задачи;
- определять из наблюдений параметр парусности объекта;
- проводить полное исследование долговременной орбитальной эволюции объекта с выявлением резонансных характеристик его динамики;
- использование точных значений изохронных производных позволяет повысить точность сходимости итерационного процесса на два порядка.

Использование данного программно-математического комплекса при обработке наблюдений группы геосинхронных спутников, полученных на телескопе Цейсс–2000, полностью подтвердило работоспособность и высокие характеристики точности программного комплекса.

Анализ орбитальной эволюции исследованных объектов позволил разделить объекты на захваченные в резонанс и нерезонансные.

Объекты 90008, 90031 и 90214 захвачены в резонанс 1 : 1 со скоростью вращения Земли, их резонансные соотношения проходят через нулевые

значения, а критические аргументы устойчиво либрируют. Фазовые портреты в плоскости $\{a, \lambda\}$ показывают, что во вращающейся системе координат объекты 90008, 90031, 90214 либрируют около устойчивой точки либрации $\lambda = 75^\circ$.

Объект 97149 не является резонансным, в плоскости $\{a, \lambda\}$ во вращающейся системе координат объект находится в области регулярного движения.

Вековые резонансы низких порядков в движении объектов отсутствуют.

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Авдюшев В.А.* Новый коллокационный интегратор для решения задач динамики. I. Теоретические основы // Изв. вузов. Физика. 2020. Т. 63. № 11. С. 131–140.
- Александрова А.Г., Бордовицына Т.В., Чувашов И.Н.* Численное моделирование в задачах динамики околоземных объектов // Изв. вузов. Физика. 2017. Т. 60. № 1. С. 69–76.
- Александрова А.Г., Бордовицына Т.В., Попандопуло Н.А., Томилова И.В.* Новый подход к вычислению вековых частот в динамике околоземных объектов на орбитах с большими эксцентриситетами // Изв. вузов. Физика. 2020. Т. 63. № 1 (745). С. 57–62.
- Андреанов Н.Г., Иванов А.П., Иванов В.Н., Колесса А.Е., Лукьянов А.П., Радченко В.А.* Новый комплекс программ планирования, обработки результатов оптических наблюдений и ведения базы данных космических объектов // Сб. тр. Всеросс. научн. конф. с международн. участием “Космический мусор: фундаментальные и практические аспекты угрозы”. М.: ИКИ РАН, 17–19 апреля 2019 г. С. 125–130.
- Батулин А.П., Чувашов И.Н.* Упрощенный способ определения начального приближения при улучшении орбит // Изв. вузов. Физика. 2006. Т. 49. № 2/2. С. 52–55.
- Кузнецов Э.Д., Захарова П.Е., Гламазда Д.В., Шагабутдинов А.И., Кудрявцев С.О.* О влиянии светового давления на орбитальную эволюцию объектов, движущихся в окрестности резонансов низких порядков // Астрон. вестн. 2012. Т. 46. № 6. С. 480–488. (*Kuznetsov E.D., Zakharova P.E., Glamazda D.V., Shagabutdinov A.I., Kudryavtsev S.O.* Light pressure effect on the orbital evolution of objects moving in the neighborhood of low-order resonances// Sol. Syst. Res. 2012. V. 46. № 6. P. 442–449.)
- Левкина П.А., Бахтигараев Н.С., Сергеев А.В., Чазов В.В.* Результаты фотометрических и позиционных наблюдений фрагментов космического мусора в обсерватории на пике Терскол // Изв. Главн. астрон. обсерватории в Пулковке. 2013. № 220. С. 47–52.

- Молотов И.Е., Агапов В.М., Стрельцов А.И., Еленин Л.В., Шильдкнехт Т., Тунгалаг Н., Буянхишиг Р., Голиков А.Р., Капралов М.А., Сибиченкова М.А., Иванов Д.Е., Крылов А.Н., Жорниченко А.А., Позаненко А.С.* Проблемы оптического мониторинга космического мусора // Препр. ИПМ им. М.В. Келдыша. 2020. № 7. 17 с.
<https://doi.org/10.20948/prepr-2020-7>
- Оголев А.В., Морозов С.В.* Анализ засоренности околоземного космического пространства объектами техногенного происхождения и их влияние на функционирование космических аппаратов // Сб. тр. Всеросс. научн. конф. с международн. участием “Космический мусор: фундаментальные и практические аспекты угрозы”. М.: ИКИ РАН, 17–19 апреля 2019 г. С. 15–19.
- Томилова И.В., Блинкова Е.В., Бордовицына Т.В.* Особенности динамики объектов, движущихся в окрестности резонанса 1 : 3 с вращением Земли // Астрон. вестн. 2019. Т. 53. № 5. С. 323–338. (*Tomilova I.V., Blinkova E.V., Bordovitsyna T.V.* Features of the dynamics of objects moving in the neighborhood of the 1 : 3 resonance with the Earth’s rotation // Sol. Syst. Res. 2019. V. 53. № 5. P. 307–321.)
- Allan R.R.* Resonance effects due to the longitude dependence of the gravitational field of a rotating primary // Planet. and Space Sci. 1967a. V. 15. P. 53–76.
- Allan R.R.* Satellite’s resonance with the longitude dependent gravity. II. Effects involving the ec-centricity // Planet. and Space Sci. 1967b. V. 15. P. 1829–1845.
- Breiter S., Wytrzyszczak I., Melendo B.* Long-term predictability of orbits around the geosynchronous altitude // Adv. Space Res. 2005. V. 35. P. 1313–1317.
- Cincotta P.M., Simo C.* Simple tools to study global dynamics in non-axisymmetric galactic potentials – I // Astron. and Astrophys. Suppl. 2000. V. 147. P. 205–228.
- Cincotta P.M., Girdano C.M., Simo C.* Phase space structure of multi-dimensional systems by means of the mean exponential growth factor of nearby orbits // Physica D. 2003. V. 182. P. 151–178.
- IERS Conventions 2010* – Gerard Petit and Brian Luzum // IERS Technical note 36. Frankfurt am Main, 2010. 179 p.
- Klinkrad H.* Space Debris. Models and Risk Analysis. Springer, 2006. 430 p.
- Kolessa A.E., Ivanov V.N., Radchenko V.A.* Searching of unknown Earth-orbiting object in the next observation session // Proc. Int. Conf. Engineering and Telecommunication. Moscow, 2014. P. 33–37.
- Kolessa A.E., Tartakovsky A.G., Ivanov A.P., Ivanov A.P., Radchenko V.A.* Nonlinear estimation and decision-making methods in short track identification and orbit determination problem // IEEE Trans. Aero-space and Electronic Systems. 2019. P. 301–312.
- Maruskin J.M., Scheeres D.J., Alfriend K.T.* Correlation of optical observations of objects in Earth orbit // J. Guidance, Control and Dynamics. 2009. V. 32. № 1. P. 194–209.
- Milani A., Gronchi G., Vitturi M., Knežević Z.* Orbit determination with very short arcs. I. Admissible regions // Celest. Mech. and Dyn. Astron. 2004. V. 90. P. 57–85.
- Tommei G., Milani A., Rossi A.* Orbit determination of space debris: Admissible regions // Celest. Mech. and Dyn. Astron. 2007. V. 97. № 4. P. 289–304.

УДК 523.44:523.68

О СТЕПЕННОМ ЗАКОНЕ ДЛЯ ОПИСАНИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ФРАГМЕНТОВ РАЗРУШЕННОГО КОСМИЧЕСКОГО ТЕЛА ПО МАССАМ

© 2022 г. И. Г. Брыкина^а*, Л. А. Егорова^а^аНИИ механики МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

*e-mail: shantii@mail.ru

Поступила в редакцию 06.12.2021 г.

После доработки 14.01.2022 г.

Принята к публикации 07.02.2022 г.

Важной характеристикой разрушения космических тел (астероидов при их столкновении в космическом пространстве, метеороидов и астероидов, входящих в атмосферу Земли) является распределение их фрагментов по массам. Кумулятивное распределение фрагментов по массам, полученное с применением степенного закона для распределения по массам в дифференциальной форме, зависит от безразмерной массы фрагмента, отнесенной к общей массе (массе тела до разрушения), от массовой доли наибольшего фрагмента и от показателя степени и дает нелинейную зависимость кумулятивного числа фрагментов от массы в логарифмических координатах, в отличие от используемой в литературе линейной зависимости. Формула для кумулятивного числа фрагментов тестируется путем сравнения с результатами ударных экспериментов, выполняемых для моделирования фрагментации астероидов при их столкновении в космическом пространстве. Сравнение проводится для тел разной формы, массы и состава, с разными пределами прочности, в широком диапазоне скоростей соударения. Оцениваются найденные значения степенного индекса, являющегося свободным параметром, подбираемым для наилучшего совпадения теоретического распределения с эмпирическим распределением. Обсуждается применимость степенного распределения фрагментов по массам для описания экспериментальных результатов при разрушениях различных типов.

Ключевые слова: фрагментация, метеороид, астероид, кумулятивное распределение**DOI:** 10.31857/S0320930X2204003X

ВВЕДЕНИЕ

Большинство космических тел, входящих в атмосферу Земли, разрушаются под действием аэродинамических сил, возрастающих по мере их проникновения в более плотные слои атмосферы. Разрушение космических тел в атмосфере — это сложный процесс, зависящий от многих факторов: состава, структуры, плотности, наличия дефектов, размера и скорости, и поэтому может происходить по-разному. Когда такое тело дробится на большое количество фрагментов, они сначала движутся как единое облако фрагментов, объединенных общей ударной волной. После расхождения фрагментов на достаточно большие расстояния они движутся независимо со своими собственными ударными волнами. Обзоры существующих моделей фрагментации метеороидов приведены в (Ропова, 2011; Брыкина, 2018; Вороничка и др., 2019; Брыкина, Bragin, 2020). Когда для моделирования траектории, абляции и энерговыделения разрушенного в атмосфере астероида используются модели фрагментации, включающие в себя независимое движение фрагментов, необходимо знать их распределение по массам. Мож-

но провести аналогию между распределением фрагментов при разрушении астероидов (метеороидов) в атмосфере и распределением фрагментов при разрушении астероидов при их столкновениях в космическом пространстве.

