

СОДЕРЖАНИЕ

Том 54, Номер 5, 2020

Механизмы разрушения малых кратеров Луны

А. Т. Базилевский, Г. Г. Майкл, С. С. Красильников, Н. А. Козлова 387

Моделирование магнитной аномалии, связанной со сложным кратером, на примере кратера Босумтви

М. Ю. Кузьмичева, Б. А. Иванов 397

Количество объектов, сближающихся с Землей, и образование лунных кратеров в течение последнего миллиарда лет

С. И. Ипатов, Е. А. Феоктистова, В. В. Светцов 409

Согласование моделей внутреннего строения и теплового режима частично дифференцированного титана с данными гравитационного поля

В. А. Кронрод, А. Н. Дунаева, Т. В. Гудкова, О. Л. Кусков 431

Термодинамика Бозе-газа и черного излучения в неэкстенсивной статистике Тсаллиса

А. В. Колесниченко 446

Ориентация фигур малых спутников планет при хаотическом вращении

А. В. Мельников 458

Радиоизлучение метеорных тел в диапазоне сверхнизких частот

А. Д. Филоненко 468

Возможности многоцветной фотометрии малых тел Солнечной системы с телескопом Roborhot

*А. Э. Потоскуев, В. В. Бусарев, В. В. Крушинский, Э. Д. Кузнецов,
А. А. Попов, А. М. Соболев* 475

УДК 523-83

МЕХАНИЗМЫ РАЗРУШЕНИЯ МАЛЫХ КРАТЕРОВ ЛУНЫ

© 2020 г. А. Т. Базилевский^{a, *, **}, Г. Г. Майкл^b, С. С. Красильников^a, Н. А. Козлова^{a, c}

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

^bPlanetary Sciences and Remote Sensing, Institute of Geological Sciences, Freie Universitaet Berlin, Berlin, Germany

^cМосковский государственный университет геодезии и картографии (МИИГАуК), Москва, Россия

*e-mail: atbas@geokhi.ru

**e-mail: Alexander_Basilevsky@Brown.edu

Поступила в редакцию 25.11.2019 г.

После доработки 16.01.2020 г.

Принята к публикации 20.01.2020 г.

В работе обсуждаются три типа процессов разрушения малых кратеров Луны: 1) разрушение наложенными кратерами; 2) разрушение за счет заполнения их выбросами из соседних и удаленных кратеров и 3) разрушение за счет перемещения вещества поверхности различными склоновыми процессами. Они действуют совместно, но роль каждого из них в конкретной ситуации и на разных этапах эволюции кратера может изменяться. Их интенсивность в течение последних трех миллиардов лет истории Луны была заметно ниже, чем в предшествующие эпохи. Это обстоятельство необходимо учитывать при оценках времени потенциального существования кратеров в разные периоды истории Луны.

Ключевые слова: кратер, выбросы из кратеров, склоновые процессы, борозда, грабен, реголит

DOI: 10.31857/S0320930X20040039

ВВЕДЕНИЕ

Малые ($D < 1-2$ км) кратеры являются наиболее распространенными формами рельефа на Луне. Они активно изучались в 1960–1970 гг. по снимкам, полученным различными космическими аппаратами, как часть фундаментальных исследований этого небесного тела, и как источник уклонов поверхности опасных для посадки на это тело космических аппаратов (см., например, Trask, 1966; Morris, Shoemaker, 1968; Shoemaker и др., 1970; Флоренский и др., 1972; Базилевский, 1973; Basilevsky, 1976; Högз и др., 1991). После получения многочисленных и, что важно, доступных любому пользователю снимков лунной поверхности с разрешением 1–2 м, иногда до 0.25 м, сделанных камерой высокого разрешения LROC NAC на КА Lunar Reconnaissance Orbiter (Robinson и др., 2010; <http://wms.lroc.asu.edu/lroc/search>), интерес к изучению малых лунных кратеров снова возродился. Они, как и раньше, исследуются для изучения процессов, происходящих на лунной поверхности (например, Basilevsky и др., 2015; 2018; Kachevtseva и др., 2017; van der Bogert и др., 2018; Watters и др., 2010; 2015; Xiao и др., 2017) и для оценки степени опасности посадки на нее космических аппаратов (например, Ivanov и др., 2018; Красильников и др., 2018; Zhao и др., 2014).

В данной работе рассматриваются процессы разрушения малых лунных кратеров. Эти процессы в значительной мере уже были описаны в процитированных выше работах 1960–1970 гг. Но на-

копившиеся в последние годы данные делают целесообразным обсудить их снова. Это три вида процессов: 1) разрушение наложенными кратерами; 2) разрушение за счет заполнения их выбросами из соседних и удаленных кратеров и 3) разрушение за счет перемещения вещества поверхности различными склоновыми процессами.

РАЗРУШЕНИЕ НАЛОЖЕННЫМИ КРАТЕРАМИ

На рис. 1 показан пример такого рода, можно сказать, эрозионного разрушения. На кратер диаметром около 300 м наложены несколько кратеров диаметром от 20–30 до 100–120 м и множество кратеров более мелкого размера.

Этот пример демонстрирует суть такого разрушающего наложения. Следует, однако, отметить, что показанная в этом примере хорошая морфологическая выраженность большинства из наложенных на разрушаемый кратер кратеров декаметрового и более крупного размера не типична. Гораздо чаще морфологическая выраженность многих наложенных кратеров зрелая и более, чем зрелая, что, очевидно, вызвано влиянием двух других описываемых в данной статье процессов разрушения. Выбросы из наложенных кратеров участвуют в разрушении других кратеров по описываемому ниже второму типу разрушения.

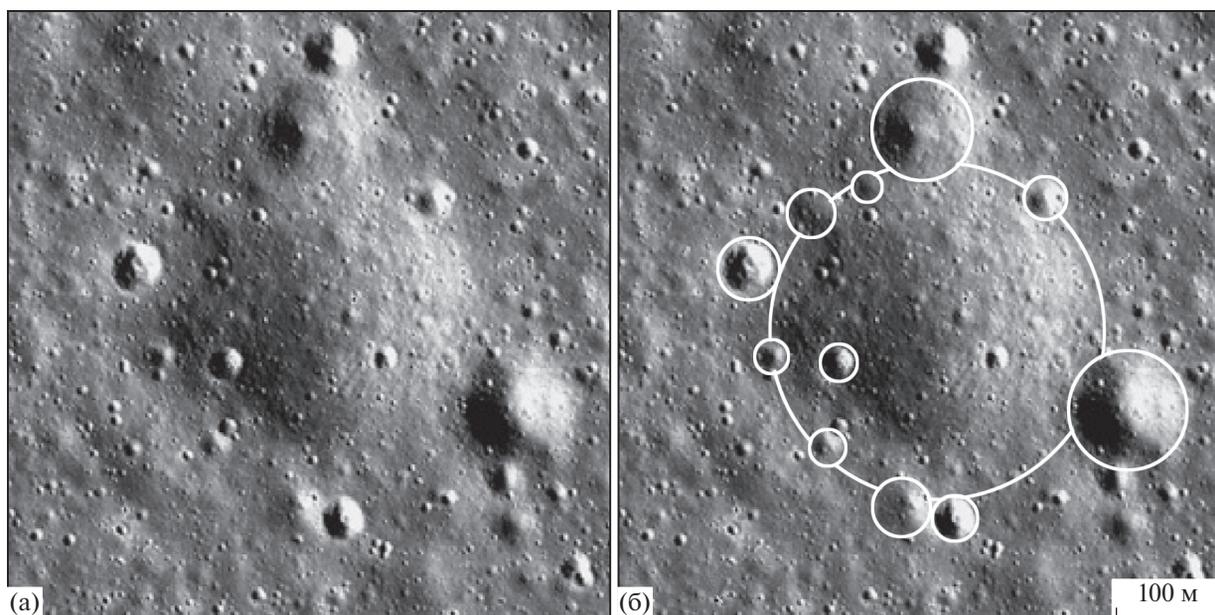


Рис. 1. Пример разрушения кратера диаметром около 300 м наложенными на него кратерами меньшего размера. Фрагмент созданной в МИИГАиК LRO NAC ортомозаики M150749234/M150756018 на район работы Лунохода-1.

РАЗРУШЕНИЕ ЗА СЧЕТ ЗАПОЛНЕНИЯ ВЫБРОСАМИ ИЗ СОСЕДНИХ И УДАЛЕННЫХ КРАТЕРОВ

Это очевидный тип процесса эрозионно-аккумулятивного разрушения кратеров — ясно, что выбросы из кратеров (эрозионная компонента процесса) в той или иной мере должны заполнять уже существующие кратеры (аккумулятивная компонента). На рис. 2 представлена схема горизонтальной переброски выбросов из малых кратеров, которая на субгоризонтальных площадях приводит к примерно нейтральному балансу: сколько материала было выброшено за пределы того или иного участка поверхности, примерно столько же привносится выбросами из кратеров с окружающей местности (рис. 2а). На рис. 2б показано, что относительно глубокие депрессии удерживают в своих пределах часть выбросов из образующихся в их пределах кратеров и получают выбросы из кратеров с окружающей местности. Это зоны положительного баланса. А по краям таких депрессий находятся зоны отрицательного баланса. Кратерные выбросы из них улетают во все стороны, но из соседствующей депрессии часть выбросов в эту зону не поступает, или почти не поступает, что приводит к отрицательному балансу перемещения вещества поверхности.

Интенсивность и масштабы горизонтальной переброски вещества лунной поверхности стали понятны в результате анализа наблюдений астронавтов Apollo-15 в районе Борозды Хэдли (Swann и др., 1972) и, независимо, данных, полученных Луноходом-2 на краю Борозды Прямой (Флоренский и др., 1975; 1976; Basilevsky и др., 1977).

Борозда Хэдли это вулканическое образование: русло, прорезанное текущей базальтовой лавой в толще ранее накопившихся лав Моря Дождей. Ее возраст, очевидно, близок к 3.3 млрд лет, что соответствует абсолютному возрасту базальтов района посадки Apollo-15 (Wasserburg, Papanastassiou, 1971). Приводимое ниже описание интересующего нас участка морской поверхности, примыкающего с востока к Борозде Хэдли, дается по Swann и др. (1972). Здесь Борозда Хэдли имеет ширину 1500 м, глубину около 400 м и протягивается не менее, чем на 100 км. Крутизна внутренних склонов борозды — от 20° до 30°. В верхней части внутреннего склона борозды и на его кромке наблюдаются обнажения коренных пород — базальтовых лав (рис. 3).

Наблюдения астронавтов говорят о том, что по мере приближения к борозде морская поверхность полого понижается, толщина реголита уменьшается, и он становится более грубозернистым. Вблизи края борозды камни встречаются чаще, чем на “нормальной” морской поверхности к востоку. Это увеличение каменности становится заметным примерно в 200–300 м от края борозды. По направлению к борозде увеличиваются размеры наблюдаемых камней. А на краю борозды, как уже сказано выше, наблюдается обнажение коренных пород. Вблизи борозды камни наблюдаются в выбросах из кратеров диаметром более 0.5 м, а далее к востоку через реголит проникают лишь кратеры диаметром более 20–25 м, что дает возможность оценить его “нормальную” толщину как примерно равную 5 м.

Swann и др. (1972) делают вывод, что наблюдаемое уменьшение толщины реголита и погребение его размерного состава, очевидно, вызвано тем, что в зоне около края борозды метеоритные

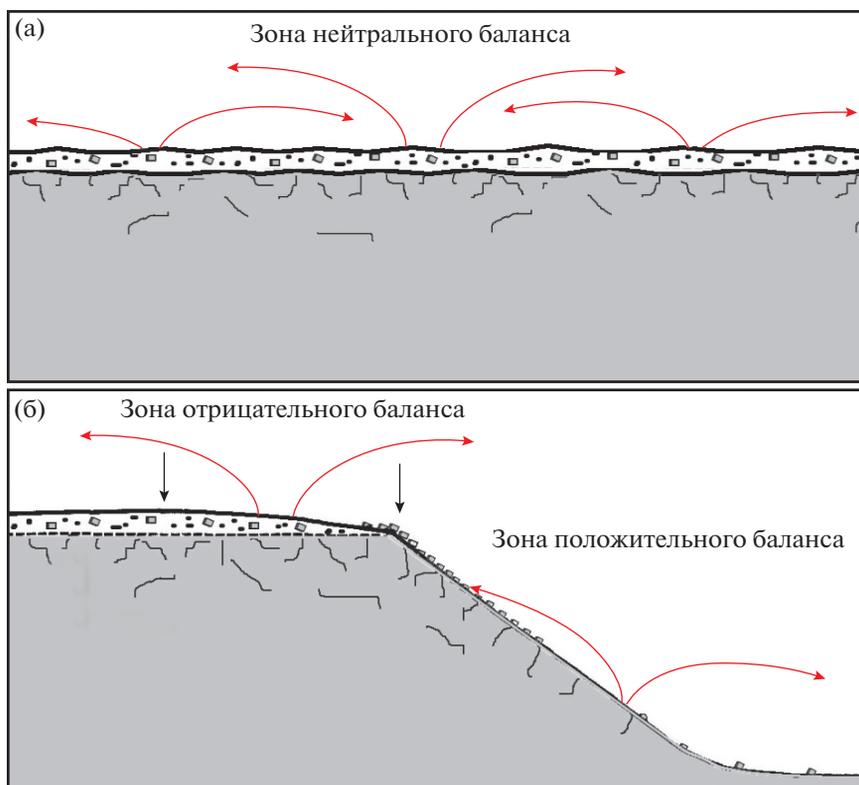


Рис. 2. Схематическое представление зон нейтрального (а), отрицательного и положительного (б) баланса за счет горизонтального разброса выбросов из кратеров.

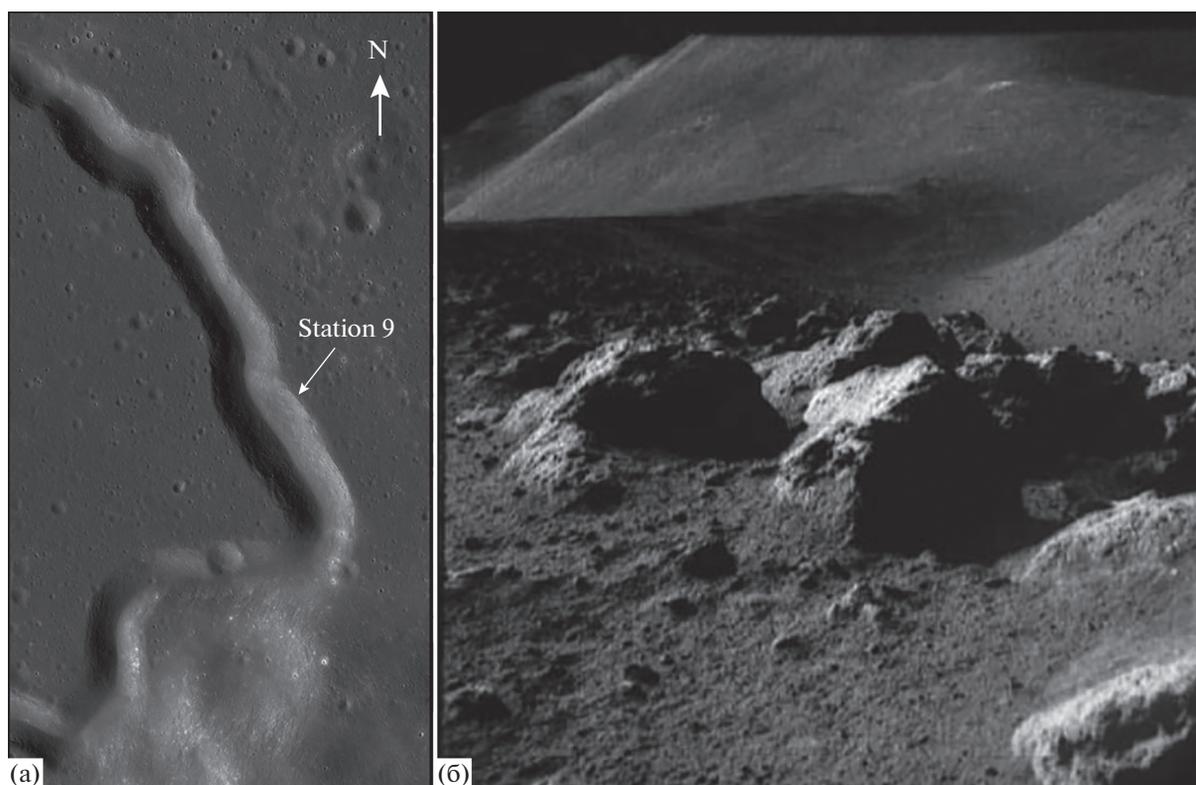


Рис. 3. Слева – Борозда Хэдли, фрагмент LROC NAC снимка M102128467LC. Справа – скопления камней дециметрового и метрового размера на восточной кромке Борозды Хэдли, снимок AS15-82-1147, сделанный астронавтами Apollo-15 на станции 9. Камера смотрит на юг.

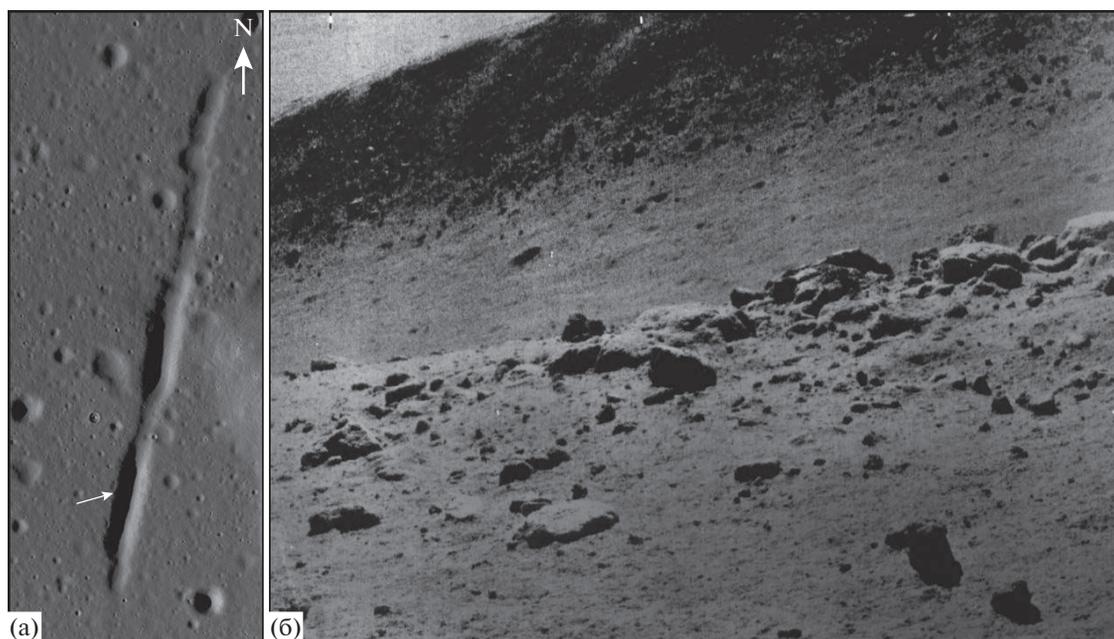


Рис. 4. Слева — Борозда Прямая на равнине базальтового заполнения кратера Лемонье; фрагмент LROC NAC снимка M1126921794LC. Справа — россыпь камней у западной кромки Борозды Прямой, далее видны днище борозды, ее крутой покрытый камнями восточный склон и участок прилегающей морской поверхности; фрагмент панорамы 12_d04_s11_p09m_18000_horiz_15.00, сделанной Луноходом-2 в месте, обозначенном стрелкой в левой части рисунка.

удары разбрасывают материал во все стороны, в том числе внутрь борозды. А приносится в эту зону только материал с востока, потому что удары в пределах борозды, то есть западнее, на рассматриваемый край борозды не забрасываются (правильнее сказать “почти не забрасываются”), и это есть зона отрицательного баланса горизонтальной переброски вещества.

Другая изученная форма рельефа, с которой связана зона отрицательного баланса, — это Борозда Прямая в морском заполнении кратера Лемонье. Это тектоническая депрессия — грабен. Его ширина 400–500 м, глубина 50–60 м и протяженность 6 км. Крутизна внутренних склонов борозды — от 20° до 30°. Луноход-2 подошел к южной части Борозды Прямой с востока (рис. 4).

Приводимое ниже описание интересующего нас участка поверхности около Борозды Прямой взято из публикаций Флоренский и др. (1974, 1976) и Basilevsky и др. (1977), а они основаны на результатах анализа снимков малокадрового телевидения и панорамных ТВ изображений поверхности, полученных Луноходом-2.

В этих публикациях отмечается, что при приближении Лунохода-2 к борозде было замечено, что поверхность наклонена в сторону борозды. На расстояниях в десятки метров от борозды это уклон порядка первых градусов. Он постепенно возрастает до 10°–15° и затем, на кромке борозды, наблюдаются многочисленные камни, представляющие выходы коренных пород. Количество малых кратеров здесь меньше, чем вдали от борозды. По размерам кратеров ($D > 10$ м), в выбросах из ко-

торых наблюдаются камни, толщина реголита вдали от Борозды Прямой оценивалась величиной от 3 до 5 м, а на описываемом склоне камни наблюдаются в выбросах из кратеров диаметром 4–5 м, что указывает на заметное уменьшение толщины реголита. Очевидно, это зона отрицательного баланса вещества, такая же, как описанная в работе Swann и др. (1972) в районе посадки Apollo-15.

Описанные размеры зоны отрицательного баланса на краю Борозды Прямой меньше, чем размеры такой зоны на краю Борозды Хэдли. Это может быть результатом более ограниченных возможностей наблюдения экипажем Лунохода-2 по сравнению с возможностями астронавтов Apollo-15. А может быть, возраст грабена Борозды Прямой существенно меньше, чем возраст Борозды Хэдли, и потому за время существования Борозды Прямой успела сформироваться только более узкая зона отрицательного баланса. Анализ снимков LROC NAC показал, что на Луне имели место молодые и очень молодые тектонические деформации (например, Watters и др., 2010; 2015) и не исключено, что грабен Борозды Прямой тоже молодой.