Для изучения столкновительной эволюции астероидов и моделирования их фрагментации при соударении проводились экспериментальные исследования по разрушению твердых тел при высокоскоростном ударе. Было выполнено много экспериментов по исследованию удара более мелкого тела (ударника) о более крупное тело (мишень) для изучения масс (размеров), форм, скоростей и вращения образовавшихся в результате разрушения мишени фрагментов (Hartmann W.K., Hartmann A.C., 1968; Hartmann, 1969; Fujiwara и др., 1977; Takagi и др., 1984; Davis, Ryan, 1990; Ryan и др., 1991; Nakamura, Fujiwara, 1991; Cintala, Hörz, 2008; Okamoto, Arakawa, 2008; 2009; Michikami и др., 2016; Flynn и др., 2020). Обзоры таких работ даны в (Fujiwara, 1986; Fujiwara и др., 1989; Martelli и др., 1994; Holsapple и др., 2002). Экспериментальные исследования проводились для разных форм, размеров, структур и материа-

лов мишени (базальты, гипс, пиррофиллит, керамика, цементные смеси, стекло, искусственно созданные конгломераты, образцы метеоритов: обыкновенных и углеродистых хондритов) и для разных скоростей, форм и материалов ударника.

Распределение фрагментов разрушенного тела по массам описывается с помощью функции кумулятивного числа фрагментов $N_m(m)$, определяемой как количество фрагментов с массами, большими или равными m . Результаты экспериментов показали, что кривая кумулятивного распределения фрагментов разрушенного тела по массам может быть описана с использованием степенного закона (Hartmann W.K., Hartmann A.C., 1968; Hartmann, 1969; Fujiwara и др., 1977; 1989; Takagi и др., 1984; Fujiwara, 1986; Davis, Ryan, 1990; Ryan и др., 1991; Nakamura, Fujiwara, 1991; Martelli и др., 1994; Holsapple и др., 2002; Cintala, Hörz, 2008; Okamoto, Arakawa, 2008; 2009; Michikami и др., 2016). Обычно этот закон представляют и используют в простой форме: кумулятивное число фрагментов пропорционально некоторой степени m : $N_m \propto m^{-\beta}$. Эта корреляция между кумулятивным числом фрагментов и их массой дает линейный график в логарифмических координатах с тангенсом угла наклона, равным показателю степени. Однако, как отмечается во многих работах (Takagi и др., 1984; Fujiwara и др., 1989; Davis, Ryan, 1990; Nakamura, Fujiwara, 1991; Holsapple и др., 2002; Cintala, Hörz, 2008; Okamoto, Arakawa, 2009; Flynn и др., 2018; 2020), вся кривая распределения фрагментов по массам не является линейной, и обычно она разбивается на два или три сегмента, которым соответствуют разные показатели степени, с более крутым наклоном для крупных фрагментов. Аналогичный факт отмечался в работах (Jenniskens и др., 1994; Попова и др., 2014), в которых построены кривые распределения по массам фрагментов разрушенных астероидов Мбале (Jenniskens и др., 1994) и Челябинского (Попова и др., 2014), собранных после соответствующих метеоритных дождей, и показано, что простое степенное распределение (прямая линия в логарифмических координатах) соответствует только части кривой, но не может описать ее полностью.

В данной работе степенной закон используется не для описания кумулятивного распределения, а для плотности распределения числа фрагментов по массам, т.е. для распределения фрагментов по массам используется форма степенного закона в приращениях (дифференциальная), которая также приводится в некоторых экспериментальных работах (Hartmann W.K., Hartmann A.C., 1968; Hartmann, 1969; Fujiwara и др., 1977; 1989; Fujiwara, 1986; Cintala, Hörz, 2008). Основываясь на этой форме степенного закона, авторы вывели формулу для кумулятивного числа

фрагментов в зависимости от массы фрагмента, отнесенной к общей массе фрагментов, массовой доли и количества наибольших фрагментов и показателя степени (Врукина, Egorova, 2021). Полученное кумулятивное распределение не является линейной функцией массы в логарифмических координатах, и это позволило адекватно описать одной кривой (с использованием одного показателя степени) распределения по массам фрагментов разрушенных космических тел, собранных после метеоритных дождей Мбале, Бассикуну, Алмахата Ситта, Кошице и Челябинского (Врукина, Egorova, 2021).

Подобный подход с применением степенного закона, но с использованием не непрерывной, а дискретной формы распределения частиц по массам, применялся в исследованиях малых метеороидов для моделирования световых кривых метеорных тел метеорного потока Леониды (Beech, Murray, 2003; Campbell-Brown, Koschny, 2004) и метеорного потока Дракониды (Ворови́чка и др., 2007), а также в гибридной модели фрагментации крупного метеороида для описания распределения мелких частиц (пыли) (Ворови́чка и др., 2013; 2019). Распределение размеров фрагментов по степенному закону было замечено при анализе наблюдений за разрушением основного корпуса космического аппарата НАСА НАYABUSA при его возвращении в атмосферу Земли (Watanabe и др., 2011). Это была уникальная возможность наблюдения за фрагментацией “искусственного метеороида”. Процесс был подробно описан и путем анализа изображений с камер наблюдения и оценки яркости свечения фрагментов получено изменение числа осколков и их распределение по размерам.

Степенное распределение по массам ($N_m \propto m^{-\beta}$) применяется также при обработке радиолокационных метеорных наблюдений для определения индексов распределения метеороидов по массам как для спорадических метеоров, так и для метеорных потоков (Blaauw и др., 2011a; 2011b; Pokorný и др., 2014; Pokorný, Brown, 2016; Janches и др., 2019). Отмечалось (Corbelli и др., 2005; Шустов, Тутуков, 2018; Тутуков, Шустов, 2020), что начальные спектры масс различных астрономических объектов (космической пыли, астероидов, планет, звезд, звездных скоплений, галактик) в ансамблях, формирующихся путем фрагментации, можно представить в первом приближении в статистически значимом диапазоне базисной функцией в виде степенного распределения. Степенной закон используется при описании распределения по размерам ударных кратеров на планетах земной группы и астероидах, а также космических объектов, которые образовали эти кратеры (Ivanov и др., 2001; 2002; Bronikowska и др., 2013).

Для описания распределения фрагментов разрушенного тела по массам или размерам, кроме степенного закона, иногда применяются различные статистические закономерности; для улучшения согласования с экспериментальными данными используются бимодальные и тримодальные распределения (Сильвестров, 2004). Так, для описания распределения по массам фрагментов метеоритов Кошице, Саттерз-Милл и Уайткорт в (Betzler, Borges, 2020) применялись экспоненциальные и бимодальные экспоненциальные распределения. В работе (Gritsevich и др., 2014) распределение по массам фрагментов в метеоритном дожде Кошице аппроксимировалось с использованием семи разных статистических моделей, включая бимодальные модели; наилучшим оказалось бимодальное распределение Вейбулла. Неудобством применения таких методов является их относительная, по сравнению со степенным законом, сложность, в частности, наличие в них нескольких свободных параметров (пять в бимодальном распределении Вейбулла), по которым нужно проводить коррекцию в каждом конкретном случае. В последние годы стали развиваться также численные подходы к моделированию процесса фрагментации астероидов (Durda и др., 2007; Remington и др., 2020).

Данная работа является продолжением работы (Brykina, Egorova, 2021), в которой с использованием степенного закона была получена формула для кумулятивного числа фрагментов при введении ограничения на максимальную массу и проведено ее тестирование путем сравнения с результатами некоторых ударных экспериментов, моделирующих процесс разрушения астероидов при их столкновениях, и с распределениями по массам собранных метеоритов после пяти метеоритных дождей. В данной работе формула для кумулятивного числа фрагментов получена при введении ограничения не только на максимальную, но и на минимальную массу. Проводится более полное сравнение аналитического распределения фрагментов по массам с результатами большого количества ударных экспериментов, выполненных для тел разной формы и массы, изготовленных из различных материалов, обладающих разными пределами прочности на сжатие, в широком диапазоне скоростей соударения. Оценивается применимость степенного распределения фрагментов по массам при разрушениях различных типов.

ФУНКЦИЯ КУМУЛЯТИВНОГО ЧИСЛА ФРАГМЕНТОВ

Во многих экспериментальных исследованиях с мишенями различного состава отмечалось, что кумулятивное распределение фрагментов по массам можно описать степенным законом. Этот за-

кон представляют в двух видах (Hartmann W.K., Hartmann A.C., 1968; Hartmann, 1969; Fujiwara и др., 1977; 1989; Fujiwara, 1986): в дифференциальной форме (в приращениях), выраженной уравнением (1), и в простой форме, выраженной уравнением (2), означающим, что кумулятивное число фрагментов пропорционально некоторой степени массы m :

$$\frac{d N_m}{d m} = -n_m = -D m^{-\alpha} \left(\frac{d N_m}{d m} \propto -m^{-\alpha} \right). \quad (1)$$

$$N_m = B m^{-\beta} \quad (N_m \propto m^{-\beta}), \quad (2)$$

$$\alpha = \beta + 1, \quad B = D/\beta.$$

Здесь n_m – зависящая от m плотность распределения числа фрагментов по массам, т.е. количество фрагментов на единицу массы вблизи значения массы m , при этом $n_m dm$ определяет число фрагментов в интервале масс от m до $m + dm$. Коэффициенты D и B и показатели степени α и β считаются постоянными. Почти во всех работах по ударным экспериментам, как и в работах по определению индексов распределения метеороидов по массам для метеорных потоков и спорадических метеоров, уравнения (1) и (2) считаются эквивалентными. Используемое при этом соотношение (2) представляет собой прямую линию в координатах $\lg N_m - \lg m$ с тангенсом угла наклона, равным $-\beta$ (или $1 - \alpha$). Этот степенной индекс (α или β) считается характерным индексом распределения метеороидов по массам или распределения фрагментов разрушенного тела по массам.