Для выяснения этой возможности был выполнен подсчет пространственной плотности малых кратеров, наложенных на Борозду Прямую. Эту структуру трудно датировать по подсчету кратеров потому, что, как было сказано выше, ее депрессия — это зона положительного баланса и накапливающийся там реголит быстрее, чем в других местах, перекрывает образующиеся в ее пределах кратеры. Тем не менее мы видим там наложенные кратеры,

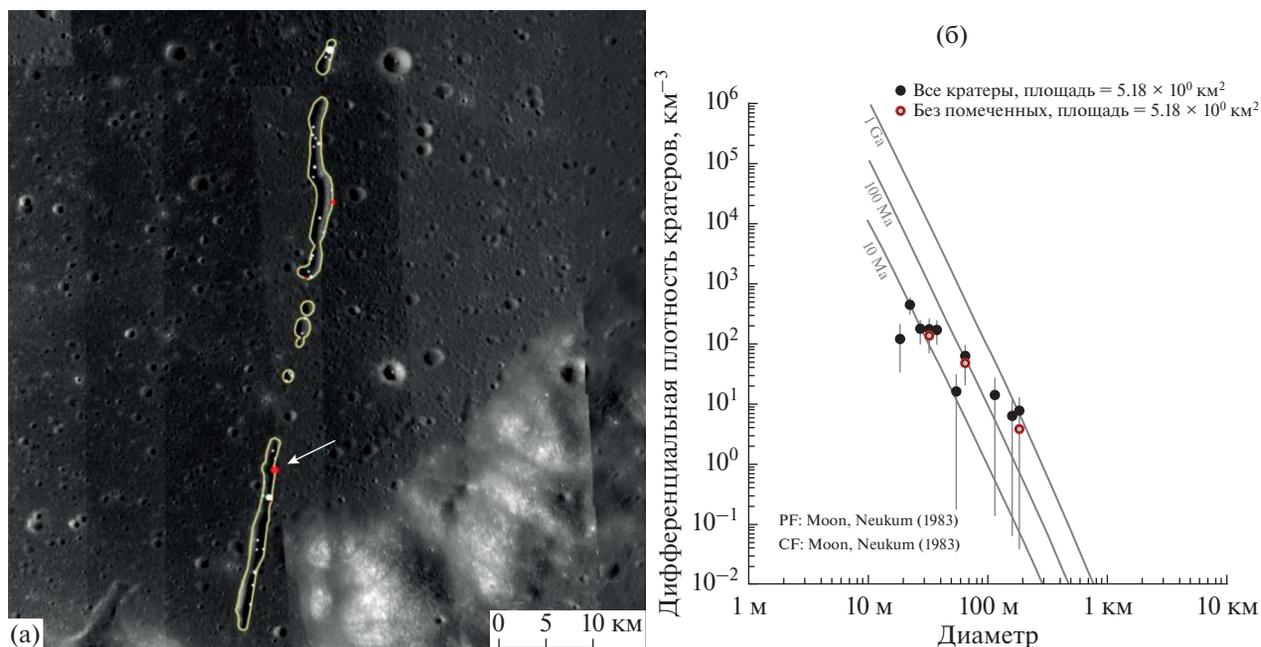


Рис. 5. (а) – Мозаика снимков LROC NAC с малым углом Солнца над горизонтом (LROC QuickMap) Борозды Прямой с показанными наложенными на нее кратерами (отмечены белым) и вероятно наложенными на нее кратерами (отмечены красным); стрелка указывает на кратер, который также показан на рис. 6. (б) – Данные буферированного подсчета кратеров, наложенные на изохроны Neukum (1983) для всех рассматриваемых кратеров (черные), и то же для данных с исключением вероятно наложенных кратеров (красные).

что дает возможность получить некоторые сведения о возрасте этой структуры. Для того, чтобы получить максимум информации, опираясь на наблюдения кратеров, которые перекрывают границы этой протяженной формы рельефа, мы использовали метод буферированного подсчета кратеров (Tanaka, 1982; Fassett, Head, 2008; Kneissl и др., 2015).

На рис. 5а показаны границы частей Борозды Прямой с наложенными кратерами, отмеченными белым. Для некоторых кратеров их наложенный характер не ясен. Они отмечены красным. На рис. 5б показаны данные буферированного подсчета на фоне дифференциальных изохрон (Michael, 2013) по хронологической системе Neukum (1983). Для кратеров диаметром 30–60 м кажется разумным предположить, что кажущаяся продолжительность существования кратеров этих размеров, наложенных на реголит днища борозды составляет ~ 10 млн лет. Там также присутствуют более крупные кратеры. Если они наложены на борозду, то это указывает, что ее возраст, по крайней мере, несколько сотен миллионов лет. Мы заметили, что удаление кратеров с менее четкими признаками наложения существенно не изменяет этот вывод.

Дополнительное свидетельство относительно молодого возраста Борозды Прямой показано на рис. 6.

На рис. 6б белым обведены границы участка Борозды Прямой и двух кратеров. Один из кратеров, диаметром ~ 200 м, отмеченный стрелкой, почти определенно сечется бороздой, в то время как другой, диаметром ~ 160 м, наложен на бороз-

ду (см. рис. 6а). Судя по нашим измерениям, основанным на стереоскопическом анализе снимков LROC NAC, глубина 200-м кратера < 15 м, а максимальная крутизна внутренних склонов 8° – 12° , что в соответствии с оценками по Basilevsky (1976) предполагает возраст этого кратера от 350 до 700 млн лет. Образование грабена Борозды Прямой, вероятно, сопровождалось сейсмическими сотрясениями (см., например, Ружич, 1997; Chogowicz, 2005), что должно было ускорять морфологическую эволюцию рассматриваемого кратера и потому оценку возраста 350–700 млн лет, по-видимому, следует считать завышенной. Упомянутый 160-м кратер находится на внутреннем склоне Борозды Прямой и после поправок на это его местоположение его глубину, вероятно, можно оценить, как 20–25 м, а крутизну внутренних склонов, как 15° – 20° , что позволяет оценить его возраст, как ~ 100 млн лет и эта оценка может считаться как нижний предел возраста борозды.

Таким образом, подсчеты плотности кратеров и анализ морфометрии двух рассмотренных кратеров позволяет считать, что Борозда Прямая существенно моложе Борозды Хэдли и меньшие размеры зоны отрицательного баланса на краю Борозды Прямой – это не наблюдательный эффект, а реальность.

Вообще выбросы из малых кратеров разлетаются и на более далекие расстояния: километры и десятки километров, но толщина этих удаленных выбросов мала. Их роль в обсуждаемом механизме разрушения кратеров незначительна, но их

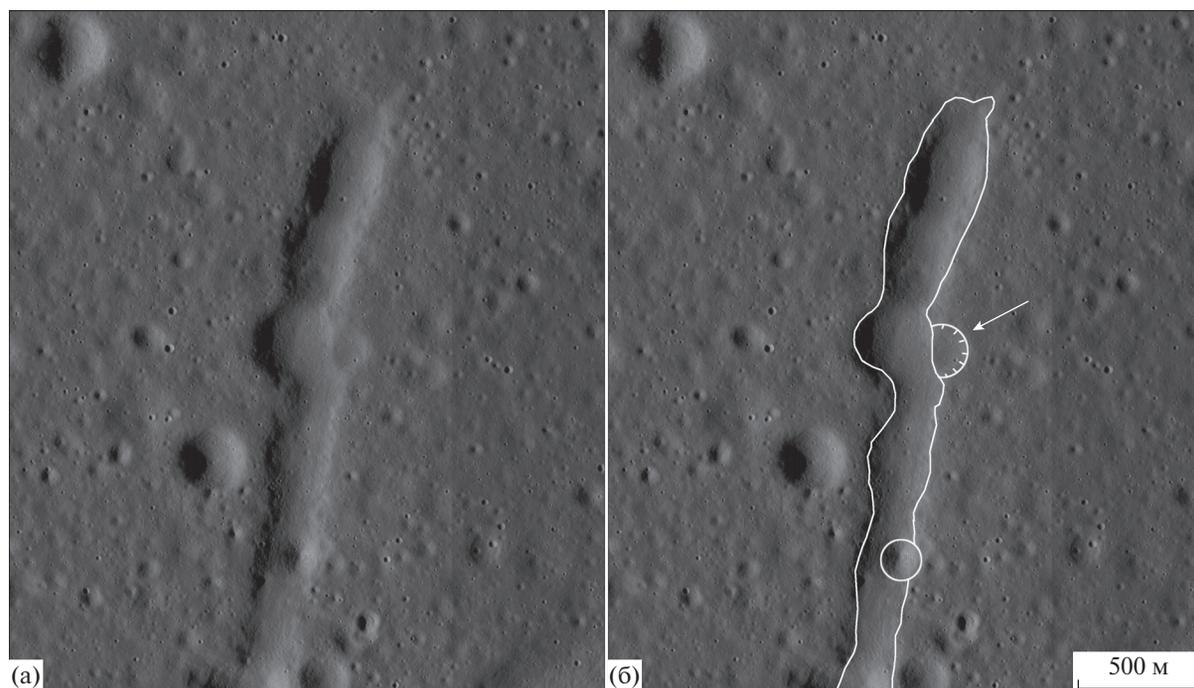


Рис. 6. Фрагмент снимка LROC NAC M1126921794LC на часть Борозды Прямой с двумя ассоциирующими с ней кратерами. Один из них, отмеченный стрелкой, был также показан на рис. 5.

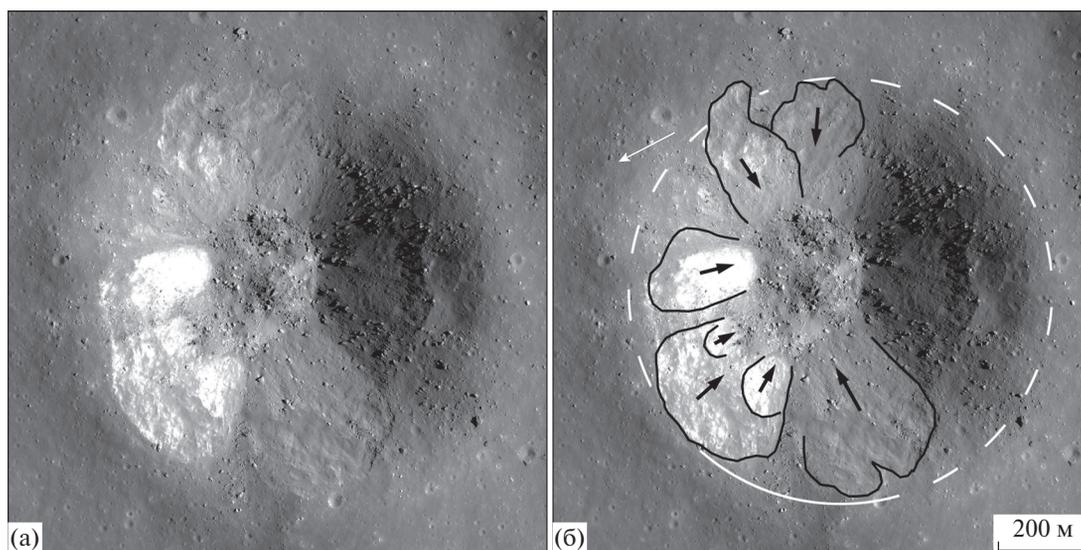


Рис. 7. Склоновые процессы типа оползней и осыпей в кратере Северный Лучевой в районе посадки Apollo-16. Фрагмент LROC NAC снимка M144524996LC.

присутствие проявляется в развитии зон смешения наиболее заметных в местах с контрастными составами материала поверхности, например, на границе море-материк. В районе работы Лунохода-2 это явление было обнаружено по материалам анализа материала поверхности по данным рентгено-флюоресцентного спектрометра “Рифма” (Кочаров и Виктор, 1974, см. также рис. 9 в Флоренский и др., 1975). Такое же явление обеспечило открытие существенно анортозитовой природы лунных материков еще до посадки Apollo на материк по примеси анортозитовых зерен в об-

разцах реголита, собранного astronautами Apollo-11 на морской поверхности в 50 км от границы море-материк (Wood и др., 1970).

РАЗРУШЕНИЕ СКЛОНОВЫМИ ПРОЦЕССАМИ

Движущей силой этого эрозионно-аккумулятивного процесса является гравитация. Можно выделить два подтипа этого процесса: 1) разрушение за счет перемещения вещества на внутренних склонах кратеров и 2) разрушение за счет переме-

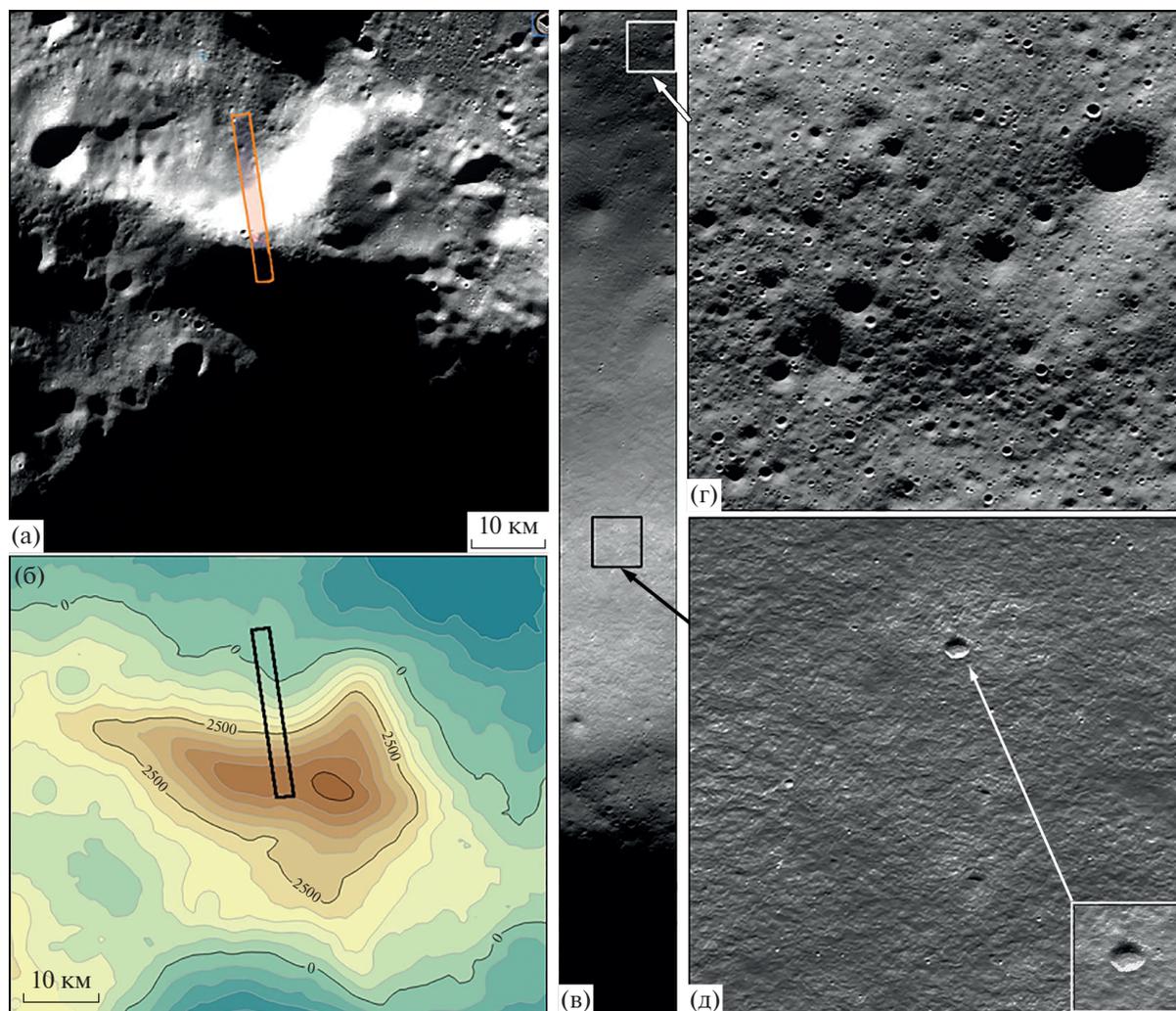


Рис. 8. Пример второго подтипа разрушения малых кратеров склоновыми процессами. (а) – LROC WAC снимок горы Малаперт. (б) – Топографическая карта этого места, составленная по данным лазерного альтиметра LOLA. (в) – Уменьшенная копия LROC NAC снимка M170615049LC, его положение показано на частях (а) и (б) этого рисунка. (г) – Фрагмент снимка LROC NAC M170615049LC, на котором видна поверхность у подножия северного склона горы Малаперт. (д) – Фрагмент этого же снимка, на котором видна поверхность крутого северного склона горы Малаперт.

щения вещества поверхности на склонах внешних по отношению к данному кратеру или данным кратерам. На рис. 7 показан пример первого подтипа этого процесса.

Это кратер Северный Лучевой в районе работы Apollo-16. Его диаметр 950 м, глубина 240 м, крутизна внутренних склонов до 27° – 34° (Ulrich, 1981). Судя по времени экспозиции камней на валу кратера, его возраст 50 млн лет (Drozd и др., 1974). На фото видны оползневые тела (черные контуры в правой части рис. 7). Многочисленные камни поперечником от первых метров до 10–15 м на днище кратера есть очевидный результат осыпания материала склонов. В ряде работ (см., например, Флоренский и др., 1975; Basilevsky и др., 2014) показано, что обально-осыпные и оползневые явления характерны на начальных стадиях эволюции кратера, пока крутизна его внутренних склонов более 20° – 30° , а на более поздних стади-

ях, когда крутизна склонов менее 15° – 20° , материал поверхности на склоне движется по механизму десерпции или крипа. Важно отметить, что склоновые процессы приводят к увеличению диаметра кратера, и что одновременно с развитием склоновых явлений кратер получает материал извне за счет описанной выше горизонтальной переброски материала. По мере старения кратера роль горизонтальной переброски в его разрушении увеличивается.

Второй подтип разрушение малых лунных кратеров склоновыми процессами иллюстрируется рис. 8.

На этом рисунке показаны LROC WAC снимок и топографическая карта горы Малаперт в южной полярной области Луны, а также фрагменты LROC NAC снимка M170615049LC, который покрывает северный склон и подножие горы

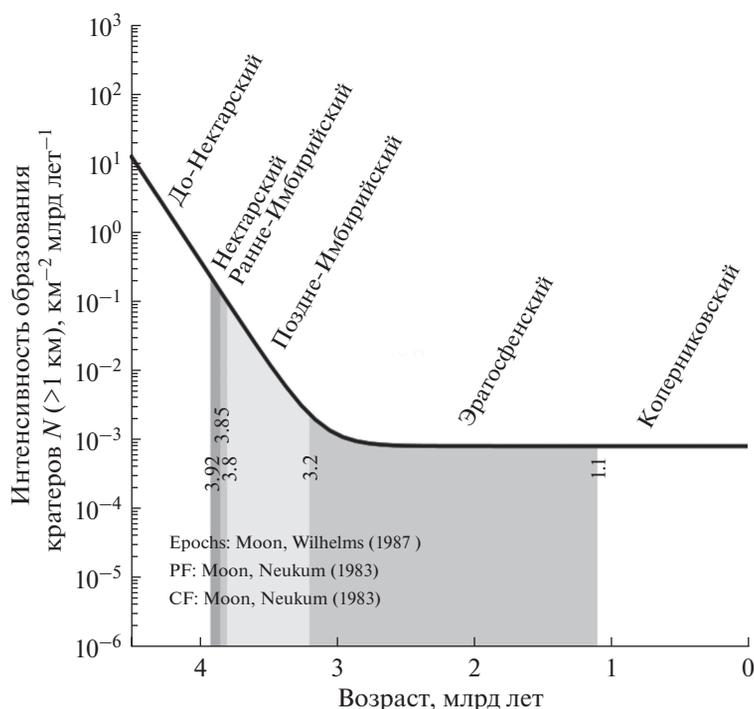


Рис. 9. Интенсивность образования ударных кратеров на Луне как функция времени в соответствии с хронологической системой Neukum (1983). Границы геологических эпох по Wilhelms (1987); численные значения взяты из главы 14 этой работы.

Малаперт. Эта гора сложена материковыми породами донектарского возраста, возвышается над своим тоже донектарским подножием на 5 км и крутизна средней части ее склонов, в том числе северного склона, составляет 25° – 30° (Basilevsky и др., 2019). На рис. бг показана поверхность 1×1 км участка подножия, а на рис. бд поверхность участка такого же размера средней части северного склона горы. Видно, что поверхность подножия горы испещрена множеством кратеров диаметром в десятки до 150–200 м, перекрытых кратерами метровых размеров, что ожидаемо для поверхности такого древнего возраста.

А на поверхности склона горы, возраст которой не меньше, чем возраст подножия, виден лишь один кратер диаметром 50 м и небольшое количество кратеров меньшего размера. Поверхность склона здесь осложнена извилистыми грядами примерно перпендикулярными направлению уклона этого склона. По-видимому, здесь активны движения материала реголита вниз по склону. Возможно, временами этому способствуют сотрясения от близких метеоритных ударов и лунотрясения. Проявления последних в районе южного полюса Луны обсуждались Watters и др. (2010; 2015; 2017) и Kumar и др. (2016). Движение материала реголита вниз по склону, очевидно, и есть причина дефицита малых кратеров на обсуждаемом склоне.

Это явление ранее обсуждалось еще в 1970-е годы (Swann и др., 1971; Базилевский, Попович, 1976; Basilevsky, 1976), а с появлением снимков LROC NAC и в более близкое к настоящему вре-

мя (например, Xiao и др., 2013; Туе и др., 2015). По уменьшению диаметра перехода неравновесной части популяции малых кратеров в равновесную было найдено, что по сравнению с субгоризонтальными поверхностями на склонах крутизной $\sim 5^{\circ}$ малые кратеры разрушаются быстрее примерно в 2 раза. На склонах крутизной $\sim 10^{\circ}$ в 3 раза, крутизной $\sim 15^{\circ}$ – в 5 раз, и крутизной 20° – 25° – на порядок быстрее (Базилевский и Попович, 1976; Bazilevskiy, Popovich, 1979; Basilevsky, 1976), что согласуется с дефицитом кратеров, наблюдаемым на рассматриваемом склоне горы Малаперт. Это оценки интенсивности процесса, в основном, для кратеров диаметром менее 100 м. Для кратеров диаметром в сотни метров этот процесс становится эффективным, когда за счет склоновых процессов внутри кратеров и нивелирования их кратерными выбросами извне, валы этих более крупных кратеров перестают быть препятствием для движущегося сверху вниз по склону материала реголита.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выше рассмотрены три типа процессов разрушения/деградации малых кратеров Луны: 1) разрушение наложенными кратерами; 2) разрушение за счет заполнения их выбросами из соседних и удаленных кратеров и 3) разрушение за счет заполнения их веществом поверхности, перемещаемым различными склоновыми процессами. Процессы этих трех типов действуют совместно, но роль каждого из них в конкретной ситуации и

на разных этапах эволюции кратера может изменяться. Результативность каждого из этих типов разрушения, очевидно, определяется интенсивностью разрушающего фактора и временем его воздействия.

Для первых двух типов интенсивность разрушающего фактора – это интенсивность кратерообразующего метеоритного потока (рис. 9).