Мы полагаем функции $N_m(m)$ и $n_m(m)$ в уравнении (1) непрерывными функциями, определенными при $0 < m \leq m_l$, где m_l – масса самого большого фрагмента или фрагментов, если имеется несколько наибольших осколков с одинаковой массой. После интегрирования уравнения (1) от m до m_l получим для N_m уравнение, отличное от уравнения (2)

$$N_m(m) = \int_m^{m_l} n_m(m') d m' + N_m(m_l) =$$

$$= B m^{-\beta} - B m_l^{-\beta} + N_m(m_l), \quad 0 < m \leq m_l. \quad (3)$$

Здесь $N_m(m_l)$ – количество фрагментов с максимальной массой m_l , которое в большинстве экспериментов оказывается равным единице.

Неизвестные коэффициенты D (или B) находятся из условия, что масса тела M (масса астероида или метеороида непосредственно перед началом фрагментации, масса мишени в экспериментах) сохраняется, т.е. равна общей массе всех фрагментов. Общая масса всех фрагментов M определяется уравнением

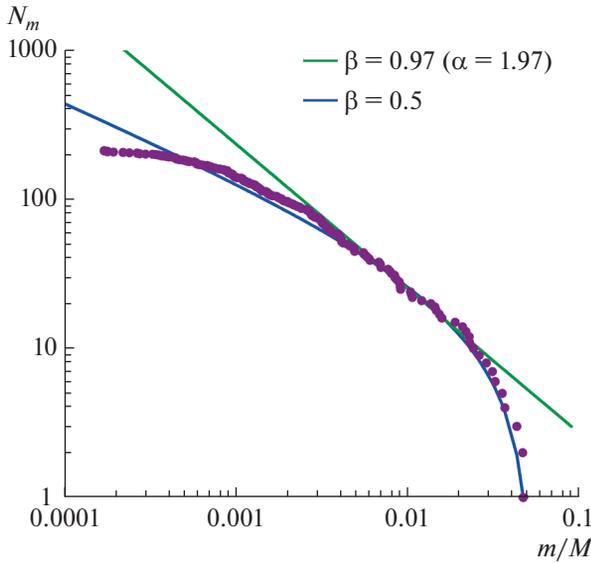


Рис. 1. Кумулятивное число фрагментов в зависимости от относительной массы для метеоритов Кошице.

$$M = \int_0^{m_l} n_m(m') m' d m'. \quad (4)$$

После подстановки в это уравнение функции n_m из соотношения (1) и интегрирования коэффициенты D и B находятся как функции параметров M и m_l , которые считаются известными, и показателя степени β (здесь предполагается $0 < \beta < 1$)

$$D = M \frac{1-\beta}{m_l^{1-\beta}}, \quad B = M \frac{1-\beta}{\beta m_l^{1-\beta}}. \quad (5)$$

Кумулятивное число фрагментов, определяемое уравнением (1), с учетом соотношений (3) и (5), равно

$$N_m = \frac{1-\beta}{\beta \bar{m}_l^{1-\beta}} (\bar{m}^{-\beta} - \bar{m}_l^{-\beta}) + n_l. \quad (6)$$

Здесь $\bar{m} = m/M$ – безразмерная масса фрагмента, $\bar{m}_l = m_l/M$ – безразмерная масса самого большого фрагмента, $n_l = N_m(m_l)$ – число максимальных фрагментов. Таким образом, функция кумулятивного числа фрагментов N_m зависит только от безразмерных параметров: массы фрагмента, нормированной на общую массу, массовой доли максимального фрагмента, числа максимальных фрагментов и степенного индекса β . Массовая доля наибольшего фрагмента является важным параметром, характеризующим степень разрушения тела.

Функция $n_m(m)$, определяющая плотность распределения фрагментов по массам, необходима для того, чтобы найти суммарное энерговыделение фрагментированного в атмосфере метеорои-

да, его светимость и полную потерю массы за счет абляции путем интегрирования по всем начальным массам фрагментов (Врукіна, Egorova, 2021). Эта функция находится из уравнения (1) после определения нормировочного коэффициента D :

$$n_m = \frac{1-\beta}{M \bar{m}_l^{1-\beta}} \bar{m}^{-\beta-1}. \quad (7)$$

Если считать, что кроме максимального фрагмента имеется еще минимальный фрагмент с массой m_s , тогда область определения функций $N_m(m)$ и $n_m(m)$ будет $m_s \leq m \leq m_l$. Повторив процедуру, аналогичную описанной выше, когда значение массы фрагмента снизу не ограничивалось, и, определяя коэффициент D из уравнения (4) путем интегрирования от m_s до m_l , получим

$$D = \frac{M(1-\beta)}{m_l^{1-\beta} - m_s^{1-\beta}}, \quad n_m = \frac{1-\beta}{M(\bar{m}_l^{1-\beta} - m_s^{1-\beta})} \bar{m}^{-\beta-1}. \quad (8)$$

$$N_m = \frac{1-\beta}{\beta(\bar{m}_l^{1-\beta} - m_s^{1-\beta})} (\bar{m}^{-\beta} - \bar{m}_l^{-\beta}) + n_l. \quad (9)$$

В заключение проиллюстрируем разницу в определении функции кумулятивного числа фрагментов N_m и при оценке степенного индекса β (или α) при использовании уравнения (1) с последующим интегрированием, приводящим к соотношению (6), и при использовании уравнения (2) $N_m \propto m^{-\beta}$, дающего линейную зависимость N_m от m в логарифмических координатах. На рис. 1 (результаты, отмеченные фиолетовым и синим цветами, взяты из работы (Врукіна, Egorova, 2021)) фиолетовыми точками показано распределение по массам метеоритов Кошице. Данные о массах 218 фрагментов взяты из таблиц (Gritsevich и др., 2014; Toth и др., 2015), не учтены два самых крупных фрагмента, массы которых примерно в семь раз превышают массу третьего (см. далее). Синяя кривая рассчитана по формуле (6). Зеленая прямая линия, выражающая зависимость $N_m \propto m^{-\beta}$, проводилась таким образом, чтобы аппроксимировать большую часть фиолетовой кривой. В обоих случаях показатель степени подбирается для наилучшего согласования с эмпирическими данными. Степенной индекс в случае использования уравнения (2) – это, фактически, тангенс угла наклона касательной ($-\beta$) к некоторой средней части кривой, без учета самых мелких и самых крупных фрагментов. В случае использования уравнения (6) степенной индекс ($-\beta$) – это тангенс угла наклона асимптоты к кривой $N_m(m)$, показанной на рис. 1 синей линией, при малых значениях масс ($m \rightarrow 0$). Поэтому подбираемое для наилучшей аппроксимации эмпирических данных оптимальное значение β в соотношении (2) всегда больше того подбираемого оптимального β , которое получается, если использовать формулу (6).

ВИДЫ ФРАГМЕНТАЦИИ

Результаты многочисленных экспериментов показывают, что можно условно выделить несколько типов разрушения тел при высокоскоростном ударе в зависимости от степени фрагментации мишени. Тип, или степень фрагментации зависит главным образом от удельной энергии Q , которая определяется как кинетическая энергия ударника, приходящаяся на единицу массы мишени

$$Q = \frac{m_p V^2}{2} / M. \quad (10)$$

Здесь m_p и M – массы ударника и мишени, V – скорость ударника. На тип разрушения влияют также материал, размер и форма мишени, а также материал, скорость и размер ударника.

В работах (Fujiwara и др., 1977; 1989; Fujiwara, 1986; Michikami и др., 2016) дана классификация четырех типов фрагментации при высокоскоростном ударе ($V > 1$ км/с) в зависимости от удельной энергии Q .

I – образование кратера, это разрушение, когда на поверхности мишени образуется только кратер и не происходит отслоения на остальной части поверхности: $Q < 100$ Дж/кг (Fujiwara, 1986); $Q < 250$ Дж/кг (Michikami и др., 2016).

II – это переходный тип, при котором наряду с образованием кратера откалываются части боковых поверхностей: $100 \leq Q < 1000$ Дж/кг (Fujiwara, 1986); $250 \leq Q < 1050$ Дж/кг (Michikami и др., 2016).

III – это так называемый тип ядра, который характеризуется тем, что верхние слои мишени отслаиваются, начиная с поверхности, и в центральной части мишени остается нетронутым (неповрежденным) самый большой фрагмент, называемый ядром: $1 \leq Q < 10$ кДж/кг (Fujiwara, 1986); $1.05 \leq Q < 8$ кДж/кг (Michikami и др., 2016).

Тип IV – полное разрушение, когда тело полностью разрушается на большое количество мелких фрагментов: $Q \geq 10$ кДж/кг (Fujiwara, 1986); $Q \geq 8$ кДж/кг (Michikami и др., 2016).

Подобной классификации придерживаются во многих других экспериментальных работах. Типы III и IV называют (Michikami и др., 2016) катастрофическими разрушениями (удельная энергия более 1.05 кДж/кг), в то время как типы I и II называются некатастрофическими разрушениями.

Для ударов, называемых низкоскоростными ($V < 1$ км/с), приводится несколько иная классификация типов разрушения (Takagi и др., 1984; Fujiwara, 1986; Fujiwara и др., 1989):

I – отскок ударника с расходящимися трещинами: $Q < 500$ Дж/кг; II – отскок с продольным раскалыванием: $Q \geq 500$ Дж/кг; III – конический тип дробления: $0.5 < Q < 5$ кДж/кг; фрагменты,

отколовшиеся со стороны удара – мелкие, а фрагменты с противоположной стороны довольно большие и для сферических мишеней имеют коническую форму; IV – полное, или катастрофическое разрушение: $Q \geq 5$ кДж/кг.

Фрагментация типа ядра, когда есть один или два основных фрагмента, которые намного больше остальных, наблюдалась как для тел с однородной структурой (Fujiwara и др., 1977; 1989; Fujiwara, 1986; Nakamura, Fujiwara, 1991; Michikami и др., 2016), так и с неоднородной (Davis, Ryan, 1990; Okamoto, Arakawa, 2008). В (Okamoto, Arakawa, 2008) изучались разные виды разрушений тел, состоящих из более плотной центральной части и пористой мантии. Было отмечено, что в случае, когда самый большой фрагмент плотного ядра на порядок больше второго фрагмента и имеется много мелких фрагментов, кривая распределения по массам, построенная по фрагментам, меньшим или равным второго, выглядит как типичная кривая катастрофического разрушения и подчиняется степенному закону. В исследовании (Cintala, Hörz, 2008), где эксперименты проводились для обыкновенного хондрита L6, также отмечалось, что, если в каждом эксперименте не принимать во внимание один или два самых больших фрагмента, то все распределения удивительно близки по форме. Поэтому при расчете распределения фрагментов по массам в случаях, когда один или два самых больших фрагмента в несколько раз больше, чем следующий, мы исключали их из рассмотрения и применяли формулу (6), начиная со второго (или третьего) фрагмента.

СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ РЕЗУЛЬТАТАМИ

Аналитическое решение (6) для распределения фрагментов по массам сравнивалось с полученными другими авторами результатами высокоскоростных и низкоскоростных ударных экспериментов, моделирующих разрушение астероидов, для мишеней различных форм, размеров и материалов, обладающих разной прочностью и плотностью. Представленные результаты сравнений частично (рис. 2, 4, 5) были получены ранее (Brykina, Egorova, 2021) и включены в данную работу для полноты картины, сопровождаемые новой информацией и анализом в контексте осмысления всей совокупности результатов сравнений. В тех случаях, когда экспериментальные распределения были представлены в зависимости от абсолютной, а не относительной массы, они оцифровывались и приводились к безразмерному виду путем нормировки на массу мишени.

Пример тестирования формулы (6) при фрагментации типа ядра показан на рис. 2, где представ-

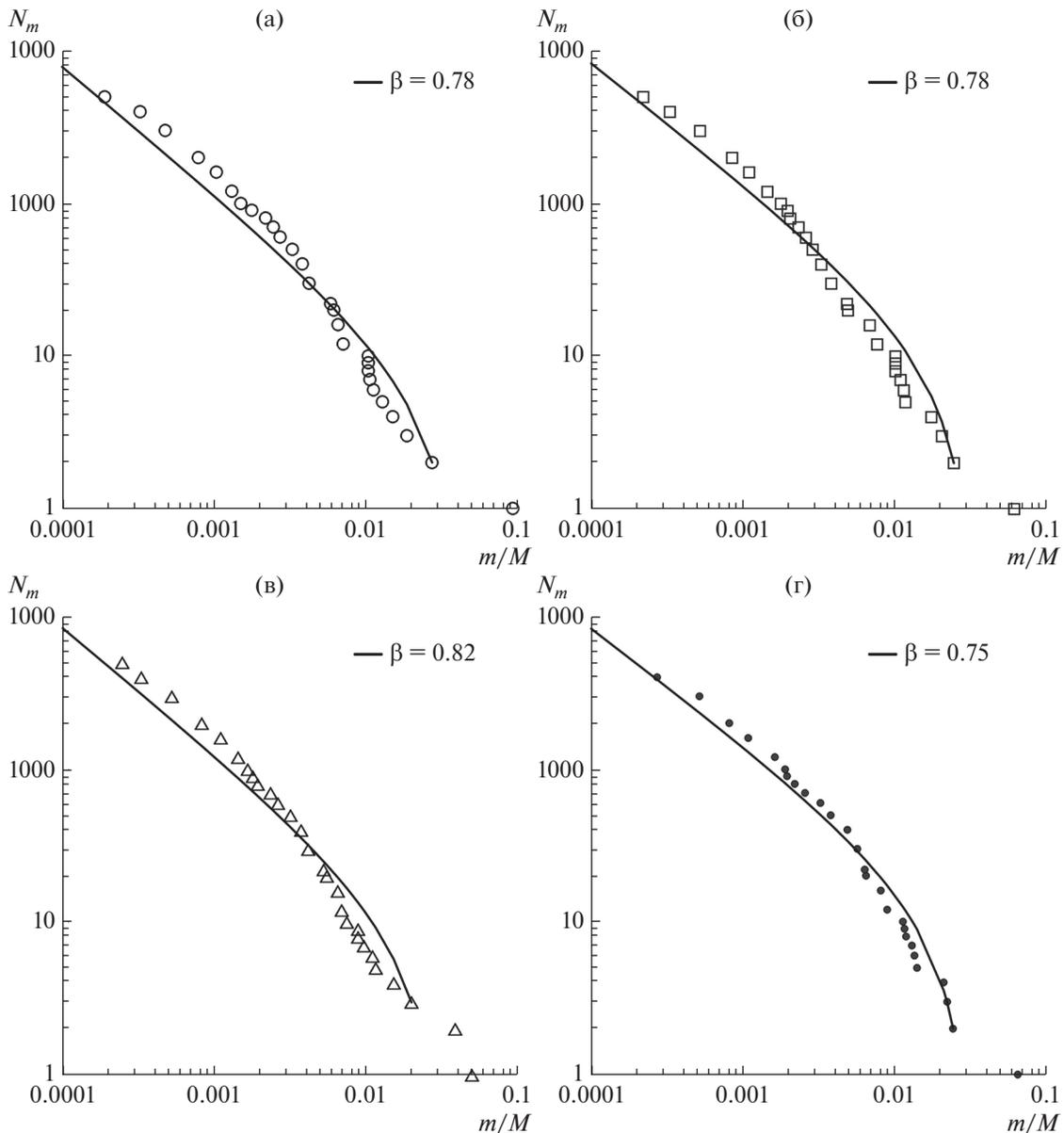


Рис. 2. Кумулятивное число фрагментов в зависимости от относительной массы. Маркеры – высокоскоростные эксперименты при схожих условиях, базальт из Монголии (Michikami и др., 2016); фрагментация типа ядра. Линии – формула (6).

лены данные четырех экспериментов (Michikami и др., 2016), выполненных в почти идентичных условиях, чтобы изучить воспроизводимость экспериментальных результатов. Использовались сферический нейлоновый ударник с массой 0.216 г и кубические мишени со стороной 5 см из мелкозернистого базальта Linxi из Монголии с плотностью 3 г/см^3 , предел прочности которого на сжатие составлял 185 МПа, а на растяжение – 14 МПа. Эти прочностные характеристики близки к характеристикам обыкновенных хондритов, например, соответствующие значения для хондрита LL3 Крымка были 160 и 22 МПа (Michikami и др.,

2016). Условиям экспериментов на рис. 2а, 2б, 2в и 2г соответствуют значения удельной энергии $Q = 3.96, 3.95, 4.49$ и 4.05 кДж/кг (скорости ударника 3.66, 3.63, 3.87, 3.71 км/с). Результаты приведены в логарифмических координатах.

На рис. 2 видно, что, несмотря на одинаковые условия экспериментов, имеется некоторый разброс в размерах максимального фрагмента. В трех случаях имеется один фрагмент, который намного больше, чем следующий, а в одном – два таких фрагмента. Массовые доли максимальных фрагментов равны 0.092 (а), 0.065 (б), 0.049, 0.038 (в), 0.061 (г). Массовые доли последующих фрагмен-

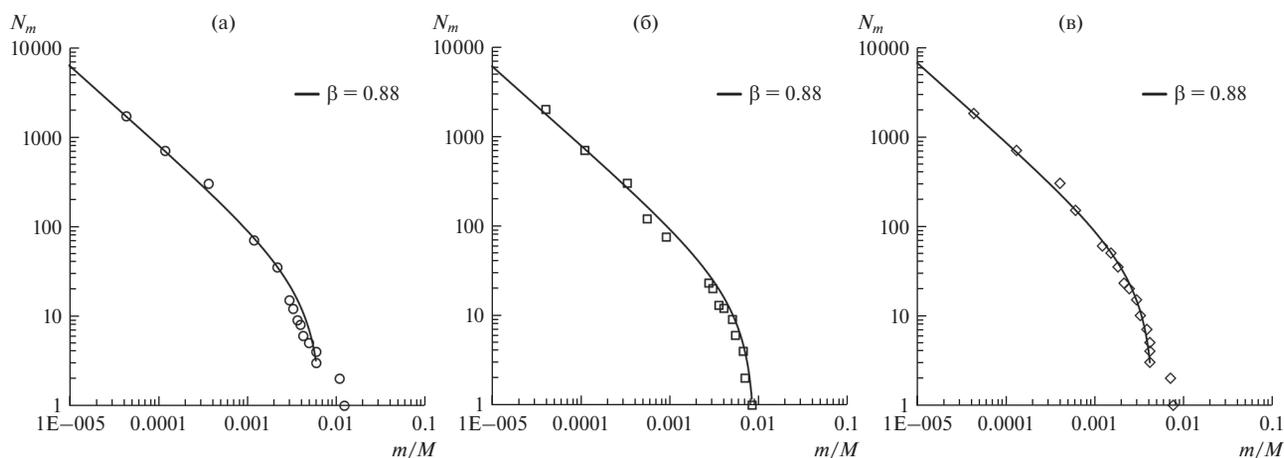


Рис. 3. Кумулятивное число фрагментов в зависимости от относительной массы. Маркеры – низкоскоростные эксперименты при схожих условиях, базальт из Японии (Takagi и др., 1984); катастрофическая фрагментация. Линии – формула (6).

тов отличаются значительно меньше: 0.027 (а), 0.025 (б), 0.02 (в), 0.024 (г), и сами распределения по массам очень похожи, когда исключаются самые крупные фрагменты (степенной индекс β меняется от 0.75 до 0.82). Расчеты по формуле (6), проводившиеся, начиная со второго фрагмента на рис. 2а, 2б, 2г и начиная с третьего на рис. 2в, удовлетворительно согласуются с экспериментальными распределениями.