На рис. 9 видно, что интенсивность образования ударных кратеров на Луне в Коперниковский и Эратосфенский периоды геологической истории Луны (моложе 3.2 млрд лет) была на один–два порядка ниже, чем в Имбрийский период (3.2–3.85 млрд лет) (Neukum, 1983; Neukum и др., 2001). Это, в частности, означает, что оценки времени существования малых лунных кратеров по их морфологической выраженности и диаметру (Basilevsky, 1976), опирающиеся на калибровку доставленных Apollo лунных образцов с возрастными экспозиции на поверхности менее нескольких сотен миллионов лет, применимы лишь в пределах Коперниковского и Эратосфенского периодов. В предшествующие периоды геологической истории Луны времена существования малых кратеров должны были быть соответственно короче.

Для третьего типа разрушения малых кратеров интенсивность разрушающего фактора – это интенсивность перемещения материала склоновыми процессами. А она есть очевидная функция крутизны склона. На склонах крутизной 20°–30° и более крутых развиваются быстрые обвалы, каменные лавины и осыпи. На более пологих – десерпция или крип. При этом ускоренное разрушение малых кратеров наблюдается даже на склонах крутизной в несколько градусов (Базилевский, Попович, 1976; Bazilevskiy, Popovich, 1979; Basilevsky, 1976). Выше отмечалось, что сотрясения от метеоритных ударов и лунотрясений должны провоцировать и активизировать склоновые процессы. Поскольку в более ранние, чем Эратосфенский, периоды истории Луны интенсивность метеоритного потока была заметно выше, а еще неостывшие недра (имбрийский вулканизм, см., например, Taylor и др., 1991; Hiesinger и др., 2011), вероятно, должны были быть более сейсмоактивны, можно думать, что склоновые процессы в эти ранние времена были более активны, чем в более близкие к нам эпохи.

Итак, из изложенного выше следует, что три типа процессов разрушения малых лунных кратеров: 1) разрушение наложенными кратерами; 2) разрушение за счет заполнения их выбросами из соседних и удаленных кратеров, и 3) разрушение за счет заполнения их веществом поверхности, перемещаемым различными склоновыми процессами, действуют совместно, активно влияя друг на друга. Их интенсивность в течение последних трех миллиардов лет истории Луны была заметно ниже, чем в предшествующие эпохи. Это обстоятельство необходимо учитывать при оценках времени потенциального существования кратеров в разные периоды истории Луны.

Авторы признательны Б.А. Иванову и Н. Hiesinger за полезные обсуждения и помощь в выполнении этой работы.

Работа А.Т. Базилевского, С.С. Красильникова и Н.А. Козловой поддержана грантом РФФ № 17-17-01149.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Базилевский А.Т.* Плотность распределения малых лунных кратеров. Модели и фактическое распределение // Космич. исслед. 1973. Т. XI. Вып. 4. С. 612–621.
- Базилевский А.Т., Попович В.Д.* Эволюция малых кратеров на склонах лунного рельефа // Изв. АН СССР. Сер. геол. 1976. № 6. С. 76–80.
- Кочаров Г.Е., Викторов С.В.* Химический состав лунной поверхности в районе работы “Лунохода-2” // Докл. АН СССР. 1974. Т. 214. № 1. С. 71–74.
- Красильников С.С., Базилевский А.Т., Иванов М.А., Абдрахимов А.М., Коханов А.А.* Оценка крутизны склонов в местах посадки КА Луна-Глоб по доле тени на снимках LROC NAC // Астрон. вестн. 2018. Т. 52. № 2. С. 99–109. (*Krasilnikov S.S., Basilevsky A.T., Ivanov M.A., Abdрахимов A.M., Kokhanov A.A.* // Sol. Syst. Res. 2018. V. 52. № 2. P. 87–97).
- Ружич В.В.* Сейсмоструктурная деструкция в земной коре Байкальской рифтовой зоны. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 1997. 144 с.
- Флоренский К.П., Базилевский А.Т., Бобина Н.Н., Бурба Г.А., Гребенник Н.Н., Кузьмин Р.О., Полосухин В.П., Попович В.Д., Пронин А.А.* Процессы преобразования поверхности Луны в районе Лемонье по результатам детального изучения на “Луноходе-2” // Тектоника и Структурная Геология. Планетология. М.: Наука, 1976. С. 205–234.
- Флоренский К.П., Базилевский А.Т., Гуриштейн А.А., Засецкий В.В., Пронин А.А., Полосухин В.П.* Геолого-морфологический анализ района работы “Лунохода-2” // Докл. АН СССР. 1974. Т. 214. № 1. С. 75–78.
- Флоренский К.П., Базилевский А.Т., Иванов А.В.* Роль экзогенных факторов в формировании лунной поверхности // Космохимия Луны и планет. М.: Наука, 1975. С. 439–452.
- Флоренский К.П., Базилевский А.Т., Гуриштейн А.А., Зеэлин Р.Б., Пронин А.А., Полосухин В.П., Попова З.В., Таборко И.М.* К проблеме строения поверхности лунных морей. В кн.: Современные представления о Луне. М.: Наука, 1972. С. 21–45.
- Basilevsky A.T.* On the evolution rate of small lunar craters // Proc. Lunar Sci. Conf. 7th. Pergamon Press, 1976. P. 1005–1020.
- Basilevsky A.T., Florensky C.P., Ronca L.B.* A possible lunar outcrop: A study of Lunokhod-2 data // Moon. 1977. V. 17. P. 19–28.
- Basilevsky A.T., Head J.W., Horz F., Ramsley K.* Survival times of meter-sized rock boulders on the surface of airless bodies // Planet. and Space Sci. 2015. V. 117. P. 312–328.
- Basilevsky A.T., Kozlova N.A., Zavyalov I.Yu., Karachevtseva I.P., Kreslavsky M.A.* Morphometric studies of the Copernicus and Tycho secondary craters on the Moon: Dependence of crater degradation rate on crater size // Planet. and Space Sci. 2018. V. 62. P. 31–40.
- Basilevsky A.T., Krasilnikov S.S., Ivanov M.A., Malenkov M.I., Michael G.G., Liu T., Head J.W., Scott D.R., Lark L.* Potential lunar base on Mons Malapert: Topographic,

- geologic and trafficability considerations // *Sol. Syst. Res.* 2019. V. 53. № 5. P. 383–398.
- Basilevsky A.T., Kreslavsky M.A., Karachevtseva I.P., Guskova E.N.* Morphometry of small impact craters in the Lunokhod-1 and Lunokhod-2 study areas // *Planet. and Space Sci.* 2014. V. 92. P. 77–87.
- Bazilevskiy A.T., Popovich V.D.* Evolution of small craters on lunar relief slopes // *Int. Geology Review.* 1979. V. 21. Iss. 3. P. 277–280.
- Chorowicz J.* The East African rift system // *J. African Earth Sci.* 2005. V. 43. P. 379–410.
- Drozd R.J., Hohenberg C.M., Morgan C.J., Ralston C.E.* Cosmic-ray exposure history at the Apollo 16 and other lunar sites: lunar surface dynamics // *Geochim. et Cosmochim. Acta.* 1974. V. 38. P. 1625–1642.
- Fassett C.I., Head J.W.* The timing of martian valley network activity: Constraints from buffered crater counting // *Icarus.* 2008. V. 195(1). P. 61–89.
- Hiesinger H., Head J.W., Wolf U., Jaumann R., Neukum G.* Ages and stratigraphy of lunar mare basalts: A synthesis // *The Geological Soc. America Spec. Paper* 477. 2011. 51 p.
- Hörz F., Grieve R., Heiken G., Spudis P., Binder A.* Lunar surface processes // *Lunar Source Book. A User Guide to the Moon / Eds Heken G.H., Vaniman D.T., French B.M.* Cambridge Univ. Press, 1991. P. 61–120.
- Ivanov M.A., Abdrakhimov A.M., Basilevsky A.T., Demidov N.E., Guseva E.N., Head J.W., Hiesinger H., Kohanov A.A., Krasilnikov S.S.* Geological characterization of the three high-priority landing sites for the Luna-Glob mission // *Planet. and Space Sci.* 2018. V. 162. P. 190–206.
- Karachevtseva I.P., Kozlova N.A., Kokhanov A.A., Zubarev A.E., Nadezhdina I.E., Patratiy V.D., Konopikhin A.A., Basilevsky A.T., Abdrakhimov A.M., Oberst J., Haase I., Jolliffe B.L., Plescia J.B., Robinson M.S.* Cartography of the Luna-21 landing site and Lunokhod-2 traverse area based on Lunar Reconnaissance Orbiter Camera images and surface archive TV-panoramas // *Icarus.* 2017. V. 283. P. 104–121.
- Kneissl T., Michael G.G., Platz T., Walter S.H.G.* Age determination of linear surface features using the buffered crater counting approach – case studies of the Sirenum and Fortuna Fossae graben systems on Mars // *Icarus.* 2015. V. 250. P. 384–394.
- Kumar P.S., Sruthi U., Krishna N. and 8 coauthors.* Recent shallow moonquake and impact-triggered boulder falls on the Moon: new insights from Schrodinger basin // *J. Geophys. Res. Planets.* 2016. V. 121. P. 147–179.
- Michael G.G.* Planetary surface dating from crater size–frequency distribution measurements: multiple resurfacing episodes and differential isochron fitting // *Icarus.* 2013. V. 226. P. 885–890.
- Morris E.C., Shoemaker E.M.* Craters // Surveyor project final report. Pt. II. Science results. TR 32-1265, GPL, Pasadena. 1968. P. 69–86.
- Neukum G.* Meteoriten bombardement und Datierung planetarer Oberflächen. Habilitation Thesis for Faculty Membership. Univ. of Munich. 1983. 186 p. (English translation, 1984: Meteorite bombardment and dating of planetary surfaces).
- Neukum G., Ivanov B., Hartmann W.K.* Cratering records in the inner solar system in relation to the lunar reference system // *Space Sci. Rev.* 2001. V. 96. P. 55–86.
- Robinson M.S., Brylow S.M., Tschimmel M. and 20 coauthors.* Lunar Reconnaissance Orbiter Camera (LROC) instrument overview // *Space Sci. Rev.* 2010. V. 150. P. 81–124.
- Shoemaker E.M., Batson R.M., Bean A.L. and 10 coauthors.* Geology of the “Apollo-12” landing site. Size-frequency distribution of craters // *Apollo-12 Preliminary Science report.* NASA SP-235. 1970. P. 133–134.
- Swann G.A., Bailey N.G., Batson R.M. and 14 coauthors.* 3. Preliminary Geologic Investigations of the Apollo 14 Landing Site // *Apollo 14 Preliminary Science Report.* NASA SP-272. 1971. 39–85.
- Swann G.A., Bailey N.G., Batson R.M. and 17 coauthors.* 5. Preliminary Geologic Investigation of the Apollo 15 Landing Site // *Apollo 15 Preliminary Science Report.* NASA SP-289. 1972. 5–23–5–24.
- Tanaka K.L.* A New Time-Saving Crater-Count Technique, with Application to Narrow Features // *NASA Technical Memo, NASA TM-85127,* 1982. P. 123–125.
- Taylor G.J., Warren P., Ryder G., Delano J., Pieters C., Lofgren G.* Lunar rocks // *Lunar Source Book. A User Guide to the Moon / Eds Heiken G.H., Vaniman D.T., French B.M.* Cambridge Univ. Press, 1991. P. 183–284.
- Trask N.J.* Size and Spatial Distribution of Craters Estimated from Ranger Photographs, Jet Propulsion Laboratory Technical Report 32-800. 1966, Pasadena, Calif. P. 252–263.
- Tye A.R., Fassett C.I., Head J.W., Mazarico E., Basilevsky A.T., Neumann G.A., Smith D.E., Zuber M.T.* The age of lunar south circumpolar craters Haworth, Shoemaker, Faustini, and Shackleton: Implications for regional geology, surface processes, and volatile sequestration // *Icarus.* 2015. V. 255. P. 70–77.
- Ulrich G.E.* Geology of North Ray crater // *Geology of the Apollo 16 area, Central Lunar Highlands // Geological Survey Professional Paper* 1048. 1981. P. 45–81.
- van der Bogert C.H., Clark J.D., Hiesinger H., Banks M.E., Watters T.R., Robinson M.S.* How old are lunar lobate scarps? 1. Seismic resetting of crater size–frequency distributions // *Icarus.* 2018. V. 306. P. 225–242.
- Wasserburg G.J., Papanastassiou D.A.* Age of an Apollo 15 mare basalt – Lunar crust and mantle evolution // *Earth and Planet. Sci. Lett.* 1971. V. 13. № 1. P. 97–104.
- Watters T.R., Robinson M.S., Beyer R.A. and 8 coauthors.* Evidence of recent thrust faulting on the Moon revealed by the Lunar Reconnaissance Orbiter Camera // *Science.* 2010. V. 329. P. 936–940.
- Watters T.R., Robinson M.S., Collins G.C., Banks M.E., Daud K., Williams N.R., Selvens M.M.* Global thrust faulting on the Moon and the influence of tidal stresses // *Geology.* 2015. V. 43. P. 851–854.
- Watters T.R., Weber R.C., Collins G.C., Johnson C.L.* Shallow lunar seismic activity and the current stress state of the Moon // *The 48th Lunar and Planet. Sci. Conf., Houston, TX: Lunar Planet. Inst.* 2017. abs. 2569.
- Wilhelms D.E.* The geologic history of the Moon // *US Geological Survey Special Paper* 1348. 1987. 302 p.
- Wood J.A., Dickey J.S., Marvin U.B., Powell B.N.* Lunar anorthosites and a geophysical model of the Moon // *Proc. Apollo 11 Lunar Sci. Conf.* 1970. V. 1. P. 965–988.
- Xiao Z., Huang Q., Zeng Z., Xiao L.* Small graben in the southeastern ejecta blanket of the lunar Copernicus crater: Implications for recent shallow igneous intrusion on the Moon // *Icarus.* 2017. V. 298. P. 89–97.
- Xiao Z., Zeng Z., Ding N., Molaro J.* Mass wasting features on the Moon - How active is the lunar surface? // *Earth and Planet. Sci. Lett.* 2013. V. 376. P. 1–11.
- Zhao J.N., Huang J., Qiao L., Xiao Z.Y., Huang Q., Wang J., He Q., Xiao L.* Geologic characteristics of the Chang'E-3 exploration region // *Sci. China Physics. Mechanics and Astronomy.* 2014. V. 57. P. 569–576.

УДК 523.44+523.681

МОДЕЛИРОВАНИЕ МАГНИТНОЙ АНОМАЛИИ, СВЯЗАННОЙ СО СЛОЖНЫМ КРАТЕРОМ, НА ПРИМЕРЕ КРАТЕРА БОСУМТВИ

© 2020 г. М. Ю. Кузьмичева^а, *, Б. А. Иванов^а

^аИнститут динамики геосфер РАН, Москва, Россия

*e-mail: mukuzmgm@gmail.com

Поступила в редакцию 09.12.2019 г.

После доработки 12.03.2020 г.

Принята к публикации 25.03.2020 г.

Образование ударных кратеров на поверхности Земли и других планетных тел сопровождается воздействием ударных волн на горные породы и их перемещением в новое положение. Ударно-волновое сжатие приводит к возникновению остаточного нагрева горных пород (вплоть до плавления и испарения при разгрузке). Прямое механическое действие ударного сжатия и остаточный нагрев изменяют магнитные свойства и намагниченность горных пород, что приводит к возникновению магнитной аномалии над областью кратера. В данной работе представлен пример комплексного анализа магнитной аномалии над хорошо исследованным ударным кратером Босумтви (Гана, диаметр около 10 км), включающего численное моделирование процесса образования кратера и построение модели магнитной аномалии на основании смоделированных параметров ударного сжатия. Комплексная модель демонстрирует хорошее соответствие с данными прямых измерений.

Ключевые слова: метеоритный кратер, моделирование, магнитная аномалия, намагниченность, импактиты

DOI: 10.31857/S0320930X20050059

ВВЕДЕНИЕ

Полеты космических аппаратов к планетным телам земной группы позволили измерить магнитные поля на их поверхности и сделать на основании их наличия и геометрии существенные выводы о строении и эволюции этих планетных тел (Spohn, 2015). Эти данные показали, в частности, что у Луны когда-то было глобальное долгоживущее магнитное поле с напряженностью близкой к земной (Wieczorek, 2018). Магнитные источники в лунной коре находятся на глубине 10–20 км, где они могли сформироваться в присутствии поля, генерируемого в ядре (Wieczorek, 2018). Магнитные аномалии в бассейне Южный полюс – Эйткен связывают с источниками, близкими к поверхности. Отсутствие магнитных источников на большей части поверхности Луны объясняют процессами ударного размагничивания, т.е. изменением магнитных свойств горных пород в процессе образования ударных кратеров. Ударное размагничивание также рассматривается в качестве одного из главных процессов, сформировавших нынешнее состояние магнитного поля коры Марса (Mohit, Arkani-Named, 2004). Остановка марсианского динамо и прекращение генерации планетарного магнитного поля облегчает интерпретацию кратерных магнитных аномалий на Марсе. Поэтому исследования воздей-

ствия высокоскоростных ударов на магнитные свойства коры планет продолжает вызывать интерес исследователей.

Земные метеоритные кратеры позволяют изучать ударные магнитные аномалии как путем определения магнитных полей над ударными структурами, так и лабораторными измерениями магнитных свойств и исходных и измененных горных пород и составляющих их минералов. Для оценки геометрии источников магнитных аномалий по измерению полей на поверхности используется геофизическое моделирование. Как правило, магнитная аномалия, связанная с кратером, характеризуется пониженным магнитным полем, с отдельными положительными аномалиями, которые часто связаны с центральным поднятием, если оно существует (Pilkington, Hildebrand, 2003). Земные кратеры доступны для изучения, но вследствие эрозии, геодинамических процессов и наличия геомагнитного поля магнитные аномалии, связанные с кратерами, сложнее интерпретировать, а используемые полуаналитические модели геометрии источников далеки от совершенства (Plado и др., 1999; 2000; Artemieva и др., 2004; Ugalde и др., 2005; Elbra и др., 2007; Kontny и др., 2007; Ugalde и др., 2007).

Ударные кратеры характеризуются наличием аномалий геофизических полей, определяемых

совокупностью ударных процессов и послеударной модификации среды. В настоящее время принято выделять три стадии образования кратерной полости – стадии сжатия, экскавации и модификации (Мелош, 1994). При высокоскоростном ударе в ударнике и мишени образуются ударные волны, приводящие к испарению, полному разрушению ударника, выбросу его вещества (стадия сжатия), образованию полости в мишени (так называемому промежуточному кратеру, стадия экскавации), которая затем модифицируется в конечный кратер большего диаметра и меньшей глубины с валом (стадия модификации). Эта статья посвящена моделированию частного случая геофизического поля ударного кратера – магнитной аномалии над кратером Босумтви (Гана, $6^{\circ}30'26''$ с.ш., $1^{\circ}24'24''$ з.д.).

Кратер Босумтви является самым молодым (возраст ~1 млн лет) среди известных земных метеоритных кратеров диаметром около 10 км. Кратер хорошо изучен геологическими и геофизическими методами, включая бурение вблизи центрального поднятия кратера (Koeberl и др., 2007).

По размеру конечного кратера и связанного с ним промежуточного кратера можно оценить энергию, выделившуюся при ударе. В некоторых случаях данные по магнитным аномалиям кратеров позволяют оценить размер кратера независимым образом (Pilkington, Hildebrand, 2003) и, соответственно, энергию удара.

ИЗМЕНЕНИЯ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ МИНЕРАЛОВ В РЕЗУЛЬТАТЕ КРАТЕРООБРАЗУЮЩЕГО УДАРА

Нагретые в результате удара магнитные минералы горных пород земной коры затем остывают ниже температуры Кюри и приобретают термоостаточную намагниченность с величиной, пропорциональной напряженности окружающего магнитного поля (Ugalde и др., 2005). Уже существующая намагниченность минералов может уменьшиться или исчезнуть под воздействием ударной волны (Ugalde и др., 2005). Принято считать, что ударное размагничивание вызвано изменением свойств магнитных минералов в породах, в то время как застывший расплав и брекчии приобретают повышенную, по сравнению с исходной породой, магнитную восприимчивость и новую остаточную намагниченность (Ugalde и др., 2005). В результате кратерообразующего удара магнитные свойства поверхности мишени также изменяются за счет выброса грунта, за счет его перемещения (Ugalde и др., 2005).

ДОПУЩЕНИЯ, ПРИНЯТЫЕ ПРИ МОДЕЛИРОВАНИИ МАГНИТНОЙ АНОМАЛИИ

Магнитные свойства пород мишени и импактитов

Породы мишени, в которых образовался кратер, и импактиты, которые возникли в результате высокоскоростного удара метеороида, обладают индуктивной намагниченностью, зависящей от магнитной восприимчивости пород и от величины магнитного поля Земли в данном месте в настоящее время, и остаточной намагниченностью, сохраняющей направление магнитного поля во время образования породы. Магнитная аномалия определяется относительно современного магнитного поля, соответственно, она может быть развернута относительно направления поля в настоящее время (Plado и др., 1999).

Породы мишени, по которой ударило космическое тело, как правило, заметно старше возраста кратера, для них мы пренебрегаем величиной остаточной намагниченности, которая мала по сравнению с магнитным моментом, определяемым их магнитной восприимчивостью (Ugalde и др., 2007; Plado и др., 1999).

Импактиты приобретают новые, по сравнению с материнскими породами, магнитные свойства – повышенную магнитную восприимчивость и остаточную намагниченность, которая сохраняет направление палеомагнитного поля при охлаждении магнитных минералов импактитов ниже их точек Кюри в процессе послеударного остывания. При моделировании учитывалась только остаточная намагниченность слоя высокомагнитных импактитов (Kotny и др., 2007).

Метод расчета магнитного поля

Моделирование магнитного поля проводилось в рамках решения трехмерной задачи магнитостатики (Ландау, Лившиц, 1988) на кубической сетке, где среда рассматривалась как набор магнитных диполей с известными свойствами. Индукция магнитного поля рассчитывалась по формуле для точечного диполя (Oliveira и др., 2017, формула (3)). В работе (Oliveira и др., 2017) использовался подход, подобный нашему, для исследования магнитного поля коры Луны. Для моделирования магнитных аномалий кратеров ранее такой подход не применялся. Если размеры кубов малы по сравнению с расстояниями, на которых вычисляется поле, то можно пренебречь эффектом перемагничивания. Перемагничивание подразумевает влияние магнитного поля одной части индуктивно намагниченного тела на другую. Кубическая сетка дает возможность описывать морфологические особенности среды, объем используемой памяти и быстродействие компьютера не являются ограничениями. Этот подход отличается от подхода, использованного в работах (Plado и др., 1999; 2000; Ugalde и др., 2007), основанного на определении

интегральных характеристик источников (Страхов, 1956). Сначала рассчитывалась картина магнитного поля мишени без кратера, затем - картина магнитного поля после образования кратера, разница этих полей описывалась как аномалия магнитного поля, связанная с кратером.

УДАРНОЕ РАЗМАГНИЧИВАНИЕ В ПРОЦЕССЕ ОБРАЗОВАНИЯ КРАТЕРА, ОБРАЗОВАНИЕ “МАГНИТНОЙ КАВЕРНЫ”

Ударное размагничивание пород мишени вызвано прохождением ударной волны при образовании ударного кратера в стадии сжатия и экскавации. Частичное размагничивание происходит уже при давлениях нескольких ГПа (Mohit, Arkani-Named, 2004; Reznik и др., 2015).

Начальные давления при контакте падающего тела и мишени превышают сотни ГПа, при разгрузке от таких давлений вещество ударника и мишени испаряется и плавится. На стадии экскавации происходит раскрытие кратера (диаметр кратера по уровню исходной поверхности принято называть диаметром переходного кратера – transient cavity diameter), ударная волна затухает, продвигаясь вглубь мишени. Переходный кратер имеет форму параболоида, на стадии модификации простого метеоритного кратера происходит сползание вещества со стенок и уменьшение глубины (Мелош, 1994). Модификация кратеров с диаметром больше определенного, задаваемого соотношением относительной роли прочности и силы тяжести, происходит иначе.

На рис. 1 для иллюстрации показано образование кратера с конечным диаметром по гребню вала порядка 10 км в одном из вариантов моделирования, подробнее обсуждаемого ниже. Здесь видно, что ударная волна быстро распространяется от точки удара. Примерно за 2 с промежуточный кратер достигает максимальной глубины, а за ~10 с – максимального объема. Использование модели акустической флюидизации (Acoustic Fluidization – AF model) позволяет воспроизвести замечательное природное явление – коллапс переходного кратера с образованием центрального поднятия (Melosh, 1979; Melosh, Ivanov, 1999). При этом дно переходного кратера поднимается почти на уровень исходной поверхности мишени, а горные породы, испытавшие максимальные ударные сжатия (вплоть до плавления при разгрузке) образуют центральную горку.

Породы мишени, подвергшиеся ударной нагрузке более 3.5 ГПа, в данном моделировании рассматриваются как размагниченные (Mohit, Arkani-Named, 2004; Reznik и др., 2015). Эти породы и полость кратера названы “магнитной каверной”. Выбросы приповерхностного вещества, образующие кратерный вал, за счет взаимодействия ударной волны с поверхностью не подвергаются высоким давлениям и поэтому не размаг-

ничены, но мы полагаем, что в результате выбрасывания они перемешиваются, их магнитные моменты, обусловленные естественной остаточной намагниченностью, становятся разнонаправленными. В первом приближении мы считаем, что породы, образующие кратерный вал, не дают вклада в магнитное поле.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ОБРАЗОВАНИЯ СЛОЖНОГО КРАТЕРА НА ПРИМЕРЕ КРАТЕРА БОСУМТВИ С ПОМОЩЬЮ КОДА SALEB

Для моделирования магнитной аномалии, связанной со сложным кратером, был выбран кратер Босумтви (Plado и др., 2000) с диаметром 10.5 км и возрастом примерно миллион лет (Koeberl и др., 2007). Кратер Босумтви относится к сложным кратерам, у которых в стадии модификации за счет акустической флюидизации уменьшается отношение глубины к диаметру, и при превышении определенного размера наблюдается центральное поднятие (Melosh, 1979; Grieve и др., 1981; Melosh, Ivanov, 1999).

Первые результаты моделирования процесса образования кратера Босумтви, включая трехмерное моделирование ранней стадии удара, на которой образуются тектиты, были опубликованы в работе (Artemieva и др., 2004). Более подробное параметрическое моделирование образования кратера Босумтви проводилось в рамках анализа ударного метаморфизма в ядрах скважин, пробуренных вблизи центрального поднятия в кратере (см., например, (Ferriere и др., 2008)) и, в особенности, материалы приложений к ней). Для данной работы были проведены новые расчеты с целью уточнить распределение ударных давлений в породах под кратерами для оценки зоны размагничивания. Задача решалась методами численного моделирования с использованием кода SALEB (Ivanov, 2005; Ivanov и др., 2010) в приближении вертикального удара. В такой постановке распределение максимальных давлений в ударной волне оценивается по максимальным значениям, зарегистрированным в процессе расчета в лагранжевых частицах, изначально помещенных в центр каждой расчетной ячейки. Физически картина распределения максимальных давлений определяется двумя последовательными процессами: (1) затуханием ударной волны по мере удаления от точки удара и (2) перемещением материала после прохождения ударной волны в конечное положение. При этом на второй процесс существенно влияют параметры модели акустической флюидизации, применение которой необходимо для воспроизведения формы сложного кратера с центральным поднятием.

Затухание ударной волны с удалением от точки удара определяется геометрическим расхождением ударной волны (форма ее фронта близка к обращенной вниз полусфере), уравнением состоя-

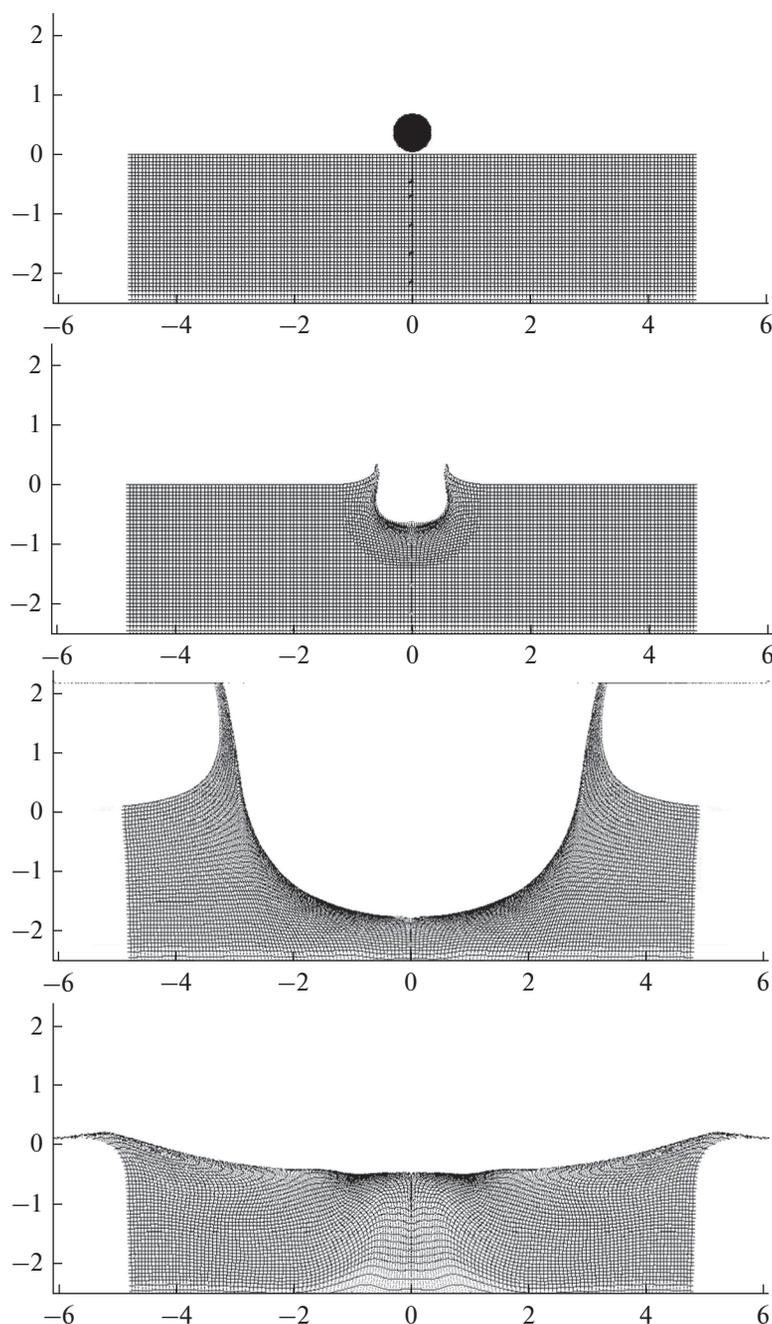


Рис. 1. Избранные моменты процесса образования кратера при вертикальном ударе. Сверху вниз – (1) начальная геометрия задачи; (2) 0.2 с после удара – деформация сетки лагранжевых трейсеров позволяет видеть распространение ударной волны; (3) – 10 с после удара – максимальный объем переходного кратера – в этот момент принято измерять диаметр переходного кратера; (4) – 60 с после удара – дно переходного кратера поднялось, образовав центральное поднятие. Расстояния на осях указаны в км. Нет вертикального растяжения рисунка.

ния горных пород и, на малых расстояниях, скоростью удара. В численных расчетах для кратера Босумтви мы сравнивали удары со скоростью 10 и 20 км/с. Низкие скорости близки к минимальной скорости удара по Земле (11.2 км/с), высокие скорости близки к средней скорости удара объектов, приближающихся к Земле с астероидных орбит. В качестве уравнения состояния горных пород мишени и ударника сравнивались модели Тиллотсона

и ANEOS, с параметрами, подобранными подгонкой под ударную адиабату гранита плотностью 2630 кг/м^3 (Tillotson, 1962; Pierazzo и др., 1997). Прочностные свойства гранита, использованные в модели, описаны в работе (Collins и др., 2004).

На рис. 2 сравниваются ударные адиабаты и температуры после разгрузки от максимального давления в ударной волне, рассчитанные по двум

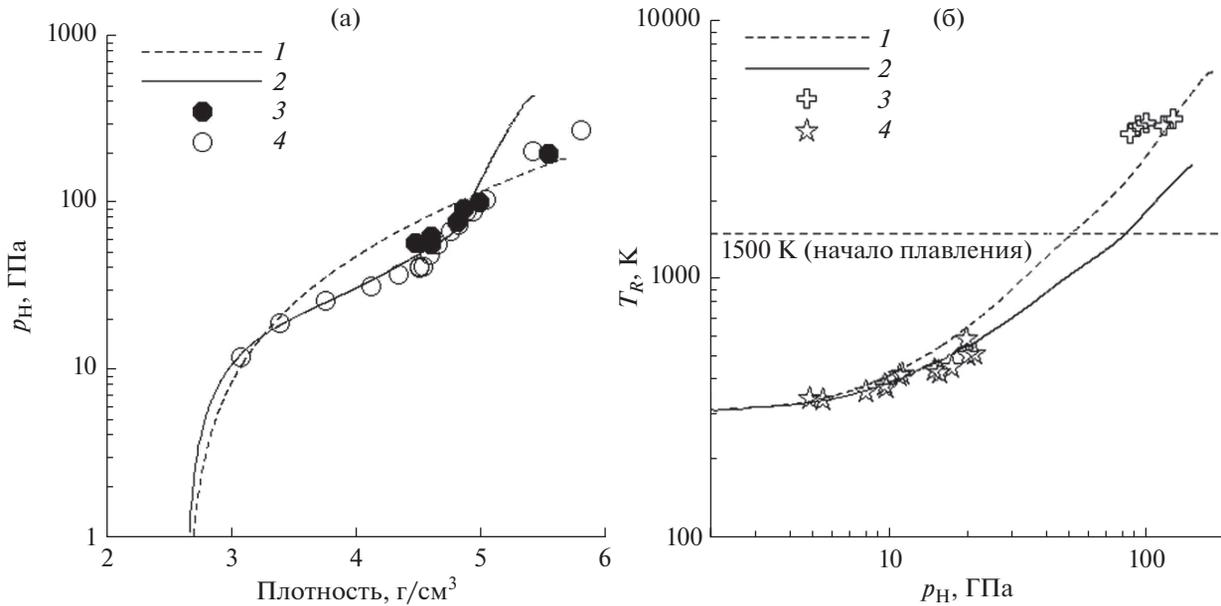


Рис. 2. (а) — ударные адиабаты модельного гранита, рассчитанные по уравнениям состояния Тиллотсона (1) и ANEOS (2) в сравнении с экспериментальными данными для гранита и кварца из справочника (Trunin и др., 2001); (б) — остаточные температуры T_R после разгрузки от ударного давления p_H по двум уравнениям состояния (1 и 2) в сравнении с экспериментальными данными для кварца (Raikes, Ahrens, 1979; Boslough, 1988).

уравнениям состояния. Здесь заметно расхождение ударных адиабат в диапазоне плотностей от 3.5 до 4.5 г/см³, что отражает неучет фазового перехода в модели Тиллотсона, однако остаточные температуры после разгрузки до нормального давления ниже температуры начала плавления (модельный солидус) близки в обеих моделях. Расхождение ударных адиабат может отражаться в значениях максимальных массовых скоростей, используемых в АФ модели временного снижения сухого трения. Это может повлиять на картину коллапса переходного кратера, поэтому мы провели расчеты с обоими уравнениями состояния.

Перебор модельных параметров (около 20 вариантов) позволил отобрать те из них, которые позволяют более-менее хорошо воспроизвести профиль и размер реального кратера Босумтви (Artemieva и др., 2004; Ferriere и др., 2008). На рис. 3 и 4 показаны профили модельных кратеров при использовании уравнения состояния гранита Тиллотсона (без фазовых переходов) и модели ANEOS, приближенно описывающий полиморфный фазовый переход при ударном сжатии (Pierazzo и др., 1997). На рис. 5 и 6 показаны “изобары” — кривые, соединяющие лагранжевы частицы-трейсеры, “записавшие” одинаковые уровни максимального ударного сжатия в момент прохода ударной волны. За счет движения подкратерного грунта при образовании центрального поднятия “изобары” смещаются к центру при коллапсе переходного кратера.

МОДЕЛИРОВАНИЕ МАГНИТНОЙ АНОМАЛИИ СЛОЖНОГО УДАРНОГО КРАТЕРА

Аномалия магнитной каверны

Для моделирования магнитной аномалии профилирования магнитной каверны строился по уровню давления 3.5 ГПа, показанному на правой панели рис. 6. Глубина ее составляет 2.9 км, и конечный радиус равен 3.6 км. Для удобства моделирования предполагалось, что остаточная намагниченность и индуктивная намагниченность пород внутри каверны равны нулю.

На рис. 7а показана магнитная аномалия, образованная магнитной каверной сложного кратера. Как и ожидалось, аномалия отрицательная. Центр кратера находится в точке с координатами 0.0. Аномалия по уровню -2 нТ, в основном, лежит в пределах диаметра кратера. Картина аномалии приведена для высоты 70 м над первоначальным уровнем поверхности, в которую ударило падающее космическое тело. Магнитная восприимчивость породы мишени была выбрана равной 10^{-4} SI (Kontny и др., 2007). Величина магнитной аномалии, возникающей из-за образования магнитной каверны во вмещающих породах, зависит от магнитных свойств этих пород: чем больше намагниченность, тем сильнее выражена аномалия.

На рис. 7б показана картина магнитного поля при образовании магнитной каверны в породах мишени с учетом поля мишени. Магнитное поле, в основном, положительное, рассчитывалось относительно магнитного поля Земли в заданной точке

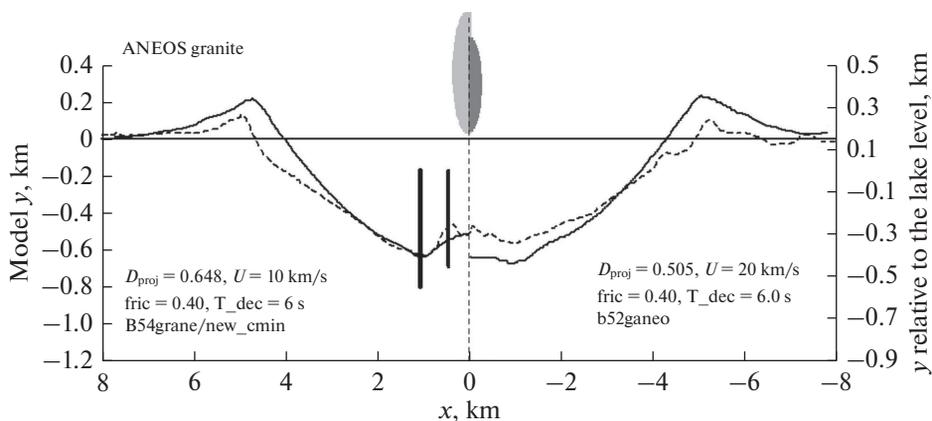


Рис. 3. Профили двух модельных кратеров (сплошные кривые) в сравнении с наблюдаемым профилем кратера Босумтви по данным (Fergiere и др., 2008). В левой части рисунка – удар со скоростью 10 км/с (диаметр сферического ударника $D_{\text{proj}} \approx 0.65$ км), в правой части – со скоростью 20 км/с ($D_{\text{proj}} \approx 0.51$ км). Уравнение состояния материалов и мишени и ударника – таблицы, рассчитанные по модели ANEOS (Thompson и Lauson, 1972) с параметрами (Pierazzo и др., 1997). В верхней центральной части рисунка серым тоном показаны сферические ударники (из-за вертикального растяжения масштабов они выглядят как эллипсы). Два жирных черных отрезка показывают расположение пробуренных скважин LB-07A и LB-08A (Fergiere и др., 2008). Вертикальное растяжение рисунка 4 : 1.

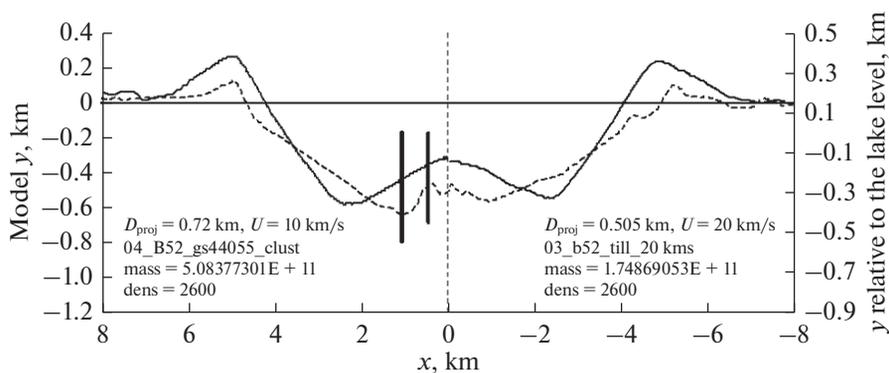


Рис. 4. То же, что и для рис. 2, но для моделей, рассчитанных с использованием уравнения состояния Тиллотсона для модельного гранита: начальная плотность 2600 кг/м^3 , модуль сжимаемости A и параметр Тиллотсона B имеют значение $A = B = 44 \text{ ГПа}$ – см. обозначения в работах (Tillotson, 1962; Melosh, 1989). Вертикальное растяжение рисунка 4 : 1.

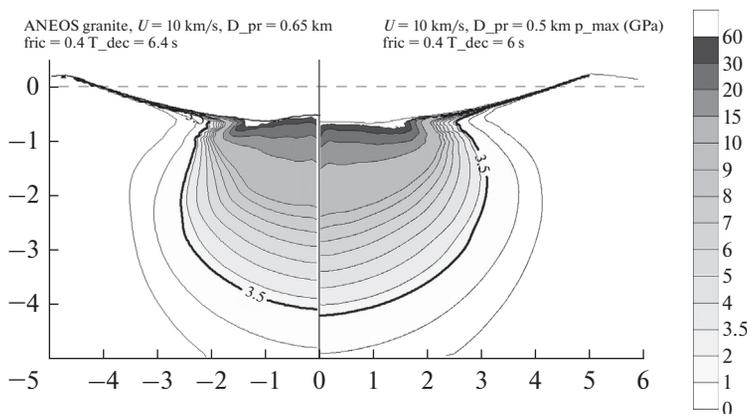


Рис. 5. Изобары максимального давления под модельными кратерами при ударах со скоростью 10 км/с (левая часть рисунка) и 20 км/с (правая часть рисунка) для уравнения состояния ANEOS. Подробнее профили кратеров показаны на рис. 3. Жирными кривыми показан уровень ударного давления 3.5 ГПа. Расстояния на осях указаны в км. Нет вертикального растяжения рисунка.

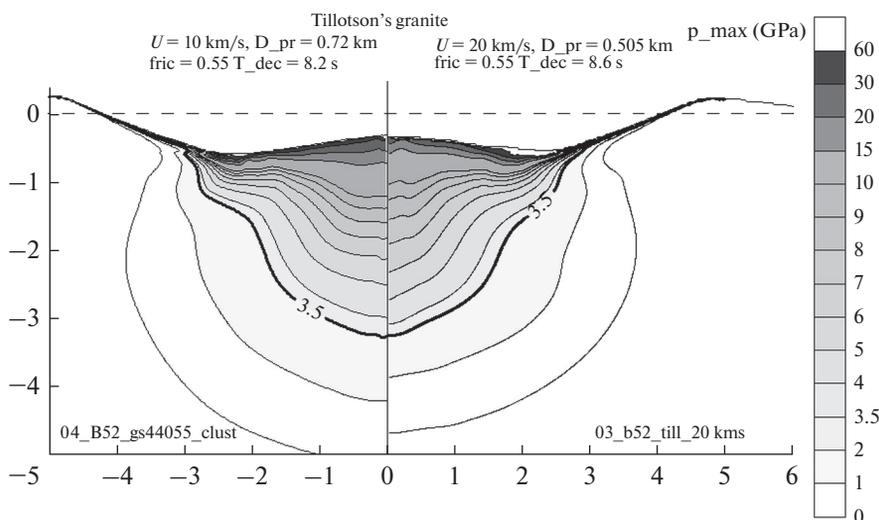


Рис. 6. То же, что и на рис. 5, но для модели с уравнением состояния Тиллотсона. Подробнее профили кратеров показаны на рис. 4. Расстояния на осях указаны в км. Нет вертикального растяжения рисунка.