В случае катастрофической фрагментации при низкоскоростном ударе сравнение теоретического распределения (6) с экспериментальными распределениями, полученными в (Takagi и др., 1984) для кубических мишеней из базальта Chatusu-yama из Японии с пределом прочности на сжатие 480 МПа и плотностью 2.8 г/см³, приведено на рис. 3. Эксперименты, результаты которых представлены на рис. 3, также проводились при почти идентичных условиях: масса цилиндрического алюминиевого ударника $m_p = 10.1 \pm 0.1$ г, масса мишени $M = 34.5 \pm 2.5$ г, скорость ударника $V = 643 \pm 15$ м/с. Рисунокам 3а–3в соответствуют значения удельной энергии $Q = 58.7, 62.8, 66.3$ кДж/кг; массовая доля наибольшего фрагмента 0.013, 0.009, 0.007; как и на рис. 2, имеется разброс в размерах максимального фрагмента, хотя значения степенного индекса β получились равными. Удельная энергия удара в этих экспериментах примерно на порядок выше, чем удельная энергия в экспериментах, результаты которых приведены на рис. 2, и соответствует полному разрушению, однако даже при таких высоких значениях Q присутствуют наибольшие фрагменты, масса которых значительно превышает массу следующих фрагментов (рис. 3а, 3в). Формула (6) хорошо описывает результаты экспериментов (Takagi и др., 1984), при этом значения β получа-

ются более высокими, чем на рис. 2 при более низкой удельной энергии.

Сравнения с распределениями, полученными в (Takagi и др., 1984) по фрагментации пиррофиллитовых и базальтовых кубических мишеней, показаны на рис. 4. Рисунок 4а соответствует экспериментам с высокой удельной энергией: $Q = 16.3$ и 9.8 кДж/кг для базальта и пиррофиллита, а рис. 4б – экспериментам с низкой энергией: $Q = 1.7$ и 2.6 кДж/кг для базальта и пиррофиллита. По приведенной выше классификации типов разрушения для низкоскоростных ударов в зависимости от значения Q , рис. 4а соответствует полная, или катастрофическая фрагментация, а рис. 4б – коническая. Однако на рис. 4б не наблюдается заметного разделения фрагментов на несколько крупных и мелкие, свойственного описанию конического разрушения, масса фрагментов меняется довольно равномерно и для базальта, и для пиррофиллита, несмотря на низкую удельную энергию. Предел прочности пиррофиллита на сжатие 73 МПа (плотность 2.7 г/см³) примерно в семь раз меньше прочности используемого в экспериментах базальта, тем не менее распределения фрагментов по массам для этих материалов близки для обоих режимов фрагментации, представленных на рис. 4а и 4б, и хорошо описываются формулой (6). Рисунок 4 показывает также, что с увеличением удельной энергии удара массовая доля максимального фрагмента уменьшается, степень фрагментации усиливается и значение степенного индекса β также увеличивается.

На рис. 5 приведено сопоставление распределения (6) с результатами высокоскоростного эксперимента (Okamoto, Agakawa, 2009) при катастрофическом разрушении ($Q = 45.9$ кДж/кг) пористого гипсового шара с образованием большого количества мелких фрагментов с равно-

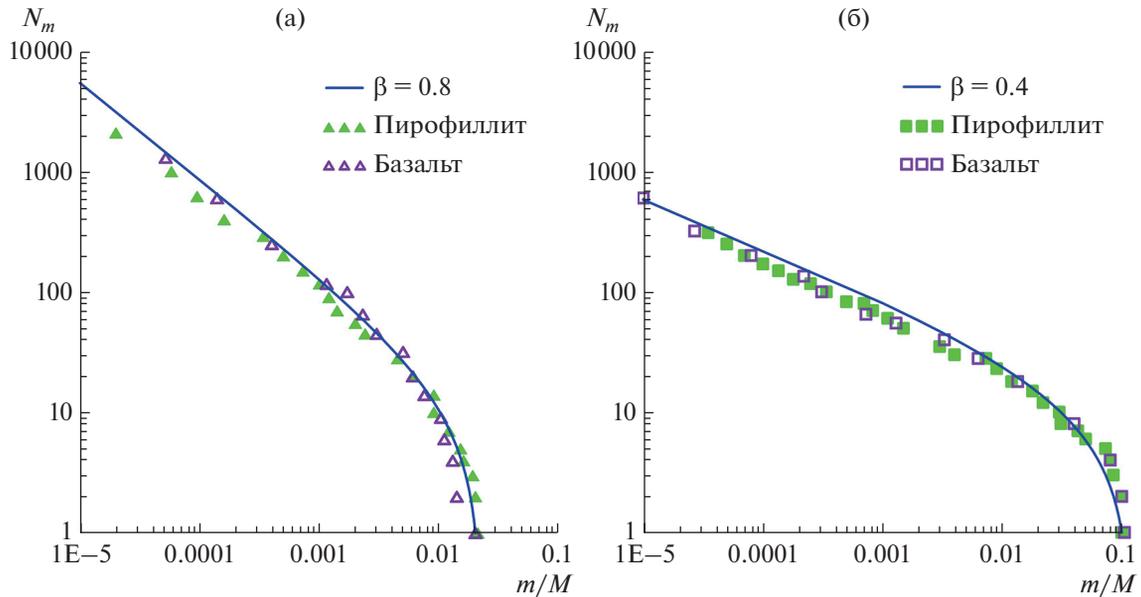


Рис. 4. Кумулятивное число фрагментов в зависимости от относительной массы. Маркеры – эксперименты (Takagi и др., 1984); базальт: $m_p = 10$ г, $M = 28.7$ и 591 г (а, б), $V = 303$ и 950 м/с (а, б); пиррофиллит: $m_p = 10$ и 2.3 г (а, б), $M = 198$ и 159 г (а, б), $V = 620$ и 289 м/с (а, б). Линии – формула (6).

мерным изменением их размеров. Гипсовая мишень с массой 1.01 г имела низкую плотность 1.1 г/см³ и высокую пористость 53% . Использовался цилиндрический нейлоновый ударник ($V = 3.41$ км/с, $m_p = 1$ мг), массовая доля максималь-

ного фрагмента равна 0.026 . Теоретическое распределение фрагментов по массам согласуется с экспериментальным распределением.

Влияние материала мишени на распределение фрагментов по массам демонстрирует также рис. 6, где приведены результаты экспериментов (Nakatuga, Fujiwara, 1991), полученные для сферических мишеней из базальта Якупо из Японии и алюмооксидной керамики. Ударником служили нейлоновые шары с массой 0.213 г. Разрушение обеих мишеней относится к типу ядра, для базальта удельная энергия удара $Q = 3.6$ кДж/кг, массовая доля наибольшего фрагмента $m_i/M = 0.31$, для алюмооксидной керамики $Q = 4.3$ кДж/кг, $m_i/M = 0.25$. Эта керамика является более плотным материалом (3.6 г/см³), чем используемый базальт (2.7 г/см³), и более прочным: ее предел прочности на сжатие 2×10^3 МПа более чем на порядок выше предела прочности базальта Якупо 160 МПа. При малых массах распределение на рис. 6а идет выше, чем на рис. 6б, т.е. больше мелких частиц. Возможно, это связано с тем, что для базальта наблюдалась вторичная фрагментация, а для керамики эффект вторичной фрагментации был незначительный, вероятно, из-за большей прочности материала. Аналитическое распределение (6) хорошо описывает эмпирическое распределение для фрагментов с относительной массой до 0.0001 в случае базальта (рис. 6а), и до 0.0008 в случае керамики (рис. 6б), что можно объяснить тем, что в экспериментах (Nakatuga, Fujiwara, 1991) суммарная масса обнаруженных фрагментов составляла 95% от начальной массы тела, т.е. не все

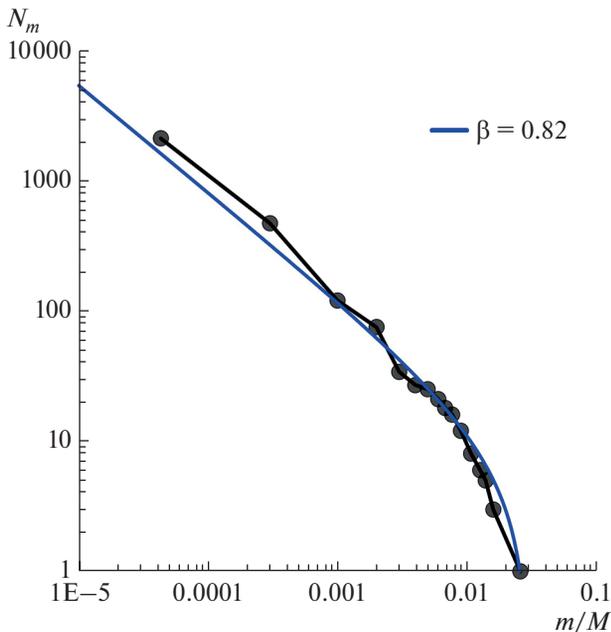


Рис. 5. Кумулятивное число фрагментов в зависимости от относительной массы. Маркеры – эксперимент (Okamoto, Arakawa, 2009), пористый гипсовый шар. Синяя линия – формула (6).