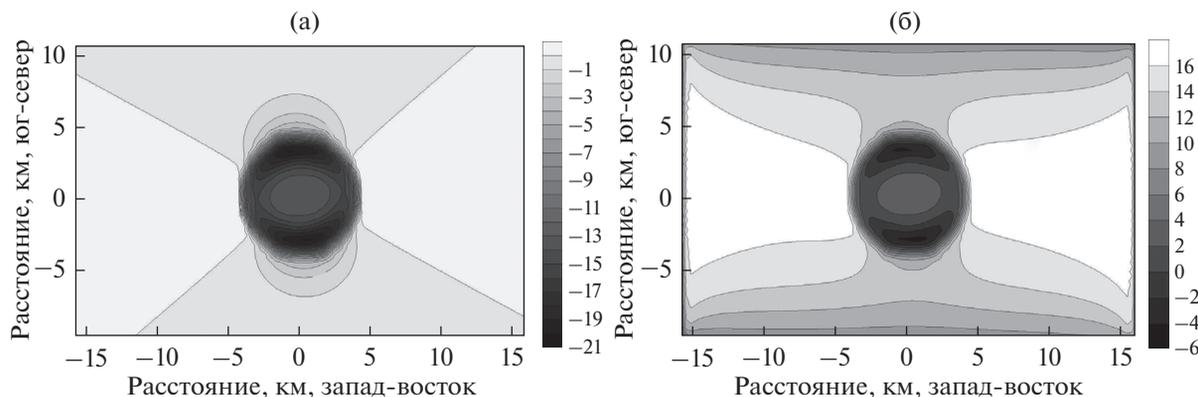


Рис. 7. Магнитная аномалия (нТ) магнитной каверны сложного кратера (а); магнитное поле мишени и магнитной каверны (нТ) относительно геомагнитного поля (б).

(Гана, 6°30'26" с.ш., 1°24'24" з.д., наклонение магнитного поля составляет -12.0, склонение магнитного поля равно -6.0, величина поля - 32500 нТ).

Магнитная аномалия импактитов с повышенной намагниченностью

Как правило, породы, возникшие в результате удара и/или содержащие застывший ударный расплав, обладают высокой остаточной намагниченностью, и именно они считаются источником магнитной аномалии. Намагниченность сильно зависит от состава пород мишени, наличия минералов, содержащих железо, размера ферромагнитных зерен. Для кратера Босумтви были получены оценки ожидаемого количества застывшего расплава в виде линз или обогащенного расплавом зювита (Plado и др., 2000) и проведено численное моделирование (Artemieva и др., 2004), в результате которого было получено распределение расплава в кратере. В работе (Plado и др.,

2000) в предположении, что объем расплава составлял 2.2 км³, была построена модель намагниченного тела в виде набора слоев призм толщиной 50 м на глубинах от 200 до 600 м. Верхний слой расплава, который должен был давать максимальный вклад в аномалию, имел размеры примерно 5 на 3 км. Магнитная восприимчивость его составляла 33×10^{-4} SI, остаточная намагниченность была выбрана равной 0.367 Ам^{-1} . Однако при пробном бурении застывший расплав не нашли, возможные причины обсуждались в работе (Artemieva, 2007). При бурении были найдены брекчии с высокой остаточной намагниченностью.

В данной работе на основании результатов бурения скважины LB-07A (Kontny и др., 2007) слой пород в кратере, содержащих застывший расплав с высокой намагниченностью, моделировался кольцом с остаточной намагниченностью 3 А/м с внутренним и внешним радиусами 0.5 и 1.7 км и мощностью 3 м на глубине 375 м. Магнитный момент импактитов, определяемый остаточной на-

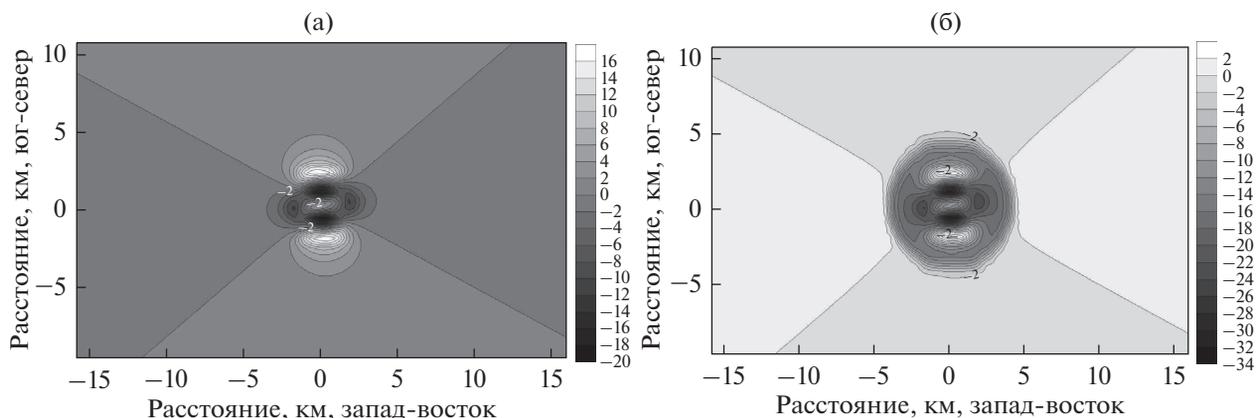


Рис. 8. Магнитная аномалия (нТ), порождаемая слоем импактитов (а); суммарная магнитная аномалия (нТ) магнитной каверны и слоя импактитов (б).

магнитичностью, имеет направление поля в момент удара (Plado и др., 1999), для большинства кратеров оно отличается от направления поля в настоящее время. Однако Босумтви — молодой кратер, поэтому мы задавали направление магнитного момента в кольце импактитов такое же, как у поля в настоящее время. Магнитная аномалия, порождаемая слоем импактитов, показана на рис. 8а, она по уровню 2 нТ расположена в пределах кратера. Так как слой импактитов находится в магнитной каверне, то совместная аномалия выглядит как на рис. 8б. Абсолютные значения поля импактитов меньше значений аномалии поля, вызываемой магнитной каверной (рис. 7а), поэтому характер аномалии кратера не изменяется. При наличии более мощного слоя импактитов аномалия внутри кратера может стать положительной.

ОСОБЕННОСТИ КРАТЕРА БОСУМТВИ, СРАВНЕНИЕ С НАБЛЮДЕНИЯМИ

Бурение Босумтви

В 2005 г. было проведено бурение кратера Босумтви в рамках программы ICDP. Обзор расположения кратера, картины магнитного поля, местоположения скважин приведены в работах (Plado и др., 2000; Ugalde и др., 2007). В этом разделе мы уточняем результаты моделирования, используя данные по бурению (Elbra и др., 2007; Kontny и др., 2007), и сравниваем их с опубликованными ранее результатами (Plado и др., 2000; Ugalde и др., 2007).

Одна из скважин (обозначаемая как LB-08A) была пробурена сквозь озерные отложения в центральное поднятие кратера, другая — в углубление вокруг центрального поднятия (LB-07A). В работе (Kontny и др., 2007) сообщалось, что слой импактитов начинался с глубин 255 и 347 м, скважины доходили до глубин 447 и 539 м. В среднем, этот слой характеризуется магнитной восприимчивостью 10^{-4} – 10^{-3} SI, термоостаточной намагниченностью 10^{-2} – 10^{-1} А/м с преобладающей нор-

мальной полярностью, числом Кенигсбергера порядка 2–3. На глубине 376 м в скважине LB-07A выделяется слой мощностью примерно два м с высоким значением остаточной намагниченности, равной 1–43 А/м.

Результаты моделирования с учетом данных по бурению

При проведении моделирования были использованы типичные значения магнитной восприимчивости и остаточной намагниченности пород мишени и кратера Босумтви. Выбор параметров был сделан на основе данных по бурению (раздел 7.1) и результатов численного моделирования (раздел 5). Они приведены в табл. 1.

Для пород мишени до удара была выбрана магнитная восприимчивость 10^{-4} SI. Это значение близко к тому, что получено для пород около кратера (Plado и др., 2000), хотя эти породы подверглись действию ударной волны и нагреванию с последующей модификацией. Остаточная намагниченность не учитывалась. Породы, интерпретируемые как импактиты, начинаются с глубины –280 м, уровень озера находится на отметке –50 м, ниже этого уровня находятся вода и озерные отложения. Было принято, что все вещество в пределах кратера на глубинах от 0 м до –280 м, не обладает магнитными свойствами. Этот объем назван “магнитной каверной, созданной озером”. “Импактиты 1” описываются как слой толщиной 200 м от глубины – 280 м в пределах радиуса 3.1 км. Их остаточная намагниченность была задана равной 0.037 А/м. Слой импактитов 2 на глубине –375 м мощностью несколько метров с максимальной остаточной намагниченностью, найденный в скважине LB-07A, моделируется кольцом, так как кратер имеет круглую форму и так как такой слой не был найден в скважине LB-08A. Расположение скважин, в частности, показано на рис. 3, скважина LB-08A находится ближе к центру кратера. Внутренний и внешний радиусы кольца вы-

Таблица 1. Физические свойства и размеры слоев пород мишени и кратера

Среда	Магнитная восприимчивость, ед SI	Термоостаточная намагниченность, А/м	Глубина залегания, мощность, м	Наклонение, склонение, град	Форма, размеры, км
Породы мишени	10^{-4}	0	0 (3850)	–12, –6	Прямоугольный параллелепипед: $32 \times 20 \times 4$
Магнитная каверна	0	0	0 (280)	Не используется	По форме размагниченной области, максимальный радиус: 3.6
Импактиты 1	0	0.037	–280 (200)	–12, –6	Прямой круговой цилиндр, радиус: 3.1
Импактиты 2	0	3	–375 (3)	–12, –6	Цилиндрическое кольцо, внутренний радиус: 0.5, внешний радиус: 1.7

браны равными 0.5 и 1.7 км. Породы кольца моделируются средой с остаточной намагниченностью 3 А/м. Выбранные значения размеров областей, занимаемых импактитами с разной намагниченностью, достаточно условны.

Мы не знаем точно свойства пород на глубинах ниже пробуренных скважин, поэтому оценили относительный вклад глубоких слоев, проводя моделирование магнитных аномалий, вызванных каверной “озера” и каверной кратера. Магнитная аномалия первой показана на рис. 9а, вторая была приведена на рис. 7а. На рис. 9б показана разница между этими двумя аномалиями. Можно сказать, что основной вклад в аномалию вносят породы (или их отсутствие), находящиеся ближе к измерительным приборам, то есть к поверхности.

Нулевой уровень профилей скважин не обязательно соответствует нулевому уровню задачи моделирования магнитного поля, так как последний соответствует нулевому уровню мишени до удара. По шкале глубин скважин уровень озера находится на глубине – 50 м. На рис. 10а показана магнитная аномалия на уровне 0 м, на рис. 10б показана магнитная аномалия на уровне –50 м. Отличие рис. (б) от аномалии на панели (а) можно отнести к влиянию морфологии кратера.

Сравнение с магнитной аномалией кратера Босумтви по данным работ (Plado и др., 2000; Ugalde и др., 2007)

Значения аномалии магнитного поля кратера Босумтви на профиле юг–север были показаны на рис. 3 в работе (Ugalde и др., 2007). Профиль проложен через центр кратера. На рис. 11 показаны отсканированный профиль магнитной аномалии (серая кривая), полученный в результате измерений, и расчетный профиль вдоль радиуса юг–север (черная кривая). Магнитная аномалия составляет несколько десятков нТ, что довольно близко к тому, что получается в результате моделирования. Общий ход кривых (минимум с локаль-

ным максимумом в центре) и амплитуда наблюдаемой и модельной аномалий довольно близки. Несимметричность экспериментальной кривой может быть вызвана неоднородностью пород мишени (Plado и др., 2000), которая не учитывалась при моделировании.

В работе (Plado и др., 2000) проводилось прямое моделирование магнитной аномалии, вызванное высокомагнитным телом внутри кратера, предположительно породами, содержащими застывший ударный расплав, однако, в ходе последующего бурения не было обнаружено достаточного объема таких пород. Обсуждение работы (Plado и др., 2000) было проведено в работе (Ugalde и др., 2007).

В работе (Ugalde и др., 2007) решалась обратная задача и была предложена новая 3-d модель источников магнитной аномалии. Использовались данные магнитной съемки высокого разрешения на поверхности озера Босумтви, данные гравитационной съемки, данные сейсмических исследований, данные о магнитных и петрофизических свойствах пород, извлеченных из скважин глубокого бурения. Предполагалось наличие магнитного источника в северо-восточной части кратера, вдали от пробуренных скважин. Как и в работе (Plado и др., 2000), в работе (Ugalde и др., 2007) был сделан вывод, что существуют нераскрытые источники магнитной аномалии с намагниченностью большей, чем была обнаружена в выходах импактитов. Авторы отрицают возможность того, что таким источником может быть центральное поднятие или ненайденный слой расплава. Они полагают, что предложенная ими модель источников успешно описывает магнитную аномалию и соответствует данным бурения (последнее утверждение спорно, так как модельная магнитная восприимчивость источников в местах бурения меньше наблюдаемой, что авторы списывают на то, что образцы из скважин размера порядка 10 см, а модельные блоки составляют сотни метров). Однако осталась нерешенной про-

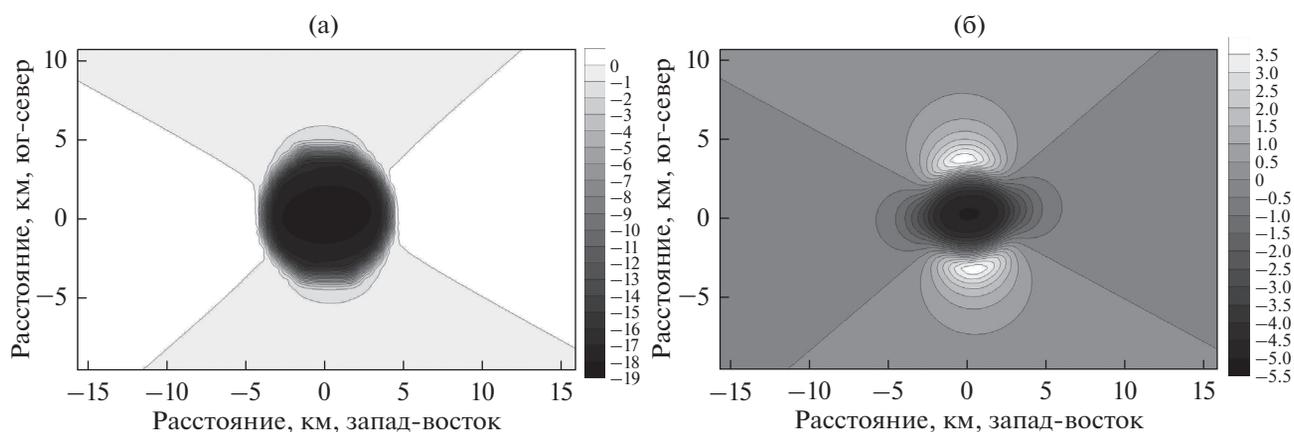


Рис. 9. Магнитная аномалия (нТ) каверны, созданной “озером” (а); разница между магнитной аномалией (нТ), созданной магнитной каверной кратера и магнитной каверной “озера” (б).

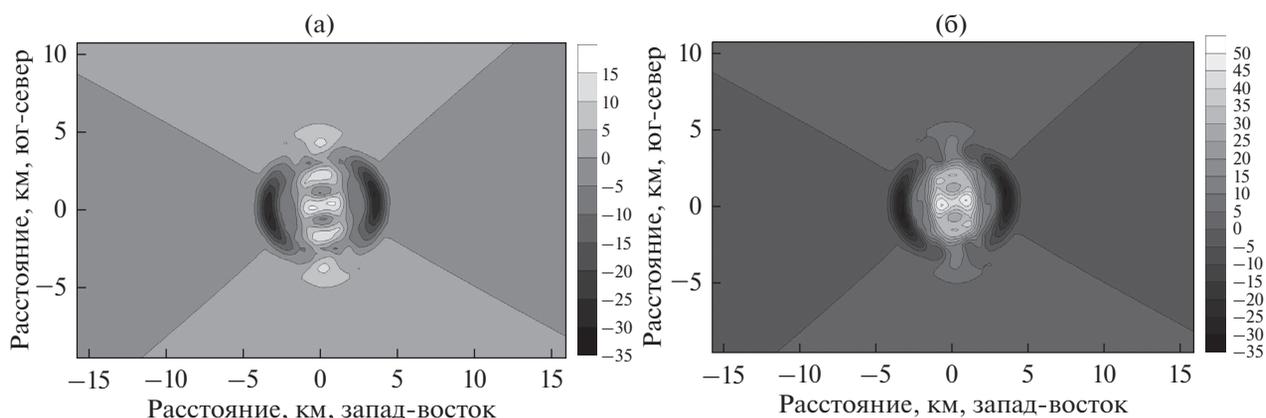


Рис. 10. Магнитная аномалия (нТ), созданная суммарным действием магнитной каверны и импактивов на уровне 0 м (а); на уровне –50 м (б).

блема происхождения этих источников. Авторы работы (Ugalde и др., 2007) предположили, что источники магнитной аномалии связаны не с наличием пород, содержащих застывший расплав, а с особенностями пород мишени, на которых был образован кратер.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В данной работе нас интересовали, в первую очередь, особенности магнитных аномалий, характерные для всех сложных кратеров. К ним можно отнести наличие “магнитной каверны”, включающей размагниченное вещество, полость в мишени, образовавшуюся в ходе выброса вещества и модификации кратера, и наличие импактивов, обладающих повышенными магнитными свойствами. Величину аномалии определяют приповерхностные источники в большей степени, чем заглубленные, поэтому отрицательная аномалия, связанная с “каверной”, близка к размеру кратера. Положительные аномалии, связанные с импактитами, расположены внутри кратера. На

вид магнитной аномалии должны влиять также изменения морфологии кратера за счет эрозии (Plado и др., 1999). С ростом размера кратера изменяется соотношение размера области размагничивания и количества импактивов (расплава): уменьшается относительная глубина кратера, увеличивается количество расплава относительно объема кратера. Преимущественно отрицательная аномалия, характерная для Босумтви, может смениться положительной в кратерах большего диаметра. Географическая широта расположения кратера оказывает влияние на величину и направление геомагнитного поля, соответственно магнитная аномалия на разных широтах может выглядеть по-разному даже при одинаковых магнитных свойствах пород мишени.

С точки зрения моделирования вклада импактивов в магнитную аномалию важны магнитные свойства импактивов, глубина залегания, размеры занимаемой ими области, особенно в приповерхностной части. При моделировании магнитной аномалии кратера Босумтви, вызванной породами, содержащими застывший ударный

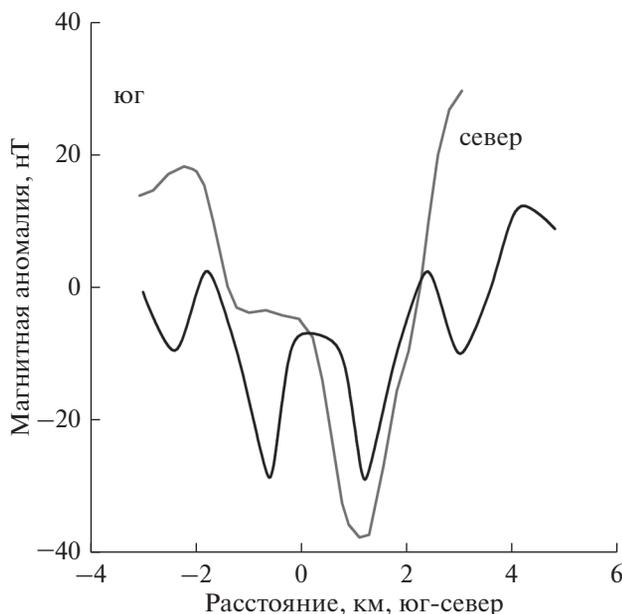


Рис. 11. Магнитная аномалия (нТ) на профиле юг–север, проходящий через центр кратера (измерения — серая кривая, моделирование, уровень 0 м — черная кривая).

расплав (Plado и др., 2000), предполагалось, что верхний слой расплава занимает область несколько км², имеет толщину 50 м, термоостаточную намагниченность 0.367 А/м, магнитную восприимчивость 33×10^{-4} SI. Магнитные свойства и форма, которую принимал объем расплава, подбирались так, чтобы наилучшим образом воспроизвести магнитную аномалию. Это привело к несоответствию как с данными моделирования расположения расплава (Artemieva и др., 2004), так и с данными по магнитным свойствам обогащенных расплавом зювитов (Plado и др., 2000). Хотя при глубоком бурении слой ударного расплава в кратере не был обнаружен, в скважине LB-07A выявили высокомагнитные импактиты с термоостаточной намагниченностью в диапазоне 1–43 А/м мощностью несколько метров (Kotny и др., 2007). Магнитный момент такого слоя эквивалентен магнитному моменту слоя пород, предложенного в работе (Plado и др., 2000). Мы допускаем, что положительная магнитная аномалия в кратере Босумтви вызвана наличием магнитных импактитов в виде зювитов, могущих вызывать эффект, подобный эффекту когерентного слоя застывшего ударного расплава.

При моделировании по результатам бурения в данной работе учитывались не все импактиты (скважины не дошли до кристаллического основания), также не учитывался вклад центрального поднятия, не учитывалась магнитная восприимчивость импактитов и кратерного вала. Влияние этих факторов предполагается уточнить в дальнейшем.

Роль эрозии в изменении магнитной аномалии хорошо продемонстрирована в работе (Plado и др., 1999), в дальнейшем мы собираемся смоделировать изменение магнитной аномалии при засыпании кратера осадочными породами.

При моделировании мы задавали одинаковые магнитные свойства в слое импактитов, типичные для керна, извлеченного из скважин. Образцы из скважин имели размеры порядка 10 см. Хотя сами скважины были разнесены на расстояние около километра, образцы имели сходные петрофизические и магнитные свойства (за исключением высокомагнитных импактитов), и такое допущение возможно.

Используемые в геологической практике методы выделения магнитных аномалий ориентированы на выделения аномалий от рудных тел, залегающих под поверхностью. В этом случае аномалии, вызываемые морфологическими поверхностными элементами, рассматриваются как помехи, их стараются исключить. В магнитной аномалии кратера они могут иметь значение, поэтому в дальнейшей работе их предполагается учесть.

В данной работе использован новый метод численного моделирования магнитных аномалий. Полученные с его помощью результаты хорошо согласуются с результатами работы (Plado и др., 1999), в которой магнитная аномалия гипотетического сложного кратера моделировалась традиционным методом.

ВЫВОДЫ

Проведено моделирование образования полости и области размагниченного под действием ударной волны вещества при возникновении и модификации сложного кратера (на примере кратера Босумтви), называемой здесь “магнитной каверной”. Показано, что форма “магнитной каверны” зависит от принятого в расчетах уравнения состояния, так же как и от параметров ударника при одинаковых размерах возникшего кратера.

Исследована роль “магнитной каверны” в формировании магнитной аномалии сложных кратеров. Показано, что с “магнитной каверной” связана отрицательная магнитная аномалия, совпадающая, в основном, с размерами кратера. Глубина аномалии тем больше, чем больше намагниченность пород мишени. Форма аномалии зависит (в небольшой степени) от того, какая компонента поля Земли преобладает в месте образования кратера (что зависит от географического положения объекта). Верхняя часть “каверны” оказывает наиболее сильное влияние на величину поверхностной аномалии в силу близости к измерительным приборам.

Изучена роль разного типа импактитов в формировании магнитной аномалии сложных кратеров. Показано, что намагниченные импактиты,

когда они расположены внутри кратера, создают преимущественно положительную аномалию. Вид аномалии, связанный с импактитами, зависит от ориентации поля в момент удара, если у импактитов преобладает остаточная термическая намагниченность, а также от ориентации магнитного поля Земли в настоящее время. Для кратера Босумтви, который является молодым кратером (возраст ~1 млн лет), это несущественно, потому что остаточная термическая намагниченность его импактитов, в основном, соответствует геомагнитному полю. Тот факт, что при бурении вблизи центра Босумтви не было обнаружено когерентного слоя застывшего расплава, но были найдены импактиты с высокой остаточной термической намагниченностью, может служить подтверждением связи положительной магнитной аномалии с импактитами.

Новый метод моделирования, предложенный в данной статье, прост в реализации, он позволяет, в частности, учесть влияние морфологии поверхности на магнитную аномалию. Полученные этим методом результаты хорошо согласуются с результатами, полученными традиционным методом (Plado и др., 1999).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. Теоретическая физика: теория поля. М., 2018. 508 с.
- Мелоси Г. Образование ударных кратеров: геологический процесс. М., 1994. 336 с.
- Страхов В.Н. Определение некоторых основных параметров намагниченных тел по данным магнитных наблюдений // Изв. АН СССР. Сер. Геофиз. 1956. № 2. С. 144–156.
- Artemieva N., Karp T., Milkereit B. Investigating the Lake Bosumtwi impact structure: Insight from numerical modeling // *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*. 2004. V. 5. Iss. 11. P. 1–20.
- Boslough M.B. Postshock temperatures in silica // *J. Geophys. Res.* 1988. V. 93. P. 6477–6484.
- Collins G.S., Melosh H.J., Ivanov B.A. Modeling damage and deformation in impact simulations // *Meteorit. and Planet. Sci.* 2004. V. 39(2). P. 217–231.
- Elbra T., Kontny A., Pesonen L.J., Schleifer N., Schell C. Petrophysical and paleomagnetic data of drill cores from the Bosumtwi impact structure, Ghana // *Meteorit. and Planet. Sci.* 2007. V. 42. Iss. 4–5. P. 829–838.
- Ferriere L., Koeberl C., Ivanov B.A., Reimold W.U. Shock metamorphism of Bosumtwi impact crater rocks, shock attenuation, and uplift formation // *Science*. 2008. V. 322. Iss. 5908. P. 1678–1681.
- Grieve R.A.F., Robertson P.B., Dence M.R. Constraints on the formation of ring impact structures / *Multiring Basins* / Eds Schultz P.H., Merrill R.B. N.Y., 1981. P. 37–57.
- Ivanov B.A. Numerical modeling of the largest terrestrial meteorite craters // *Sol. Syst. Res.* 2005. V. 39. P. 381–409.
- Ivanov B.A., Melosh H.J., Pierazzo E. Basin-forming impacts: Reconnaissance modeling // *GSA Special Papers*. 2010. V. 465. P. 29–49.
- Koeberl C., Milkereit B., Overpeck J.T., Scholz C.A., Amoa-ko P.Y.O., Boamah D., Danuor S., Karp T., Kueck J., Hecky R.E., King J.W., Peck J.A. An international and multidisciplinary drilling project into a young complex impact structure: The 2004 ICDP Bosumtwi Crater Drilling Project—An overview // *Meteorit. and Planet. Sci.* 2007. V. 42. P. 483–511.
- Kontny A., Elbra T., Just J., Pesonen L.J., Schleicher A.M., Zolk J. Petrography and shock-related remagnetization of pyrrhotite in drill cores from the Bosumtwi Impact Crater Drilling Project, Ghana // *Meteorit. and Planet. Sci.* 2007. V. 42. Iss. 4–5. P. 811–827.
- Melosh H.J. Acoustic fluidization — A new geologic process // *J. Geophys. Res.* 1979. V. 84. Iss. B13. P. 7513–7520.
- Melosh H.J., Ivanov B.A. Impact Crater Collapse // *Ann. Rev. Earth and Planet. Sci.* 1999. V. 27. P. 385–415.
- Mohit P.S., Arkani-Hamed J. Impact demagnetization of the martian crust // *Icarus*. 2004. V. 168. Iss. 2. P. 305–317.
- Oliveira J.S., Wieczorek M.A., Kletetschka G. Iron Abundances in Lunar Impact Basin Melt Sheets From Orbital Magnetic Field Data // *J. Geophys. Res.: Planets*. 2017. V. 122. P. 2449–2444.
- Pierazzo E., Vickery A.M., Melosh H.J. A reevaluation of impact melt production // *Icarus*. 1997. V. 127. P. 408–423.
- Pilkington M., Hildebrand A.R. Transient and disruption cavity dimensions of complex terrestrial impact structures derived from magnetic data // *Geophys. Res. Letters*. 2003. V. 30. Iss. 21. P. 2087–2990.
- Plado J., Pesonen L., Puura V. Effect of erosion on gravity and magnetic signatures of complex impact structures: Geophysical modeling and applications // *Special Papers: Large Meteorite Impacts and Planet. Evolution II*. 1999. V. 339. P. 229–239.
- Plado J., Pesonen L.J., Koeberl C., Elo S. The Bosumtwi meteorite impact structure, Ghana: A magnetic model // *Meteorit. and Planet. Sci.* 2000. V. 35. Iss. 4. P. 723–732.
- Raikes S.A., Ahrens T.J. Post-shock temperatures in minerals // *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.* 1979. V. 58. Iss. 3. P. 717–747.
- Spohn T. *Physics of Terrestrial Planets and Moons: An Introduction and Overview* // *Treatise on Geophysics* (Second Edition). Oxford, 2015. P. 1–22.
- Thompson S.L., Lauson H.S. Improvements in the Chart-D radiation hydrodynamic code III: Revised analytical equation of state. Sandia Laboratories, SC-RR-71 0714. Albuquerque, 1972. 119 p.
- Tillotson J.H. *Metallic equations of state for hypervelocity impacts*. General Atomic Report GA-3216. San Diego, 1962. 141 p.
- Trunin R.F., Gudarenko L.F., Zhernokletov M.V., Simakov G.V. *Experimental Data on Shock Compression and Adiabatic Expansion of Condensed Matter*. RFNC-VNIIEF. Sarov, 2001. 446 p.
- Ugalde H., Morris W.A., Pesonen L.J., Danuor S.K. The Lake Bosumtwi meteorite impact structure, Ghana—Where is the magnetic source? // *Meteorit. and Planet. Sci.* 2007. V. 42. Iss. 4–5. P. 867–882.
- Ugalde H.A., Artemieva N., Milkereit B. Magnetization on impact structures—Constraints from numerical modeling and petrophysics // *Special Papers: Large Meteorite Impacts III*. 2005. V. 384. P. 25–42.
- Wieczorek M.A. Strength, Depth, and Geometry of Magnetic Sources in the Crust of the Moon From Localized Power Spectrum Analysis // *J. Geophys. Res. (Planets)*. 2018. V. 123. P. 291–316.

УДК 523-52

КОЛИЧЕСТВО ОБЪЕКТОВ, СБЛИЖАЮЩИХСЯ С ЗЕМЛЕЙ, И ОБРАЗОВАНИЕ ЛУННЫХ КРАТЕРОВ В ТЕЧЕНИЕ ПОСЛЕДНЕГО МИЛЛИАРДА ЛЕТ

© 2020 г. С. И. Ипатов^{a, *}, Е. А. Феоктистова^b, В. В. Светцов^c

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

^bГосударственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, МГУ, Москва, Россия

^cИнститут динамики геосфер РАН, Москва, Россия

*e-mail: siipatov@hotmail.com

Поступила в редакцию 13.06.2019 г.

После доработки 06.03.2020 г.

Принята к публикации 18.03.2020 г.

Проведено сравнение количества лунных кратеров с диаметром, большим 15 км, и возрастом менее 1.1 млрд лет с оценками числа кратеров таких размеров, которые могли образоваться за 1.1 млрд лет, если бы количество объектов, сближающихся с Землей, и элементы их орбит за это время были бы близки к их современным значениям. Сравнение проводилось для кратеров на всей поверхности Луны и для области в районе Океана Бурь (Oceanus Procellarum) и морей видимой стороны Луны. При этих оценках использовались значения вероятностей столкновений объектов, сближающихся с Землей, с Луной, а также зависимости диаметров кратеров от диаметров ударников. Число известных коперниканских кратеров с диаметром $D \geq 15$ км на единице площади на морях по оценкам различных авторов не менее, чем в двое, превышает аналогичное число для остальной поверхности Луны. Наши оценки не противоречат увеличению количества объектов, сближающихся с Землей, после возможных катастрофических разрушений больших астероидов главного пояса, которые могли произойти в течение последних 300 млн лет, но и не доказывают это увеличение. В частности, они не противоречат выводу работы (Mazouei и др., 2019) о том, что число столкновений околоземных астероидов с Луной за единицу времени возросло в 2.6 раза 290 млн лет назад. Число коперниканских лунных кратеров с диаметром, не меньшим 15 км, возможно больше, чем по данным (Mazouei и др., 2019). При вероятности столкновения с Землей за год объекта, пересекающего орбиту Земли, (ОПОЗ), равной 10^{-8} , наши оценки числа кратеров соответствуют модели, в которой число 15-км коперниканских кратеров на единице площади для всей поверхности Луны было бы таким же, как и для области морей, если бы данные (Losiak и др., 2015) для $D < 30$ км были бы такими же полными, как и для $D > 30$ км. При такой вероятности столкновения ОПОЗ с Землей и для такой модели темп кратерообразования за последний 1.1 млрд лет мог быть постоянным.

Ключевые слова: объекты, сближающиеся с Землей, лунные кратеры, столкновения

DOI: 10.31857/S0320930X20050011

ВВЕДЕНИЕ

В Солнечной системе имеется большое число малых тел. Некоторые из них путешествуют по Солнечной системе и могут сталкиваться с планетами и их спутниками, образуя кратеры. На Луне и других безатмосферных телах кратеры сохраняются в течение длительного периода (миллиарды лет), так как на таких телах отсутствует воздействие атмосферы и воды. Сохранность кратеров на Луне также обеспечивается тем, что за последний миллиард лет на ней не происходили значительные геологические эндогенные процессы (Ударные кратеры, 1983). Процесс образования ударного кратера был предметом многих научных исследований (Gault и др., 1968; Hartmann, 1972;

Melosh, 1989). Hartmann (1972) показал, что переход от простых к сложным кратерам определяется величиной силы тяжести. К сложным кратерам относят более крупные кратеры с террасами на стенках, центральными горками и плоским дном (Melosh, 1989). В ряде исследований (см. Kruger и др., 2015) были предложены различные (от 15 до 20 км) значения диаметра кратера, при котором на Луне происходит переход от простых кратеров к сложным, причем этот диаметр может отличаться для материковых и морских районов Луны (Kruger и др., 2018). Для кратеров на Земле этот переход происходит при диаметре, равном 3.2 км (Melosh, 1989). Процесс образования ударного кратера детально описан в работах (Gault и др.,

1968; Melosh, 1989) и делится на три стадии: стадия контакта, стадия экскавации и стадия модификации. На первой стадии ударник (метеороид, комета, астероид) сталкивается с поверхностью мишени (планеты, спутника). После стадии контакта наступает стадия экскавации. В результате процесса экскавации образуется так называемый “переходный кратер”, размеры которого значительно превышают размеры ударника. Последняя стадия кратерообразования – стадия модификации. Процесс модификации переходного кратера и образования сложного кратера был детально рассмотрен в работе (Melosh, Ivanov, 1999). Croft (1981; 1985) предложил соотношения между диаметром переходного кратера и диаметром окончательного сложного кратера на Луне и Земле.

Для оценки параметров ударников по характеристикам образовавшихся кратеров используют законы подобия, то есть экстраполяцию экспериментальных данных на события более крупного масштаба. Roddy и др. (1977) предложили метод ударно-взрывной аналогии, в котором энергия заряда была заменена кинетической энергией ударника. Dienes и Walsh (1970) разработали метод эквивалентности на поздней стадии, устанавливающий закон подобия между диаметром переходного кратера и размером ударника. Данный метод получил развитие в работах (Holsapple, Schmidt, 1980; 1982; 1987; Schmidt, Housen, 1987). Закон подобия по π – группам, основанный на анализе размерностей физических величин, определяющих процесс кратерообразования, был предложен в 1914 г. Букингэмом (Buckingham) и подробно описан в книге (Melosh, 1989). Данный метод был применен в ряде исследований для установления соотношения между диаметром переходного кратера и характеристиками мишени и ударника (например, Pierazzo, Melosh, 2000; Ivanov и др., 2001) и, кроме того, соотношения подобия широко используются в интернете для оценок размера кратера по заданным параметрам ударяющего тела (Collins и др., 2005).

В работах (Gilbert, 1893; Shoemaker, 1962) было показано, что углы падения ударников распределены случайным образом с максимумом при 45° . Согласно заключению Melosh (1989), основное влияние величина угла падения оказывает на форму выбросов из кратера, а не на сам кратер. Зависимость отношения диаметра кратера к диаметру ударника или эффективности кратерообразования (отношение массы, выброшенной из кратера, к массе ударника) от угла падения ударника исследовалась в ряде работ путем численного моделирования (например, Ivanov, Artemieva, 2001; 2002; Elbeshausen и др., 2009; Davison и др., 2011; Elbeshausen и др., 2013). Очевидно, что эффективность кратерообразования уменьшается с уменьшением угла падения. Elbeshausen и др. (2009), проведя расчеты для углов падения от 30°

до 90° (вертикальный удар) при скорости удара 6.5 км/с, получили, что эффективность образования переходного кратера зависит от синуса угла в некоторой степени, которая зависит от коэффициента трения. При малых углах удара переходный кратер может иметь вытянутую форму, причем пороговый угол перехода к эллиптическим кратерам уменьшается с уменьшением прочности мишени (Davison и др., 2011).

Зная связь между диаметром кратера и диаметром ударяющего тела при средних скоростях и углах падения, из наблюдений, анализа и подсчета ударных кратеров на Луне можно определить поток тел, которые образуют эти кратеры. В (Астероидно-кометная опасность, 2010; Werner, Ivanov, 2005) считается, что в течение последних 3 млрд лет поток кратерообразующих тел был примерно постоянным, а примерно 4 млрд лет назад поток кратерообразующих тел был в 100–500 раз выше современного. Данные о лунных кратерах с диаметром менее 100 м позволили предположить, что поток кратерообразующих тел был примерно постоянен в последние 100 млн лет (Астероидно-кометная опасность, 2010). Bottke и др. (2007) предположили, что около 160 млн лет назад в астероидном поясе могло произойти разрушение астероида, фрагменты которого образуют семейство Баптистины (большая полюсь орбиты астероида (298) Baptistina равна 2.26 а. е.), что вызвало увеличение потока бомбардирующих тел.

Анализируя возрасты кратеров коперниковского периода (т.е. кратеров с возрастом менее 1.1 млрд лет), Mazgouei и др. (2019a) пришли к выводу о том, что число столкновений околоземных астероидов с Луной за единицу времени возросло примерно в 2.6 раза 290 млн лет назад. В (Mazgouei и др., 2019a) оценки возраста кратеров основывались на использовании данных радиометра Diviner зонда LRO (на анализе теплофизических характеристик выброшенного при ударах вещества), и отмечался также дефицит земных кратеров с возрастом между 300 и 650 млн лет и почти их полное отсутствие для более позднего возраста. Предположение об увеличении числа кратеров, образовавшихся за единицу времени, в 2 раза за последние 300 млн лет делалось и ранее в (McEwen и др., 1997) на основе изучения ярких лучей выбросов, исходящих из кратеров. В этой работе считалось, что кратеры с лучами на обратной стороне Луны имеют возраст менее 1 млрд лет.

В настоящей работе рассматривается возможное изменение потока кратерообразующих тел в течение последнего миллиарда лет и обсуждается возможность увеличения этого потока в течение последних 300 млн лет. Эти оценки основаны на сравнении оценок числа кратеров с возрастом не более 1.1 млрд лет, приведенных в работах (Mazgouei и др., 2019a) и (Losiak и др., 2011), с нашими

оценками, сделанными при предположении, что число и орбиты околоземных объектов в течение последних 1.1 млрд лет были примерно такими же, как в настоящее время. Наши оценки используют данные о числе околоземных объектов, оценки вероятностей столкновений околоземных объектов с Луной, и зависимости диаметров кратеров от диаметров ударников.

Ранее (Ipatov и др., 2018; 2020) оценки числа кратеров коперниковского периода проводились нами на основе базы данных (Losiak и др., 2011) и дополнительно рассматривались кратеры с неподтвержденным возрастом первой (т.е. наилучшей) степени сохранности на основании Морфологического каталога лунных кратеров ГАИШ (Родионова и др., 1987). Из этих кратеров только один попал в таблицу, рассматриваемую в (Mazrouei и др., 2019a). Поэтому в настоящей статье мы такие кратеры не рассматриваем.

При оценках числа кратеров мы использовали каталог лунных кратеров (Losiak и др., 2015), включающий информацию о возрасте кратеров на основе работ (Wilhelms, 1987; Wilhelms, Byrne, 2009), а также данные из работы (Mazrouei и др., 2019a). Оценки возрастов кратеров в работах (Wilhelms, 1987; Wilhelms, Byrne, 2009) были сделаны на основе статистики кратеров и оценки степени их сохранности. К коперниковскому периоду согласно данным (Losiak и др., 2015) относятся только 66 кратеров с диаметрами $D \geq 10$ км, при этом в районе морей видимой стороны Луны расположены 38 из них. На обратной стороне Луны морей гораздо меньше, чем на видимой стороне, и они небольшого размера. Сравнение данных из каталога (Losiak и др., 2015) с распределением, представленным кривой Нойкума по формуле (21) с коэффициентами из табл. 1 из (Werner, Ivanov, 2015), показывает неполноту этих данных для кратеров с $D < 30$ км (рис. 1). В работе (Mazrouei и др., 2015) для оценки возраста кратеров, образовавшихся в течение последнего миллиарда лет, были использованы данные радиометра Diviner зонда LRO. Mazrouei и др. (2015) исходили из того, что теплофизические свойства материалов, слагающих выбросы кратеров, зависят от возраста этих кратеров. У более молодых ударных структур материалы выбросов в значительной степени состоят из крупных обломков пород, тепловая инерция и, следовательно, температура которых отличается от соответствующих параметров окружающего материала. Радиометром Diviner была собрана информация об изменении температуры поверхности Луны в течение лунных суток. С помощью этой информации авторы работы (Mazrouei и др., 2015) выделили на поверхности кратеры, возраст которых не превышает 1 млрд лет. Полученные результаты хорошо согласуются с распределением для кратеров коперниковского периода, рассмотренным в (Werner, Ivanov, 2015).

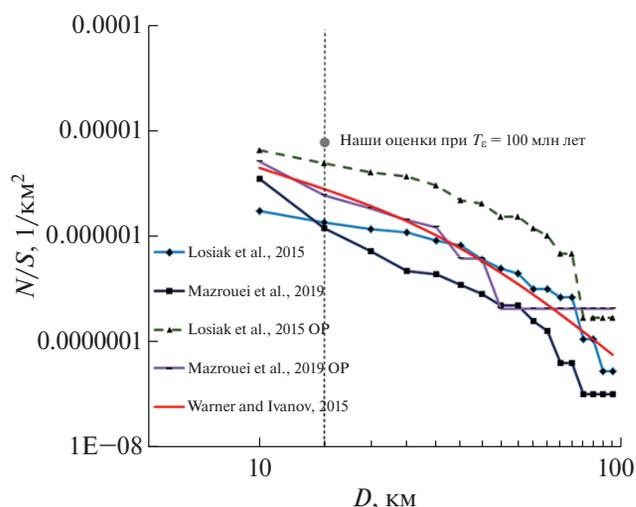


Рис. 1. Распределение числа N/S лунных кратеров с возрастом менее 1.1 млрд лет с диаметрами, превышающими D , на единице площади по данным (Losiak и др., 2015), (Mazrouei и др., 2019a) и (Werner, Ivanov, 2015). Буквами OP помечены данные для области Океана Бурь (Oceanus Procellarum) и морей видимой стороны Луны. Остальные данные приведены для всей поверхности Луны. Кружный значок соответствует нашим оценкам N/S при характерном времени до столкновения ОПОЗ с Землей T_E , равном 100 млн лет (то есть при вероятности столкновения ОПОЗ с Землей за 1 год равной 10^{-8}). Вертикальная линия соответствует $D = 15$ км. Штрихи на оси абсцисс приведены через 5 км.

Однако в работе (Mazrouei и др., 2019a) количество кратеров, относящихся к коперниковскому периоду, было пересмотрено: согласно новым результатам их число с диаметром более 10 км составляет всего 111 кратеров, из которых только 25 расположены в районе морей видимой стороны Луны. При этом авторы данной работы отмечают возможное увеличение потока крупных ударников около 290 млн лет назад. В работе (Mazrouei и др., 2019a) выдвинуто предположение, что это увеличение может быть следствием выпадения на поверхность Луны крупных фрагментов, образовавшихся в результате разрушения одного или нескольких астероидов в главном поясе.