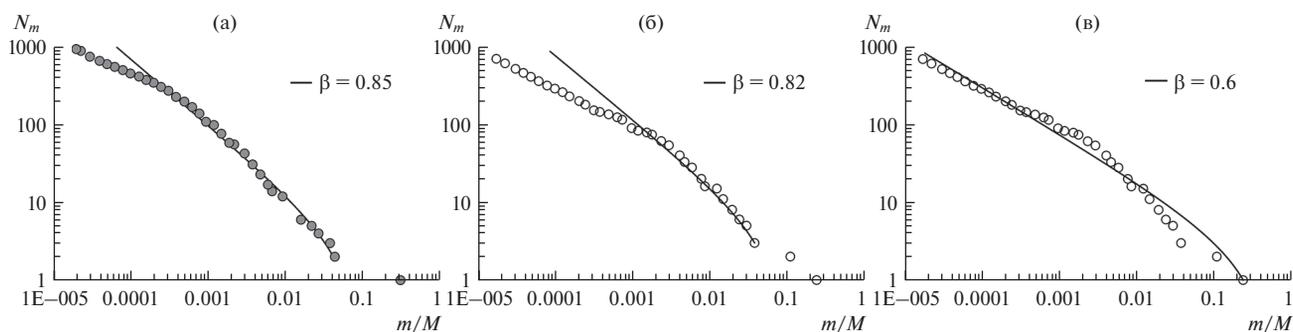


Рис. 6. Кумулятивное число фрагментов в зависимости от относительной массы. Маркеры — эксперимент (Nakamura, Fujiwara, 1991), базальт (а): $M = 303$ г, $V = 3.2$ км/с; алюмооксидная керамика (б), (в): $M = 395.7$ г, $V = 4$ км/с. Линии — формула (6).

мелкие фрагменты удалось обнаружить. Для сравнения на рис. 6в приведено сопоставление экспериментального распределения для алюмооксидной керамики с аналитическим распределением, построенным, начиная с наибольшего фрагмента.

Фрагментация тел из цементных смесей с низкой прочностью на сжатие, значительно ниже прочности базальтов и даже пиррофиллита, исследовалась в экспериментах (Davis, Ryan, 1990); прочность менялась путем изменения соотношений цемента, песка и воды. На рис. 7а, 7б показаны распределения фрагментов по массам при разрушении сферических мишеней с прочностью, отличающейся на порядок: 36 (а) и 3 (б) МПа (и плотностью 1.9 и 1.5 г/см³), а также теоретические распределения. Условия экспериментов были близки: удельная энергия $Q = 4.2$ (а) и 3.8 (б) кДж/кг, ударник был алюминиевым; в распределениях учитывались собранные фрагменты с диаметром более 3–4 мм. Продолжением работы (Davis, Ryan, 1990) является работа (Ryan и др., 1991), где изучается фрагментация слабосвязанных тел, состоящих из более прочных составляющих частиц. На рис. 7г и 7д приведены сопоставления распределений фрагментов по массам, полученных при разрушении исходной однородной цементной мишени и агрегированной мишени, которая конструировалась путем склеивания фрагментов раздробленной однородной мишени. Эксперименты проводились с применением алюминиевого (в) и стального (г) ударников при значениях удельной энергии $Q = 4.2$ и 5.0 кДж/кг (в), $Q = 3.7$ и 6.5 кДж/кг (г) соответственно для однородной и агрегированной мишеней. Распределения для агрегата на рис. 7в и 7г соответствуют удару в точку, противоположную точке удара при разрушении изначального тела. В этом случае распределения для однородной мишени и склеенного из его фрагментов агрегата похожи и описываются формулой (6). Сравнение с результатами разных экспериментов (Davis, Ryan, 1990; Ryan и др., 1991),

примеры которого приведены на рис. 7, показало, что формула (6) позволяет описать распределение фрагментов по массам при разрушении тел с низкой прочностью, как однородных, так и агрегированных, при значениях удельной энергии Q более 1 кДж/кг. Значения степенного показателя β оказались близки, меняясь в диапазоне 0.72–0.78 для всех представленных на рис. 7 вариантов, как для однородных тел с разной прочностью, так и для агрегатов.

Правомерность применения формулы (6) при разрушении тел разных размеров и форм подтверждается сравнениями с результатами экспериментов (Michikami и др., 2016), приведенными на рис. 8 и 9. На рис. 8 представлены распределения по массам фрагментов, полученные при разрушении кубических базальтовых мишеней со сторонами 5 (а), 7.5 (б) и 10 см (в); остальные условия экспериментов были одинаковыми (скорость ударника ~ 5.3 км/с). Увеличение размера ведет к уменьшению удельной энергии удара: $Q = 8.54$ (а), 2.47 (б) и 1.05 кДж/кг (в), и соответственно, к увеличению массовой доли максимального осколка и к уменьшению степенного индекса β в аналитической аппроксимации (6). Принципиально характер кривых не меняется. Рисунку 8а соответствует тип полной фрагментации по классификации (Michikami и др., 2016) и тип ядра по классификации (Fujiwara, 1986), рис. 8б и 8в — тип ядра по обеим классификациям. Дальнейшее увеличение стороны кубической мишени до 15 см приводило к уменьшению степени фрагментации и изменению ее типа на переходный к режиму образования кратера. Характер распределения фрагментов по массам в этом режиме менялся, и такое распределение не удалось описать с помощью формулы (6).

На рис. 9 приведены распределения по массам фрагментов, полученные при разрушении базальтовых мишеней разной формы: куб со стороной 5 см (а), сфера с радиусом 6.2 см (б), параллелепипед со сторонами 6.3 × 6.3 × 3.15 см (в);

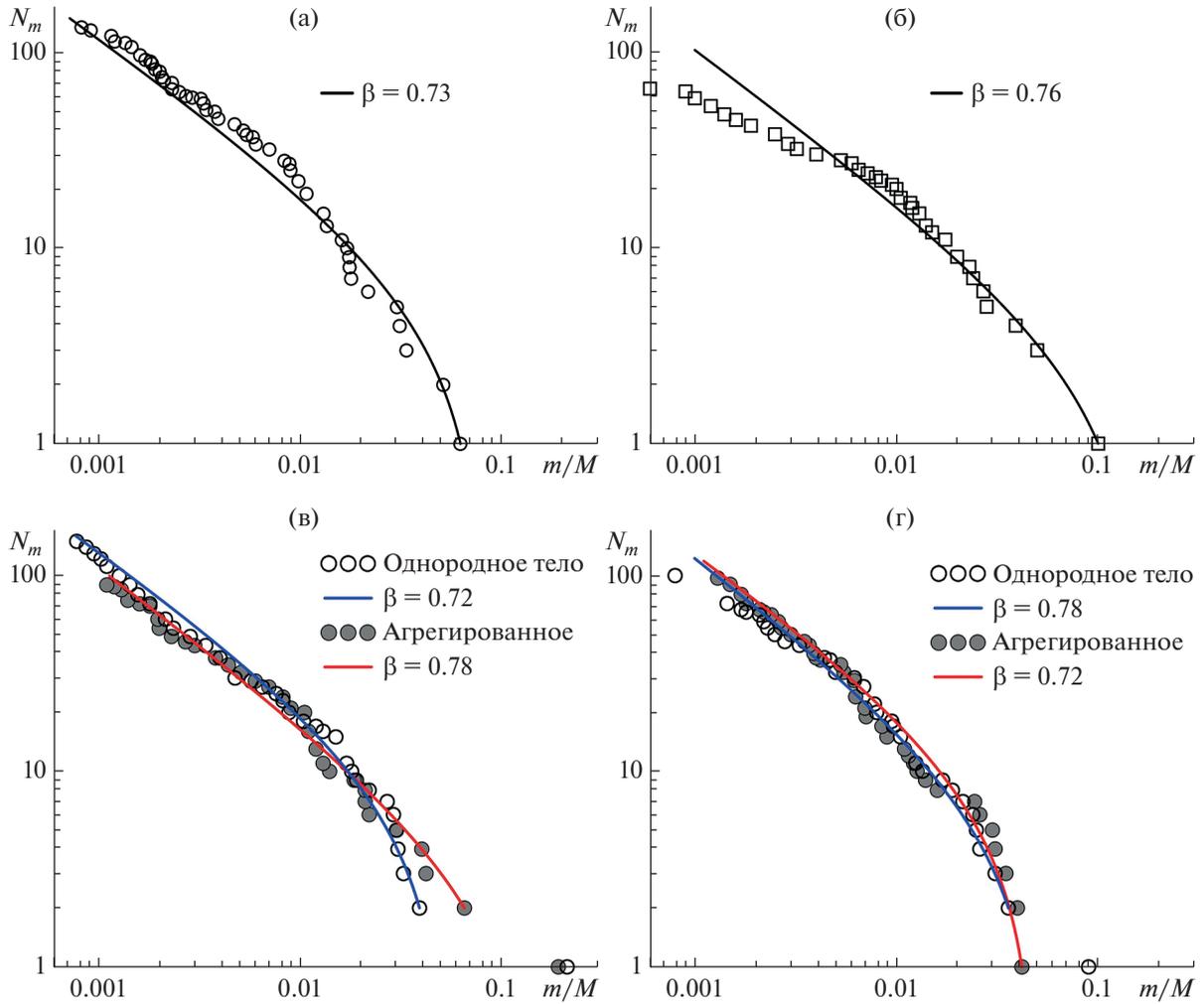


Рис. 7. Кумулятивное число фрагментов в зависимости от относительной массы. Маркеры – эксперименты (Davis, Ryan, 1990; Ryan и др., 1991) для однородных цементных мишеней с прочностью 36 МПа (светлые круги) и 3 МПа (квадраты) и агрегатов; (а) и (б): $M = 1333$ и 1044 г, $V = 5.4$ и 4.6 км/с; (в): $M = 1290$ и 1013 г, $V = 5.3$ и 5.1 км/с; (г): $M = 1272$ и 900 г, $V = 3.0$ и 3.3 км/с для однородного и агрегированного тел. Линии – формула (6).

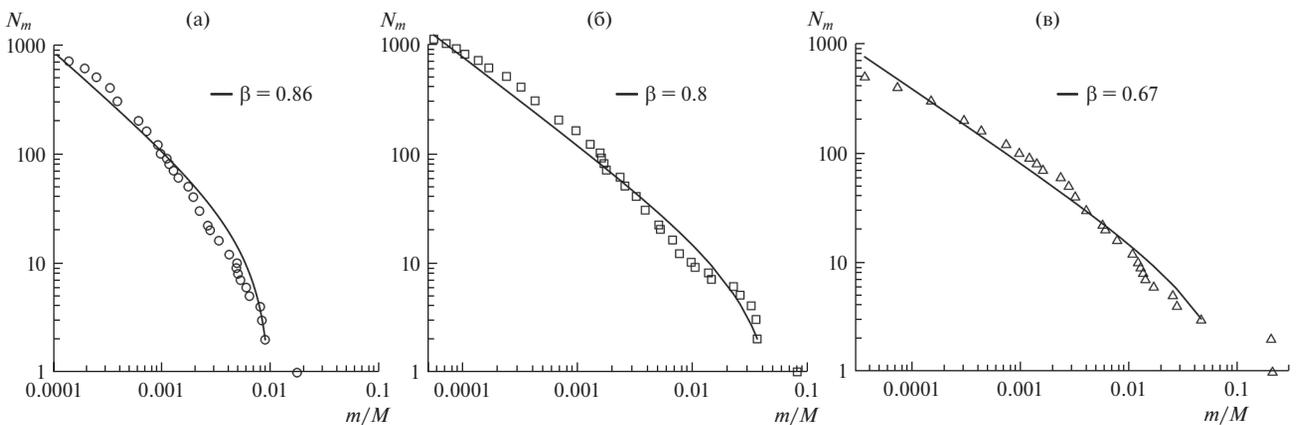


Рис. 8. Кумулятивное число фрагментов в зависимости от относительной массы. Маркеры – эксперименты (Michikami и др., 2016) для базальтовых кубов разных размеров; линии – формула (6).

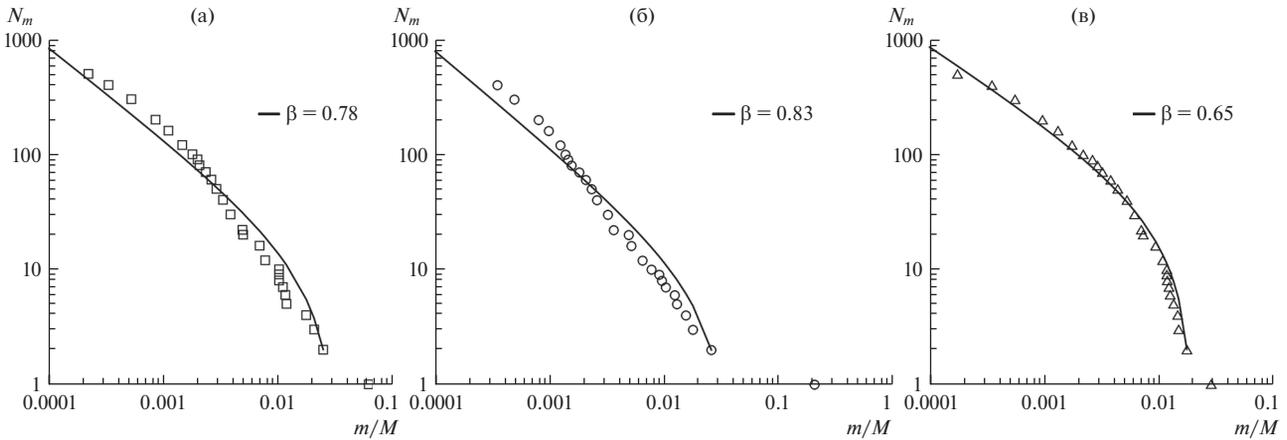


Рис. 9. Кумулятивное число фрагментов в зависимости от относительной массы. Маркеры – эксперименты (Michikami и др., 2016) для куба (а), шара (б) и параллелепипеда (в); линии – формула (6).

остальные условия экспериментов отличались не сильно: $Q = 3.95$ (а), 4.24 (б) и 3.69 кДж/кг (в). Распределения для шара и куба близки друг к другу, а кривая распределения для параллелепипеда оказывается более выпуклой, и ей соответствует меньший степенной индекс β при описании распределений с применением формулы (6).

Сопоставление аналитического решения (6) с результатами численного моделирования и экспериментальными данными работы (Remington и др., 2020) приведено на рис. 10. В этой работе создан компьютерный код с целью оценить, как отклонить или разрушить опасный астероид, чтобы предотвратить возможность его столкновения с Землей. Численно решаются гидродинамиче-

ские уравнения сохранения, уравнение состояния и уравнения определяющей модели, описывающей прочность, напряжение, деформацию и повреждение материала. Результаты численного моделирования очень чувствительны к параметрам определяющей модели, поэтому путем сопоставления с результатами лабораторных экспериментов Nakamura и Fujiwara по распределению фрагментов по массам при разрушении сферического базальтового тела при высокоскоростном ударе подбираются подходящие модели деформации и прочности и параметры материала. На рис. 10 представлены численные решения, дающие наилучшее согласие с экспериментом. Распределение фрагментов по массам, полученное по формуле (6), соответствует экспериментальным данным и результатам численного моделирования.

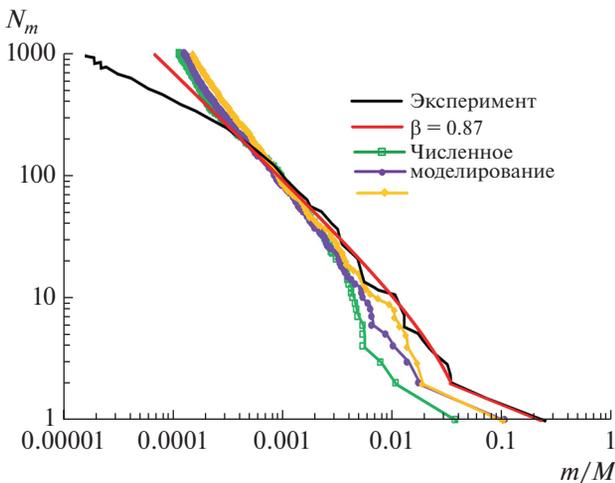


Рис. 10. Кумулятивное число фрагментов в зависимости от относительной массы. Черная, зеленая, фиолетовая, желтая линии – из работы (Remington и др., 2020), разрушение базальтового шара (диаметр 6 см) нейлоновым ударником (диаметр 0.7 см), $V = 3.2$ км/с. Красная линия – формула (6).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено тестирование формулы (6), полученной для описания распределения фрагментов разрушенного тела по массам, путем сравнения с результатами ударных экспериментов, выполняемых для моделирования фрагментации астероидов при их столкновении в космическом пространстве. Сравнения проведены для тел разной формы, изготовленных из различных материалов, обладающих разной плотностью (от 1.1 до 3.6 г/см³) и разным пределом прочности на сжатие (от 3 до 2000 МПа). В экспериментах использовались тела из трех видов базальта, гипса, пиррофиллита, алюмооксидной керамики, цементных смесей и слабосвязанных агрегатов в широком диапазоне изменения их масс (от 1 до 2950 г) и скоростей ударников (от 300 м/с до 5.4 км/с). Показано, что степенное распределение (6) описывает экспериментальные распределения для режимов полного разрушения и разрушения типа ядра (катастро-

фическая фрагментация) при высокоскоростном ударе (скорость более 1 км/с) и для режимов полного (катастрофического) разрушения и конического разрушения при низкоскоростном ударе (скорость менее 1 км/с). Иными словами, формула (6) описывает экспериментальные распределения при значениях удельной энергии удара Q более 1 кДж/кг. Приведенная в экспериментальных работах классификация режимов фрагментации является в некоторой степени условной, границы режимов зависят от материала мишени и других факторов. Встречаются режимы разрушения с очень высокой удельной энергией, но при этом обнаруживаются один или два фрагмента, масса которых значительно превышает массу остальных фрагментов (рис. 3а и 3в); и, наоборот, при относительно низкой удельной энергии распределение фрагментов по массам оказывается равномерным (рис. 4б, 7а, 7б). Если не соотноситься с величиной удельной энергии и режимами разрушения, то можно сказать, что для описания распределения фрагментов по массам формула (6) применима, во-первых, когда имеется достаточно большое количество фрагментов (примерно больше 70). Во-вторых, в случае равномерного изменения масс фрагментов без значительных промежутков формула применима, начиная с первого, максимального, фрагмента, а в случаях, когда имеется один (или два) наибольший фрагмент, который в несколько раз больше следующего, она применима, начиная со второго (третьего) фрагмента. Отметим, что статистические распределения, включая бимодальные, также применимы для равномерно меняющихся по размерам фрагментов, при исключении из рассмотрения самых крупных, значительно превышающих последующие (Gritsevich и др., 2014). Степенное распределение (6) зависит от относительной массы фрагмента, нормированной на общую массу всех фрагментов (массу тела до разрушения), от массовой доли максимального фрагмента и включает в себя один свободный параметр — степенной индекс β . В рассмотренных случаях индекс β менялся от 0.4 (при низкоскоростном ударе и малой удельной энергии) до 0.88, в большинстве случаев — в диапазоне 0.65–0.88. Сравнения с экспериментальными данными, а также то, что формула (6) оказалась применимой для описания распределения по массам найденных метеоритов после различных метеоритных дождей (Brykina, Egorova, 2021), дает основание использовать предложенное распределение фрагментов по массам при моделировании разрушения в атмосфере Земли входящих в нее астероидов и метеороидов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Брыкина И.Г. О модели фрагментации крупного метеороида: моделирование взаимодействия Челябинского метеороида с атмосферой // *Астрон. вестн.* 2018. Т. 52. № 5. С. 437–446. (*Brykina I.G.* Large meteoroid fragmentation: modeling the interaction of the Chelyabinsk meteoroid with the atmosphere // *Sol. Syst. Res.* 2018. V. 52. P. 426–434.)