Для оценки возраста кратеров в (Ghent и др., 2014; Mazrouei и др., 2019a) использовалось сравнение с 9 кратерами, возраст которых был установлен независимо. В работе Hergarten и др. (2019) оценки возрастов кратеров из (Mazrouei и др., 2019a) были подвергнуты сомнению. Hergarten и др. (2019) отметили, что могут быть и другие трактовки наблюдаемых данных и что данных о девяти кратерах, используемых в (Ghent и др., 2014; Mazrouei и др., 2019a) для калибровки их модели, использующей степенной закон, может быть недостаточно для опровержения экспоненциальной модели. Mazrouei и др. (2019b) привели

Таблица 1. Размеры и координаты кратеров с возрастом не более 1.1 млрд лет по данным (Losiak и др., 2015). Кратеры, расположенные в районе Океана Бурь и морей видимой стороны Луны, отмечены *

№	Имя	Широта	Долгота	Диаметр, км	Глубина, км	Отношение глубины кратера к диаметру	Возраст, млрд лет
1	Вавилов	-0.9	-138.8	98.2	6	0.061	≤1.1
2	Коперник*	9.6	-20.1	96.1	3	0.031	0.8
3	Хайн	64.6	83.9	86.2	3.6	0.042	≤1.1
4	Тихо	-43.3	-11.2	85.3	4.5	0.052	≤1.1
5	Кинг	5	120.5	76.2	3.8	0.05	≤1.1
6	Стевин*	-32.5	54.1	71.5	3.8	0.053	≤1.1
7	Джексон	22.1	-163.3	71.4	4.7	0.066	≤1.1
8	Филолай*	72.2	-32.9	71.4	3.8	0.053	1.02
9	О'Дей	-30.4	157.3	70.4	3.8	0.054	≤1.1
10	Евдокс*	44.3	16.2	70.2	4.5	0.064	≤1.1
11	Цукки*	-61.4	-50.7	63.2	3.6	0.057	≤1.1
12	Ом	18.3	-113.8	61.8	4.5	0.072	≤1.1
13	Карпенгер*	69.5	-51.2	59.1	3.8	0.064	≤1.1
14	Тарунций*	5.5	46.5	57.3	1.5	0.026	≤1.1
15	Аристилл*	33.9	1.2	54.4	3.85	0.071	1.1
16	Анаксагор*	73.5	-10.2	51.9	4.2	0.081	≤1.1
17	Резерфорд	-61.2	-12.3	50	3	0.06	≤1.1
18	Крукс	-10.4	-165.1	48.3	4.5	0.093	≤1.1
19	Белькович	63.6	93.6	47	2	0.042	≤1.1
20	Винер Ф	41.2	150	44.9	3.3	0.073	≤1.1
21	Бюрг	45.1	28.2	41	3.25	0.079	≤1.1
22	Глушко*	8.1	-77.7	40.1	2.2	0.051	≤1.1
23	Аристарх*	23.7	-47.5	40	3.2	0.08	0.13–0.18
24	Гарпал*	52.7	-43.5	39.8	3.4	0.085	0.26
25	Виртанен	15.6	176.7	39.7	3.3	0.083	≤1.1
26	Автолик*	30.7	1.5	38.9	3.7	0.095	≤1.1
27	Палич В	-26.4	68.4	37.9	3.1	0.082	≤1.1
28	Гутник	-47.8	-94	37	4	0.11	≤1.1
29	Нехо	-5.3	123.2	36.9	3.8	0.10	≤1.1
30	Милн Н	-35.8	111.3	36.8	3.1	0.084	≤1.1
31	Дас	-26.5	-137.1	36	3.5	0.097	≤1.1
32	Годен*	1.8	10.2	34.3	3.2	0.093	≤1.1
33	Гассенди А*	-15.6	-39.8	32.2	3	0.093	≤1.1
34	Петавий В*	-19.9	57	32	3	0.094	≤1.1
35	Фалес*	61.7	50.3	30.8	3.5	0.114	≤1.1
36	Кеплер*	8.1	-38	29.5	2.9	0.098	0.625–1.25
37	Шомбергер А	-78.6	23.5	29.4	2.9	0.099	≤1.1
38	Биркхоф Z	61	-145.9	28.6	2.9	0.101	≤1.1
39	Фарадей С	-43.3	8	28.5	2.9	0.102	≤1.1
40	Медлер*	-11	29.8	27.6	3	0.11	≤1.1
41	Прокл*	16.1	46.9	26.9	4	0.143	≤1.1
42	Триснеккер*	4.2	3.6	25	2.7	0.108	≤1.1
43	Местинг*	-0.7	-5.9	24.4	2.9	0.12	≤1.1

Таблица 1. Окончание

№	Имя	Широта	Долгота	Диаметр, км	Глубина, км	Отношение глубины кратера к диаметру	Возраст, млрд лет
44	Джордано Бруно	36	102.9	22.1	2.7	0.122	≤1.1
45	Конон*	21.7	2	21	2.7	0.128	≤1.1
46	Табит А*	-21.6	-4.9	19.9	2.6	0.131	≤1.1
47	Лихтенберг*	31.9	-67.7	19.5	2.6	0.133	≤1.1
48	Пифей*	20.6	-20.6	18.8	2.5	0.133	≤1.1
49	Дауэс*	17.2	26.3	18	2.2	0.122	≤1.1
50	Белло*	-12.5	48.2	17.5	3	0.17	≤1.1
51	Дионисий*	2.8	17.3	17.3	3	0.158	≤1.1
52	Резерфорд	10.6	137.1	16	2	0.125	≤1.1
53	Жансен К	-46.2	42.3	15	2.4	0.16	≤1.1
54	Мессье*	-1.9	47.7	13.8	2.2	0.16	≤1.1
55	Тарп	-30.6	145.6	13.5	2.2	0.162	≤1.1
56	Милихий	10	-30.2	12.2	3	0.245	≤1.1
57	Гамбар А*	1	-18.8	11.6	2.3	0.198	≤1.1
58	Сульпиций Галл*	19.6	11.7	11.6	2.3	0.198	≤1.1
59	Фурнерий А	-33.5	59	11.2	2.3	0.205	≤1.1
60	Петавий С*	-27.7	60	11.2	2.2	0.198	≤1.1
61	Годдард А*	17.1	89.7	11.1	2.2	0.202	≤1.1
62	Камерон*	6.2	45.9	10.9	2.2	0.202	≤1.1
63	Энке В*	2.4	-36.8	10.9	2.1	0.196	≤1.1
64	Кеплер А*	7.1	-36.1	10.7	2.1	0.198	≤1.1
65	Фраунгофер С	-38.5	58.4	10.6	2.1	0.21	≤1.1
66	Бессарион*	14.9	-37.3	10	2.2	0.198	≤1.1

аргументы в защиту своей модели. Анализируя возрасты кратеров, Kirchoff и др. (2013) пришли к выводу, что между 3 и 1 млрд лет были возможны длительные периоды (более 600 млн лет) с относительно небольшим числом столкновений, сменявшиеся более короткими (около 200 млн лет) периодами более интенсивной бомбардировки.

При наших оценках использовались данные о числе коперниканских кратеров, как для всей поверхности Луны, так отдельно для области Океана Бурь (Oceanus Procellarum) и морей видимой стороны Луны. В последнем разделе эти данные сравниваются с нашими оценками числа кратеров, которые могли бы образоваться на Луне за 1.1 млрд лет при условии, что распределение объектов, пересекающих орбиту Земли, (ОПОЗ, ЕСОs) по их числу, массам, плотностям и элементам гелиоцентрических орбит за 1.1 млрд лет в среднем было примерно таким же, как и в настоящее время. В остальных разделах обсуждаются данные, используемые при этом сравнении, в частности, зависимости диаметров кратеров от диаметров ударников. Сравнение числа известных коперниканских кратеров с данными для

рассматриваемых моделей проводилось для нескольких оценок вероятностей столкновений ОПОЗ с Землей (Werner, Ivanov, 2015; Емельяненко, Нароенков, 2015; Granvik и др., 2018; Bottke и др., 1994; Dvorak, Pilat-Lohinger, 1999; Ипатов, 2000; Ipatov, Mather, 2004a). Отношение вероятностей столкновений объектов, сближающихся с Землей, (ОСЗ) к вероятностям их столкновений с Луной считалось равным 22 (Le Feuvre, Wieczorek, 2011).

ДИАМЕТРЫ УДАРНИКОВ, СООТВЕТСТВУЮЩИЕ ДИАМЕТРАМ ЛУННЫХ КРАТЕРОВ

Для определения связи диаметра ударного кратера с диаметром ударяющего тела мы использовали широко известное, основанное на экспериментах, соотношение (Schmidt, Housen, 1987), которое для вертикальных ударов записывается следующим образом в системе СИ (Collins и др., 2005; Werner, Ivanov, 2015):

$$D_{tc} = 1.16(\rho_i/\rho_t)^{1/3} D_p^{0.78} U^{0.44} g^{-0.22}, \quad (1)$$

где D_{tc} – это диаметр переходного кратера, ρ_i и ρ_t – плотности ударяющего тела и мишени, D_p – диаметр ударника, U – скорость удара, g – ускорение свободного падения. Для определения диаметра конечного сложного кратера D_v (по валу) можно использовать соотношение (Croft, 1981; 1985; Werner, Ivanov, 2015)

$$D_v = D_{sc}^{-0.18} D_{tc}^{1.18}, \quad (2)$$

где D_{sc} – диаметр кратера, при котором происходит переход от простых кратеров к сложным. Этот диаметр для Луны равен примерно 15 км, а для Земли – 3.2 км (Melosh, 1989). Заметим, что неточность в определении D_{sc} , вследствие небольшого показателя степени 0.18 в формуле (2), дает ошибку лишь в несколько процентов. Учитывая формулу (1), формулу (2) можно преобразовать к виду

$$D_v = 1.18 D_{sc}^{-0.18} (\rho_i/\rho_t)^{0.393} D_p^{0.92} U^{0.52} g^{-0.26}. \quad (3)$$

Используя $D_{sc} = 15$ км и ускорение свободного падения для Луны и считая, что плотности ударяющего тела и мишени равны, из соотношения (3) для сложных кратеров с диаметром более 15 км легко получить, что диаметр конечного кратера, D_v (в км), для вертикального удара равен

$$D_v = 3.94 D_p^{0.92} U^{0.52} = 3.94 (D_p U^{0.57})^{0.92}, \quad (4)$$

где D_p – диаметр ударника в км, а U – скорость удара в км/с. Размер кратера зависит также от угла удара (между вектором скорости и поверхностью) θ примерно как $(\sin\theta)^{1/3}$ (Melosh, 1989; Collins и др., 2005). Принимая во внимание, что вероятность удара с углом θ равна $\sin 2\theta$, для определения среднего (по углам) значения диаметра кратера нужно проинтегрировать выражение (4), умноженное на $(\sin\theta)^{1/3} \sin 2\theta$, по углам от 0° до 90° . В результате мы получим выражение (5), аналогичное (4), в котором коэффициент 3.94 заменен на 3.2:

$$D_v = 3.2 D_p^{0.92} U^{0.52} = 3.2 (D_p U^{0.57})^{0.92}. \quad (5)$$

Зависимость D_v наиболее чувствительна к U . Поскольку $U^{0.57 \times 0.92}$ близко к $U^{0.5}$, то D_v изменяется примерно в 2 раза, если U меняется в 4 раза. На рис. 11 в (Minton и др., 2015) отношение D_c/D_p диаметра кратера к диаметру ударника варьировалось более чем в 10 раз при одном и том же значении D_p для разных возможных скоростей ударов.

Среднеквадратичная скорость столкновений с Луной бывших астероидов главного пояса, мигрировавших к орбите Земли, в (Minton и др., 2015) считалась равной 18.3 км/с. Однако скорости столкновений на рис. 10 этой работы находились в диапазоне от 7 до 50 км/с. Средняя скорость столкновения с Луной равнялась 19.3 и 19.7 км/с в (Le Feuvre, Wiczorek, 2011) и (Stuart, Binzel, 2004), соответственно. Основным источником

околоземных объектов считается астероидный пояс. Однако некоторая часть объектов, сближающихся с Землей, (ОСЗ) приходит с больших расстояний от Солнца. Для тел, приходящих из-за орбиты Юпитера и выпадающих на Землю, типичные скорости столкновений с Землей немного больше, чем для ОСЗ, пришедших из астероидного пояса. В (Маров, Ипатов, 2018) типичные скорости таких тел, попадавших в сферу действия Земли, были оценены в диапазоне 21–24 км/с. В (Ипатов, 2000) отмечалось, что среди тел, пришедших из зон планет-гигантов, доля тел, орбиты которых пересекают орбиту Земли, на порядок больше доли тел, орбиты которых пересекают только орбиту Марса, и обычно их эксцентриситеты превышают 0.6. Так как для известных астероидов это не так, то эти результаты указывают на то, что большинство астероидов группы Амура должно было прийти из астероидного пояса, а не из-за орбиты Юпитера. Астероидный источник ОСЗ считается основным и во многих других работах различных авторов. В (Granvik и др., 2018) считается, что более 90% ОСЗ имеют астероидное происхождение.

На основании формулы (5) получаем, что средний диаметр D_v кратера, который создается ударниками с диаметром $D_p = 1$ км, составляет 14.7, 15.3 и 16.9 км для скоростей ударов, равных 18.3, 19.7 и 24 км/с соответственно. То есть разброс значений D_v при таком диапазоне скоростей сравнительно небольшой. Ниже мы используем значение $D_v = 15$ км.

Werner и Ivanov (2015) для Земли получили формулу, близкую к формуле (5), с коэффициентом 4 и немного другими степенями (0.58 вместо 0.57, и 0.91 вместо 0.92). Эта формула основана на численных расчетах, опирающихся на ряд допущений. Численное моделирование образования кратеров при вертикальных ударах по Луне проводилось в работе (Silber и др., 2017) для нескольких скоростей столкновений. В этих расчетах предполагалось, что ударник состоит из дунита, плотность которого 3.32 г/см³, а мишень – из гранита с плотностью 2.63. Формула (4) для вертикальных ударов выведена для равных плотностей ударника и мишени. Поэтому, при сравнении с результатами расчетов Silber и др. (2017), надо (4) домножить на отношение плотностей 3.32/2.63 в степени 0.393. Это увеличивает оценку диаметра кратера на 10%. В итоге оказывается, что отличие формулы (4) с поправкой на разность плотностей от результатов Silber и др. (2017) для сложных кратеров не превышает 5%.

Используя формулу (3), сравним диаметры кратера для Луны и Земли. Множитель $D_{sc}^{-0.18} \approx 0.757$, а $g^{0.26} \approx 1.60$. Их произведение равно 1.2. То есть при одинаковых плотностях Земли и Лу-

ны (см. приведенные ниже ссылки) и одинаковых параметрах ударника, диаметр кратера на Луне в 1.2 раза больше, чем на Земле. В частности, если удар по Земле образует кратер диаметром 15 км, то такой же удар по Луне образует кратер размером 18 км. Средняя плотность пород в земной коре равна 2.7 г/см^3 (Короновский, 2018). Плотность лунной коры различна в различных областях и по данным космического аппарата GRAIL варьируется от 2.3 до 2.9 г/см^3 , причем ее среднее значение для лунных материков равно 2.55 г/см^3 (Wieczorek и др., 2013).

ЧИСЛО ЛУННЫХ КРАТЕРОВ С ДИАМЕТРАМИ, БОЛЬШИМИ 15 КМ

Нами было проанализировано число лунных кратеров с диаметром, большим 15 км, и с возрастом менее 1.1 млрд лет (т.е. относящихся к коперниковскому периоду геологической истории Луны) на всей поверхности Луны, а также в области Океана Бурь, Моря Дождей, Моря Спокойствия и других морей видимой стороны Луны. Океан Бурь (Oceanus Procellarum) и другие моря видимой стороны Луны представляют собой равнины и ударные бассейны, заполненные застывшей базальтовой лавой. Отношение r_{reg} площади рассматриваемой области к площади полной поверхности Луны составляет 0.155. Это – уточненная оценка. Ранее в (Ipatov и др., 2018; 2020) нами использовалось отношение, равное 0.176.

Ниже мы используем в первую очередь данные из работы (Mazrouei и др., 2019a). В этой работе оценки возраста кратеров основывались на использовании данных радиометра Diviner зонда LRO, которые позволили получить информацию о теплофизическом составе поверхности Луны в области исследуемых кратеров. В отличие от более ранних исследований, в работе (Mazrouei и др., 2019a) применялись данные, полученные радиометром вплоть до 2012 г.

Каталог лунных кратеров (Losiak и др., 2015) включает в себя информацию о возрасте кратеров на основе работ (Wilhelms, 1987; Wilhelms, Byrne, 2009), использовавшими “традиционные” методы определения возраста кратеров. Как было показано выше при анализе рис. 1, каталог кратеров (Losiak и др., 2015) содержит неполную информацию о кратерах с диаметром $D < 30$ км. Однако при обсуждении ряда вопросов мы рассматривали также данные этой работы. Это рассмотрение было вызвано, в частности, следующими причинами. Данные (Losiak и др., 2015) показывают минимальную оценку числа кратеров с диаметром $D < 30$ км, которая даже для $15 \leq D \leq 30$ км оказывается выше, чем данные (Mazrouei и др., 2019a) с “правильным” наклоном кривой Нойкума, что вместе с данными (Werner, Ivanov, 2015) и приведен-

ными ниже нашими оценками числа кратеров позволяет предположить, что кривая (Losiak и др., 2015) на рис. 1 должна быть выше при $D < 30$ км. Мы сравнили число кратеров на единице площади для всей поверхности Луны и для области морей не только для данной работы (Mazrouei и др., 2019a), но и для (Losiak и др., 2015), и выяснили, что отличия в числе кратеров на единице площади для морей и для материков есть в обеих работах. Данные (Losiak и др., 2015) используются также ниже при сравнении отношения глубины кратера к его диаметру для морей и для материков, а также при сравнении числа кратеров, в частности, с диаметрами, большими 30 км, с данными (Mazrouei и др., 2019a).

Таблицы 1 и 2 включают информацию из работ (Mazrouei и др., 2019a) и (Losiak и др., 2015) о названиях, координатах (широта и долгота), диаметрах и глубинах кратеров, возраст которых не превышает 1.1 млрд лет. Представлены также значения отношения глубины кратера к его диаметру. Для некоторых кратеров в табл. 1 и для всех кратеров в табл. 2 приведены оценки их возраста (в млрд лет). Приведенные в табл. 1 и 2 данные используются нами при изучении изменений числа околоземных объектов со временем для оценок числа кратеров с диаметром, не меньшим 15 или 18 км (при этих оценках значение диаметра в таблице округлялось до целого числа), а также при изучении зависимости отношения диаметра кратера к его глубине от диаметра кратера и зависимости числа кратеров от диаметра. Оценки числа кратеров с диаметром $D > 18$ км используются ниже при анализе данных табл. 3 и рассмотрении отличий в числе кратеров с $15 < D < 18$ км, полученных в (Mazrouei и др., 2019a) и в (Losiak и др., 2015).

Согласно данным из работы (Losiak и др., 2015), 53 кратера с диаметром, не меньшим 15 км, относятся к коперниковскому периоду, причем в области морей видимой стороны Луны расположены 29 из них (табл. 1). По данным из работы (Mazrouei и др., 2019a), число таких кратеров равно 44 и 12, соответственно (табл. 2).

По данным табл. 1, основанным на данных работ (Wilhelms, 1987; Wilhelms, Byrne, 2009), для Океана Бурь и других морей видимой стороны Луны, (площадь которых составляет 0.155 от поверхности Луны) число кратеров с диаметром, не меньшим 18 км, равно 27, а число кратеров с диаметром, не меньшим 15 км, равно 29. По данным табл. 2 (полученной на основе данных таблицы S1 из приложения к (Mazrouei и др., 2019a)) для Океана Бурь и других морей видимой стороны Луны число кратеров с диаметрами не меньшими 13, 17 и 18 км, равно 11, 12 и 16, соответственно. То есть в табл. 2 содержится всего один кратер для интер-

Таблица 2. Размеры, координаты и возраст кратеров коперниковского периода, расположенных в районе Океана Бурь и морей видимой стороны Луны, по данным (Mazrouei и др., 2019a)

№	Имя	Широта, град	Долгота, град	Диаметр, км	Глубина, км	Отношение глубины кратера к диаметру	Возраст, млрд лет
1	Коперник	10	-20	97	3	0.031	0.797
2	Глушко	8	-78	43	2.2	0.051	0.196
3	Аристарх	24	-47	40	3.2	0.080	0.164
4	Петавий В	-27	57	34	3	0.088	0.224
5	Фалес	-20	50	32	2.5	0.078	0.061
6	Кеплер	8	-38	32	2.7	0.084	0.93
7	Прокл	16	47	28	4	0.143	0.253
8	Лаланд	-4	-9	24	2.9	0.121	0.495
9	Швабе F	66	50	21	2.8	0.133	0.814
10	Дионисий	3	17	19	3	0.158	0.492
11	Дауэс	17	26	18	2.2	0.122	0.454
12	Каррель	11	27	17	2.2	0.129	0.295
13	Сирсалис F	-14	300	13	2.5	0.192	0.629
14	Дарне С	-14	334	13	2.5	0.192	0.582
15	Эгеле А	52	11	13	2.6	0.20	0.084
16	Местинг А	-3	335	13	2.9	0.223	0.113
17	Гамбар А	1	341	12	2.6	0.217	0.344
18	Камерон	6	46	11	2.2	0.20	0.48
19	Аль Фергани С	-6	18	11	2.5	0.227	0.433
20	Мессье А	-2	47	11	2.4	0.218	0.128
21	Арат	24	5	11	1.9	0.173	0.421
22	Эвклид С	-13	330	11	2	0.182	0.137
23	Арнольд G	67	31	10	2.2	0.22	0.223
24	Бессарион	15	323	10	2.1	0.21	0.164
25	Демокрит А	62	32	10	2	0.20	0.218

Таблица 3. Число $N_{\text{reg}15}$, $N_{\text{reg}18}$ и $N_{\text{reg}30}$ кратеров с возрастом не более 1.1 млрд лет и с диаметрами, не меньшими 15, 18 и 30 км, соответственно. Эти числа получены для морей видимой стороны Луны, для всей поверхности Луны и для “материков” (для всей поверхности Луны минус площадь морей видимой стороны Луны) на основе данных работ (Mazrouei и др., 2019a) и (Losiak и др., 2015). Отношение r_{reg} площади рассматриваемой области к площади поверхности Луны составляет 0.155 для морей видимой стороны Луны, 1.0 для всех кратеров и 0.845 для “материков”

	Моря видимой стороны (Mazrouei и др., 2019a)	Материки (Mazrouei и др., 2019a)	Вся Луна (Mazrouei и др., 2019a)	Моря видимой стороны (Losiak и др., 2015)	Материки (Losiak и др., 2015)	Вся Луна (Losiak и др., 2015)
r_{reg}	0.155	0.845	1.0	0.155	0.845	1.0
$N_{\text{reg}15}$	12	32	44	29	24	53
$N_{\text{reg}18}$	11	20	31	27	22	49
$N_{\text{reg}30}$	6	8	14	17		35
$N_{\text{reg}15}/r_{\text{reg}}$	77	38 (77/38 \approx 2.0)	44 (77/44 \approx 1.75)	187	28 (187/28 \approx 6.8)	53 (187/53 \approx 3.5)
$N_{\text{reg}18}/r_{\text{reg}}$	71	24 (71/24 \approx 2.96)	31 (71/31 \approx 2.3)	174	26 (174/26 \approx 6.7)	49 (174/49 \approx 3.55)
$N_{\text{reg}30}/r_{\text{reg}}$	39	9.5 (39/9.5 \approx 4.1)	14 (39/14 \approx 2.8)	110	18 (110/18 \approx 6.1)	35 (110/35 \approx 3.14)

вала $13 < D < 17$ км и 4 кратера для гораздо более узкого интервала $17 < D < 18$ км.