- Попова О.П., Дженнискенс П., Глазачев Д.О.* Фрагментация Челябинского метеороида // *Динамические процессы в геосферах.* Сб. науч. тр. ИДГ РАН. Вып. 5. Геофизические эффекты падения Челябинского метеороида. М.: ГЕОС, 2014. С. 59–78.
- Сильвестров В.В.* Применение распределения Гилварри для описания статистики фрагментации твердых тел при динамическом нагружении // *ФГВ.* 2004. Т. 40. № 2. С. 111–124.
- Тутуков А.В., Шустов Б.М.* О фундаментальных причинах сходства и различий спектров масс различных астрономических объектов // *Астрофизика.* 2020. Т. 63. С. 631–647.
- Шустов Б.М., Тутуков А.В.* О начальном спектре масс астрономических объектов // *Астрон. журн.* 2018. Т. 95. С. 765–774.
- Beech M., Murray I.S.* Leonid meteor light-curve synthesis // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2003. V. 345. P. 696–704.
- Betzler A.S., Borges E.P.* Mass distributions of meteorites // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2020. V. 493. P. 4058–4064.
- Blaauw R.C., Campbell-Brown M.D., Weryk R.J.* Mass distribution indices of sporadic meteors using radar data // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2011a. V. 412. P. 2033–2039.
- Blaauw R.C., Campbell-Brown M.D., Weryk R.J.* A meteoroid stream survey using the Canadian Meteor Orbit Radar — III. Mass distribution indices of six major meteor showers // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2011b. V. 414. P. 3322–3329.
- Borovička J., Spurný P., Koten P.* Atmospheric deceleration and light curves of Draconid meteors and implications for the structure of cometary dust // *Astron. and Astrophys.* 2007. V. 473. P. 661–672.
- Borovička J., Toth J., Igaz A., Spurný P., Kalenda P., Haloda J., Svoren J., Kornos L., Silber E., Brown P., Husarik M.* The Košice meteorite fall: Atmospheric trajectory, fragmentation, and orbit // *Meteorit. and Planet. Sci.* 2013. V. 48. P. 1757–1779.
- Borovička J., Popova O., Spurný P.* The Maribo CM2 meteorite fall — Survival of weak material at high entry speed // *Meteorit. and Planet. Sci.* 2019. V. 54. P. 1024–1041.
- Bronikowska M., Artemieva N.A., Wünnemann K.* Reconstruction of the Morasko meteoroid impact — Insight from numerical modeling // *Meteorit. and Planet. Sci.* 2013. V. 52. P. 1704–1721.
- Brykina I.G., Bragin M.D.* On models of meteoroid disruption into the cloud of fragments // *Planet. and Space Sci.* 2020. V. 187. id. 104942.
- Brykina I.G., Egorova L.A.* On the mass distribution of fragments of an asteroid disrupted in the Earth's atmosphere // *Adv. in Astron.* 2021. V. 2021. id. 9914717.
- Campbell-Brown M.D., Koschny D.* Model of the ablation of faint meteors // *Astron. and Astrophys.* 2004. V. 418. P. 751–758.
- Cintala M.J., Hörz F.* Experimental impacts into chondritic targets, part I: Disruption of an L6 chondrite by multi-

- ple impacts // *Meteoritics and Planet. Sci.* 2008. V. 43. P. 771–803.
- Corbelli E., Palla F., Zinnecker H. (eds) *The Initial Mass Function 50 years later.* *Astrophys. Space Sci. Library.* V. 327. Springer, 2005. 543 p.
- Davis D.R., Ryan E.V. On collisional disruption: Experimental results and scaling laws // *Icarus.* 1990. V. 83. P. 156–182.
- Durda D.D., Bottke W.F., Nesvorný J.D., Enke B.L., Merline W.J., Asphaug E., Richardson D.C. Size–frequency distributions of fragments from SPH/*N*-body simulations of asteroid impacts: Comparison with observed asteroid families // *Icarus.* 2007. V. 186. P. 498–516.
- Flynn G.J., Durda D.D., Patmore E.B., Jack S.L., Molesky M.J., May B.A., Congram S.N., Strait M.M., Macke R.J. Hypervelocity cratering and disruption of the Northwest Africa 869 ordinary chondrite meteorite: Implications for crater production, catastrophic disruption, momentum transfer and dust production on asteroids // *Planet. and Space Sci.* 2018. V. 164. P. 91–105.
- Flynn G.J., Durda D.D., Molesky M.J., May B.A., Congram S.N., Loftus C.L., Reagan J.R., Strait M.M., Macke R.J. Hypervelocity cratering and disruption of the Northwest Africa 4502 carbonaceous chondrite meteorite: Implications for crater production, catastrophic disruption, momentum transfer and dust production on asteroids // *Planet. and Space Sci.* 2020. V. 187. id. 104916.
- Fujiwara A., Kamimoto G., Tsukamoto A. Destruction of basaltic bodies by high-velocity impact // *Icarus.* 1977. V. 31. P. 277–288.
- Fujiwara A. Results obtained by laboratory simulations of catastrophic impact // *Memorie della Soc. Astronomica Italiana.* 1986. V. 57. P. 47–64.
- Fujiwara A., Cerroni P., Davis D.R., Ryan E., Di Martino M., Holsapple K., Housen K. Experiments and scaling laws for catastrophic collisions // *Asteroids II.* 1989. P. 240–265.
- Gritsevich M., Vinnikov V., Kohout T., Toth J., Peltoniemi J., Turchak L., Virtanen J. A comprehensive study of distribution laws for the fragments of Košice meteorite // *Meteorit. and Planet. Sci.* 2014. V. 49. P. 328–345.
- Hartmann W.K., Hartmann A.C. Asteroid collisions and evolution of asteroidal mass distribution and meteoritic flux // *Icarus.* 1968. V. 8. P. 361–381.
- Hartmann W.K. Terrestrial, lunar, and an interplanetary rock fragmentation // *Icarus.* 1969. V. 10. P. 201–213.
- Holsapple K., Giblin I., Housen K., Nakamura A., Ryan E. Asteroid impacts: Laboratory experiments and scaling laws // *Asteroids III.* 2002. V. 1. P. 443–462.
- Ivanov B.A., Neukum G., Wagner R. Size–frequency distributions of planetary impact craters and asteroids // *Collisional Processes in the Solar System.* *Astrophys. and Space Sci. Library / Eds Marov M.Ya., Rickman H.* 2001. V. 261. P. 1–34.
- Ivanov B.A., Neukum G., Bottke W.F., Jr., Hartmann W.K. The comparison of size–frequency distributions of impact craters and asteroids and the planetary cratering rate // *Asteroids III.* 2002. P. 89–101.
- Janches D., Brunini C., Hormaechea J.L. A decade of sporadic meteoroid mass distribution indices in the southern hemisphere derived from SAAMER's meteor observations // *Astron. J.* 2019. V. 157. id. 240.
- Jenniskens P., Betlem H., Betlem J., Barifajjo E., Schlüter T., Hampton C., Laubenstein M., Kunz J., Heusser G. The Mbale meteorite shower // *Meteoritics.* 1994. V. 29. P. 246–254.
- Martelli G., Ryan E.V., Nakamura A.M., Giblin I. Catastrophic disruption experiments: recent results // *Planet. and Space Sci.* 1994. V. 42. P. 1013–1026.
- Michikami T., Hagermann A., Kadokawa T., Yoshida A., Shimada A., Hasegawa S., Tsuchiyama A. Fragment shapes in impact experiments ranging from cratering to catastrophic disruption // *Icarus.* 2016. V. 264. P. 316–330.
- Nakamura A., Fujiwara A. Velocity distribution of fragments formed in a simulated collisional disruption // *Icarus.* 1991. V. 92. P. 132–146.
- Okamoto C., Arakawa M. Experimental study on the impact fragmentation of core–mantle bodies: Implications for collisional disruption of rocky planetesimals with sintered core covered with porous mantle // *Icarus.* 2008. V. 197. P. 627–637.
- Okamoto C., Arakawa M. Experimental study on the collisional disruption of porous gypsum spheres // *Meteorit. and Planet. Sci.* 2009. V. 44. P. 1947–1954.
- Pokorný P., Vokrouhlický D., Nesvorný D., Campbell-Brown M., Brown P.G. Dynamical model for the toroidal sporadic meteors // *Astrophys. J.* 2014. V. 789. id. 25.
- Pokorný P., Brown P.G. A reproducible method to determine the meteoroid mass index // *Astron. and Astrophys.* 2016. V. 592. id. A150.
- Popova O. Passage of bolides through the atmosphere // *Meteoroids: The Smallest Solar System Bodies. Proc. Meteoroids 2010 Conf.* 2011. NASA/CP-2011-216469. P. 232–242.
- Remington T.P., Owen J.M., Nakamura A.M., Miller P.L., Sval M.B. Numerical simulations of laboratory-scale, hypervelocity-impact experiments for asteroid-deflection code validation // *Earth and Space Sci.* 2020. V. 7. id. e2018EA000474.
- Ryan E.V., Hartmann W.K., Davis D.R. Impact experiments 3: Catastrophic fragmentation of aggregate targets and relation to asteroids // *Icarus.* 1991. V. 94. P. 283–298.
- Takagi Y., Mizutani H., Kawakami S.-I. Impact fragmentation experiments of basalts and pyrophyllites // *Icarus.* 1984. V. 59. P. 462–477.
- Toth J., Svoreň J., Borovička J., Spurný P., Igaz A., Kornoš L., Vereš P., Husárik M., Koza J., Kučera A., Zigo P., Gajdoš Š., Világi J., Čapek D., Křišandová Z., Tomko D., Šilha J., Schunová E., Bodnárová M., Bůžová D., Krejčová T. The Košice meteorite fall: Recovery and strewn field // *Meteorit. and Planet. Sci.* 2015. V. 50. P. 853–863.
- Watanabe J., Ohkawa T., Sato M., Ohnishi K., Iijima Y. Fragmentation of the HAYABUSA spacecraft on re-entry // *Publ. Astron. Soc. Japan.* 2011. V. 63. P. 955–960.