Отношение глубины кратера к его диаметру, приведенное в табл. 1 и 2, в основном больше для меньших значений диаметра кратера. Однако даже для примерно одинаковых диаметров глубины могут отличаться в два раза (сравните, например, строки 17–19 в табл. 1 для кратеров на материках и строки 13–14 в этой таблице для кратеров на морях).

В табл. 3 приведены значения N_{reg15} , N_{reg18} и N_{reg30} числа кратеров с возрастом не более 1.1 млрд лет и с диаметрами, не меньшими 15, 18 и 30 км, соответственно. Эти числа получены для морей видимой стороны Луны и для всей поверхности Луны, на основе данных работ (Mazrouei и др., 2019a) и (Losiak и др., 2015). Отношение r_{reg} площади рассматриваемой области к площади Луны составляет 0.155 для морей видимой стороны Луны и 0.985 для всех кратеров, рассматриваемых в (Mazrouei и др., 2019a). В (Mazrouei и др., 2019a) рассматривалась область между 80° N и 80° S. Отличие между 0.985 и 1.0 практически не влияет на данные табл. 3, и в табл. 3 вместо $r_{\text{reg}} = 0.985$ мы приводим данные для $r_{\text{reg}} = 1$. В табл. 3 приведены также отношения $N_{\text{reg15}}/r_{\text{reg}}$, $N_{\text{reg18}}/r_{\text{reg}}$ и $N_{\text{reg30}}/r_{\text{reg}}$, которые являются оценками числа кратеров на всей поверхности Луны при условии, что число кратеров на единице площади такое же, как и в рассматриваемой области морей.

Число кратеров с диаметром в диапазоне от 15 до 18 км равно 4 в (Losiak и др., 2015) и 13 (отличие более чем в 3 раза) в (Mazrouei и др., 2019a) для всей поверхности Луны и равно 2 и 1 для морей. Это отличие очередной раз характеризует отмеченную во введении при анализе рис. 1 неполноту данных для кратеров с $D < 30$ км в (Losiak и др., 2015).

Представленные в табл. 3 значения $N_{\text{reg15}}/r_{\text{reg}}$, $N_{\text{reg18}}/r_{\text{reg}}$ и $N_{\text{reg30}}/r_{\text{reg}}$, полученные при экстраполяции, основанной на данных для района Океана Бурь (Ocean Procellarum) и других морей видимой стороны Луны, больше в k_{OP} ($k_{\text{OP}} > 1.7$) раз, чем для кратеров на всей или почти всей поверхности Луны. При рассмотрении $N_{\text{reg15}}/r_{\text{reg}}$ значения k_{OP} равнялись 1.75 и 3.53 для данных из работ (Mazrouei и др., 2019a) и (Losiak и др., 2015), соответственно. При рассмотрении $N_{\text{reg18}}/r_{\text{reg}}$ аналогичные значения k_{OP} равнялись 2.29 и 3.55, а для $N_{\text{reg30}}/r_{\text{reg}}$ равнялись 2.79 и 3.14. Таким образом, число кратеров с диаметром $D > 15$ км, а также число кратеров с диаметром $D > 30$ км, образование которых может быть отнесено к коперниковскому периоду, на единице площади в областях морей видимой стороны Луны больше, чем на всей поверхности Луны. При этом отношение k_{OP} числа кратеров на единице площади для морей и для всей поверхности Луны при $D \geq 15$ км было в

$3.53/1.75 = 2.35$ раза больше, а при $D \geq 30$ км было в $3.14/2.79 \approx 1.13$ раза больше в (Losiak и др., 2015), чем в (Mazrouei и др., 2019a). То есть при $D \geq 30$ км значения k_{OP} мало отличались для этих работ, но число таких кратеров в (Mazrouei и др., 2019a) было в $35/14 \approx 2.5$ раза меньше, чем в (Losiak и др., 2015). Возможно, данные (Mazrouei и др., 2019a) занижают данные о числе коперниковских кратеров на всем диапазоне диаметров. Отношение числа кратеров на единице поверхности для материков и для океанов еще больше, чем такое же отношение k_{OP} для всей поверхности Луны и для океанов. Для кратеров с диаметрами, большими 15 км и большими 30 км, отношение числа кратеров на единице площади для морей было больше, чем для материков, в 7 и 6 раз для данных (Losiak и др., 2015) и в 2 и 4 раза для данных Mazrouei и др., (2019a).

ВЕРОЯТНОСТИ СТОЛКНОВЕНИЙ ОБЪЕКТОВ, СБЛИЖАЮЩИХСЯ С ЗЕМЛЕЙ, С ЛУНОЙ

Количество обнаруженных объектов, сближающихся с Землей, (ОСЗ), т.е. объектов с перигелийным расстоянием, меньшим 1.3 а. е., с диаметром $d > 1$ км составило 900 по данным от 26 октября 2019 г. (<https://cneos.jpl.nasa.gov/stats/size.html>), а общее число N_1 таких ОСЗ оценивается примерно равным 920. Эта оценка числа ОСЗ на сайте на самом деле относится к числу ОСЗ с абсолютной звездной величиной H меньшей 17.75. Диаметры ОСЗ с $H = 17.75$ равны 1 км при альбедо, равном 0.14. В действительности альбедо различных ОСЗ могут быть различными, и число ОСЗ с диаметром, большим 1 км, может несколько отличаться от числа ОСЗ с $H \leq 17.75$. Granvik и др. (2018) оценивали число ОСЗ с $H \leq 17.75$, равным 962_{-56}^{+52} . По их оценкам 58% из 962 ОСЗ пересекают орбиту Земли. Астероиды главного пояса S-класса имеют среднее альбедо, равное 0.208 ± 0.079 , а астероиды класса C — 0.071 ± 0.040 (Usui и др., 2013). Здесь указаны возможные пределы изменения альбедо. Отличаются также плотности астероидов. Согласно (Carr, 2012) для астероидов S-класса плотность равна 2.66 ± 1.29 , а для C-класса — 1.57 ± 1.38 г/см³. Диаметры астероидов со звездной величиной $H = 17.75$ равны 0.82 и 1.4 км для S- и C-классов соответственно при средних значениях их альбедо. Если принять значение плотности мишени равной плотности астероидов S-класса (это допустимо, так как плотности астероидов S-класса близки к плотности лунной коры), то астероиды со звездной величиной $H = 17.75$ класса S в среднем производят кратеры (при скорости ударов 19 км/с) с диаметром $D = 12.5$ км, а астероиды класса C — с диаметром $D = 15.7$ км. Поскольку астероиды класса C составляют большинство (~75%), то статистически количество астероидов

с $H \leq 17.75$ должно неплохо соответствовать количеству кратеров диаметром более 15 км. За счет астероидов класса S это количество кратеров с диаметром более 15 км может быть несколько меньше. Единичные дробления крупных астероидов должны приводить к увеличению количества кратеров независимо от того, какое альbedo у фрагментов. Однако изменения со временем вклада различных источников в ОСЗ могут немного менять характерную зависимость диаметра кратера от диаметра ударника.

Ipatov и Mather (2004a, 2004b) оценили отношение k_{ECO} числа объектов, сближающихся с Землей, (ОСЗ) к количеству объектов, пересекающих орбиту Земли, (ОПОЗ, ECOs) примерно равным $1300/756 \approx 1.72$. Аналогичное соотношение ($6718/3906 \approx 1.72$) было вычислено для объектов, обнаруженных до 1 июня 2010 г. (Астероидно-кометная опасность, 2010). Для большего числа ОСЗ по данным NASA (<https://cneos.jpl.nasa.gov/stats/totals.html>) на август 2019 г. это соотношение было примерно таким же (1.74). Обратная величина отношения 0.58 числа ОПОЗ к числу ОСЗ, рассматриваемого в (Granvik и др., 2018), равна 1.72 и совпадает с рассматриваемым нами отношением числа ОСЗ к числу ОПОЗ.

Во многих публикациях (например, Werner, Ivanov, 2015; Емельяненко, Нароенков, 2015; Granvik и др., 2018) вероятность столкновения ОПОЗ с Землей считалась близкой к $(3-4) \times 10^{-9}$. Согласно (Morbidelli и др., 2020), вероятность столкновения ОСЗ с Землей за год равна 1.33×10^{-9} . При $k_{\text{ECO}} = 1.72$ для ОПОЗ эта вероятность соответствует $p_E \approx 2.3 \times 10^{-9}$. Эти оценки p_E в 2–5 раз меньше оценок, сделанных на основе рассмотрения орбит наблюдаемых крупных ОПОЗ Bottke и др. (1994) и Dvorak и Pilat-Lohinger (1999), использовавшими алгоритмы, близкие к алгоритму из (Wetherill, 1967), и Ипатовым (Ипатов, 2000; Ipatov, 2001; Ipatov, Mather, 2004a, 2004b), применявшим совсем другой алгоритм вычисления вероятностей столкновений тел с планетами. Вероятность p_E столкновения ОПОЗ с Землей за один год равна $1/T_E$, где T_E – характерное время от текущего момента времени до столкновения ОПОЗ с Землей. Число известных ОПОЗ уже в 2001 г. (в частности, рассмотренных в (Ipatov, Mather, 2004a, 2004b)) превышало современное число ОПОЗ с диаметром не менее 1 км, причем рассмотрение большего числа ОПОЗ только немного уменьшало T_E . В (Bottke и др., 1994; Dvorak, Pilat-Lohinger, 1999; Ипатов, 2000; Ipatov, 2001; Ipatov, Mather, 2004a, 2004b) вычислялись вероятности p_E столкновений с Землей наблюдаемых ОПОЗ (при известных значениях больших полуосей, эксцентриситетов и наклонов орбит этих ОПОЗ), а затем определялось среднее значение

этой вероятности за один год, равное $1/T_E$. Значение p_E в этих работах было близко к 10^{-8} .

В конце настоящего раздела, в частности, на основании расчетов Емельяненко и Нароенкова (2015) для вероятностей столкновений околоземных объектов различных размеров с Землей обсуждается, что противоречия между различными оценками p_E , отличающимися в несколько раз, может и не быть. Эти оценки вероятностей могут относиться к различным интервалам времени. Оценки (Werner, Ivanov, 2015; Емельяненко, Нароенков, 2015; Granvik и др., 2018) соответствуют вероятностям выпадения 1 км тел на Землю в ближайшее время. Например, в (Емельяненко, Нароенков, 2015) рассматривается время ± 300 лет. Эти оценки были сделаны в рамках изучения проблемы астероидной опасности в настоящее время. В нашей работе анализируются кратеры, образовавшиеся в течение 1 млрд лет. При рассмотрении вероятностей столкновений 1 км тел с Землей в течение миллионов лет их распределение по элементам орбит может включать такие элементы орбит, при которых вероятности столкновений с Землей больше, чем для орбит ОСЗ в настоящее время. Например, по данным работы (Емельяненко, Нароенков, 2015), рассматривавшей движение ОСЗ на интервале ± 300 лет, эффект гравитационной фокусировки при движении ОСЗ в некоторой сфере вокруг Земли для объектов с абсолютной яркостью $H < 27$ был в 1.85 раза больше, чем для объектов с абсолютной яркостью $H < 18$, из-за возможности сближений с меньшими скоростями (при одинаковых динамических характеристиках для разных H). Как подробнее обсуждается ниже в конце раздела, для объектов с абсолютной яркостью $H < 27$ на основании данных этой работы можно оценить $T_E \approx 150$ млн лет (что соответствует $p_E \approx 6.7 \times 10^{-9}$). По нашему мнению, хотя число 1 км околоземных объектов и их типичные элементы орбит в течение миллионов лет могли быть примерно такими, как в настоящее время, за эти миллионы лет элементы орбит отдельных околоземных объектов могли принимать такие значения, при которых вероятности столкновений объектов с Землей и Луной могут быть больше, чем вероятности, основанные на современных орбитах 1 км ОСЗ. В последнем разделе нашей статьи мы обсуждаем, как можно трактовать данные о возрасте коперниканских кратеров для различных значений вероятностей столкновений ОПОЗ с Землей и Луной за большие интервалы времени (не меньшие миллионов лет).

На рис. 26 из работы (Granvik и др., 2018) вероятность выпадения на Землю астероидов ярче 18-й звездной величины (т.е. в среднем с диаметром не менее 1 км) составляет около 2×10^{-6} , т.е. с учетом числа ОПОЗ вероятность столкновения одного

ОПОЗ с Землей составляет около 4×10^{-9} . Оценки вероятности столкновений ОПОЗ с Землей (Granvik и др., 2018) делались не для орбит наблюдаемых ОПОЗ, а для астероидов, проходящих к орбите Земли из семи различных источников, но согласовывались с наблюдаемым распределением орбит околоземных объектов. На рис. 26 из работы (Granvik и др., 2018) приведена кривая зависимости числа столкновений за год с Землей тел с абсолютной яркостью, меньшей H , от H . При H около 25–26 абсолютных звездных величин, точки на этой кривой соответствуют значениям вероятности, в несколько раз (почти на порядок) меньшим приведенных на этом же рисунке значений вероятности выпадения на Землю объекта типа Тунгусского объекта, а также вероятностей выпадения болидов, взятых из (Brown и др., 2013). На рис. 26 из работы (Granvik и др., 2018) экстраполяция кривой вероятности столкновения с Землей объектов с $17 \leq H \leq 25$ до данных о наблюдаемых болидах с $H \geq 26$ согласуется с данными (Brown и др., 2002), но не согласуется с данными более поздней работы (Brown и др., 2013). Для согласования с данными (Brown и др., 2013) и с вероятностями выпадения на Землю объектов типа Тунгусского явления, кривая вероятности столкновения с Землей при $17 \leq H \leq 25$ должна лежать гораздо выше кривой, приведенной на рис. 26 работы (Granvik и др., 2018), и такая более высокая кривая лучше согласуется с используемой нами вероятностью p_E столкновения одного ОПОЗ с Землей за год близкой к 10^{-8} (т.е. вероятность выпадения на Землю объекта с $H = 18$ близка к 5×10^{-6} , так как число таких ОПОЗ порядка 500). В (Harris, D’Abramo, 2015) характерное время между выпадениями на Землю объекта типа Тунгусского явления считается равным примерно 500 годам (такое реальное событие произошло всего около 100 лет назад), а по данным кривой на рис. 26 работы (Granvik и др., 2018) такое характерное время превышает 1000 лет.

Если поднять вверх кривую, приведенную на рис. 26 работы (Granvik и др., 2018), в соответствии с полученной в (Bottke и др., 1994; Dvorak, Pilat-Lohinger, 1999; Ипатов, 2000; Ipatov, 2001; Ipatov, Mather, 2004a, 2004b) вероятностью p_E столкновения ОПОЗ с диаметром не менее 1 км с Землей за год, близкой к 10^{-8} (т.е. рассматривать характерное время T_E до столкновения ОПОЗ с Землей, равное примерно 100 млн лет), то полученная кривая будет гораздо лучше согласовываться с современными данными о вероятностях выпадений болидов, взятыми из (Brown и др., 2013), и с ожидаемой частотой выпадений на Землю объектов типа Тунгусского явления, чем кривая на цитируемом рисунке.

Из-за столкновений с другими небесными телами и выброса на гиперболические орбиты ди-

намическое время жизни ОПОЗ меньше T_E . Значение T_E используется ниже для учета вероятности столкновения и характеризует характерное время до столкновения ОПОЗ с Землей для модели, в которой ОПОЗ остаются все время на своих орбитах, никуда не уходят и ни с чем кроме Земли не сталкиваются.

В (Ипатов, 1995; 2000; Ipatov, 2001; Ipatov, Mather, 2004a, 2004b) при вычислении T_E рассматривались все ОПОЗ, известные на момент вычисления. В (Ипатов, 1995) для 93 объектов, пересекающих орбиту Земли, и известных в 1991 г., было получено $T_E = 76$ млн лет. Значение T_E было получено равным 134 млн лет для ОПОЗ в (Bottke и др., 1994), равным 100 млн лет для 417 ОПОЗ в (Ипатов, 2000), равным 120 млн лет для 54 астероидов группы Аполлона в (Dvorak, Pilat-Lohinger, 1999) и равным 105 млн лет для 363 объектов Аполлона в (Ипатов, 2000; Ipatov, 2001). Другие цитируемые выше авторы, в отличие от Ипатова, при оценках T_E использовали в основном алгоритмы, близкие к алгоритму, рассмотренному в (Wetherill, 1967), который представляет собой развитие идей Эпика (Öpik, 1951).

В (Ipatov, Mather, 2004a, 2004b) значения T_E были получены равными 15, 164 и 67 млн лет для 110 астероидов группы Атона, 643 астероидов группы Аполлона и всех ОПОЗ, соответственно. Астероидами группы Амура называют астероиды с перигелийными расстояниями большими 1.017 а. е. Поэтому практически все такие астероиды (пока они не изменят свои перигелийные расстояния) не могут сблизиться с Землей до расстояния сферы действия Земли. Изменения больших полуосей, эксцентриситетов и наклонов орбит астероидов со временем в этих расчетах не рассматривались. Хотя аполлонцы в этих расчетах составляли 85% всех ОПОЗ, значения T_E для них были в 2.4 раза больше, чем для всех ОПОЗ. При $T_E = 67$ млн лет вероятность $p_E = 1/T_E$ столкновения ОПОЗ с Землей за 1 год равна 1.5×10^{-8} . Различия в значениях T_E для разных публикаций были вызваны как отличиями в используемых алгоритмах, так и разным числом рассмотренных астероидов.

Меньшие, чем в (Ипатов, 2000), значения T_E для всех ОПОЗ в (Ipatov, Mather, 2004a, 2004b) были обусловлены несколькими атонцами с небольшими наклонами орбит, обнаруженными в начале 2000-х гг. При увеличении наклона орбиты атонца 2000 SG344 от его нынешнего значения, равного 0.1° , до 1° , значения T_E в (Ipatov, Mather, 2004a) были получены равными 28 и 97 млн лет для атонцев и всех ОПОЗ, соответственно. Эти большие, чем при рассмотрении атонца 2000 SG344 с его нынешним наклоном орбиты, времена T_E иллюстрируют важность уче-

та небольшого числа астероидов с высокой вероятностью их столкновений с Землей (роль малых наклонений обсуждается также ниже в следующем параграфе). Ипатов (1995; 2000) отмечал, что при использовании одних и тех же формул, значения T_E , вычисленное для всех ОПОЗ, в несколько раз меньше, чем для средних значений наклонений и эксцентриситетов для этих же ОПОЗ. Исследования эволюции орбит объектов, первоначально пересекавших орбиту Юпитера, и резонансных астероидов показали (Ipatov, Mather, 2003; 2004a, 2004b; 2007), что вероятность столкновения одного такого объекта с Землей может быть больше, чем для тысяч других объектов, первоначально имевших близкие орбиты.

В (Ipatov, Mather, 2004a, 2004b) расчеты T_E проводились для элементов современных орбит ОПОЗ. Однако аналогичные значения $T_E = 67$ млн лет могли быть и для интервала в 1 млрд лет, так как некоторые ОПОЗ с довольно большой вероятностью раньше также могли иметь аналогичные небольшие наклонения. Наклонения орбит ОПОЗ меняются со временем. В (Ipatov, Mather, 2004a, 2004b) рассматривалось 110 атонцев. Если наклонения орбит случайным образом распределены в диапазоне от 0° до 11° , то одно из них будет меньше 0.1° (в предыдущем параграфе мы обсуждали вклад в T_E атонца 2000 SG344 с наклонением орбиты, равным 0.1°). Если наклонения случайным образом распределены в диапазоне от 0° до 22° , то одно из них будет иметь значение в диапазоне от 0° до 0.2° , т.е. в среднем будет равно 0.1° .

При вычислениях вероятностей p_{dts} сближений двух небесных объектов (например, ОПОЗ с Землей) до радиуса r_s рассматриваемой сферы (обычно сферы действия планеты массы m_{pl} и радиуса $r_s \approx R(m_{\text{pl}}/M_S)^{2/5}$, где M_S – масса Солнца) за время d_t в пространственной модели Ипатовым использовались следующие формулы (Ипатов, 1988b; 2000 [§2 главы 4]): $p_{\text{dts}} = d_t/T_3$, $T_3 = 2\pi^2 k_p T_s k_v \Delta i R^2 / (r_s^2 k_{fi})$ – характерное время до сближения, Δi – угол в радианах между плоскостями орбит сближающихся небесных объектов, R – расстояние от места сближения небесных объектов до Солнца, k_{fi} – сумма углов (в радианах) с вершиной в Солнце, внутри которых расстояние между проекциями орбит (по лучу с вершиной в Солнце) меньше r_s (эта сумма различная для различных орбит, см. рис. 4.1 в (Ипатов, 2000)), T_s – синодический период обращения, $k_p = P_2/P_1$, $P_2 > P_1$, P_i – период обращения i -го объекта вокруг Солнца, $k_v = (2a/R - 1)^{1/2}$, a – большая полуось орбиты объекта. Коэффициент k_v был добавлен в (Ipatov, Mather, 2004a, 2004b) для учета зависимости скорости сближения от положения объекта на эксцентричной орбите. Вероятность столкновения объектов, вошедших в

сферу действия, полагалась равной $p_{\text{dts}} = (r_s/r_s)^2(1 + (v_{\text{par}}/v_{\text{rel}})^2)$, где $v_{\text{par}} = (2Gm_\Sigma/r_\Sigma)^{1/2}$ – параболическая скорость, v_{rel} – относительная скорость объектов, сближившихся на расстояние r_s , r_Σ – сумма радиусов сталкивающихся объектов суммарной массы m_Σ , G – гравитационная постоянная. При малых значениях Δi в алгоритме использовались другие формулы. Алгоритмы (и их обоснование) вычисления k_{fi} и характерного времени между столкновениями объектов приведены С.И. Ипатовым в приложении 3 (стр. 86–130) отчета Института прикладной математики им. М.В. Келдыша АН СССР № О-1211 за 1985 г. Вероятность p_{dt} столкновения ОПОЗ и Земли за время d_t равна $p_{\text{dts}} \cdot p_{\text{dts}}$. Значения $p_{\text{dts}} = d_t/T_3$ и T_3 вычислялись для фиксированных значений больших полуосей, эксцентриситетов и наклонений орбит рассматриваемых небесных объектов, но для различных возможных ориентаций их орбит. При вычислениях $p_E = 1/T_E$ бралось среднее значение p_{dt} по всем рассматриваемым ОПОЗ.

Алгоритмы вычисления вероятности столкновений тел с планетами использовались Ипатовым (2000; 2019) при изучении процесса аккумуляции планет. Эти алгоритмы, ориентированы на рассмотрение вероятностей столкновений большого числа планетезималей в течение больших интервалов времени. В эти алгоритмы было заложено осреднение по различным ориентациям орбит (при фиксированных значениях больших полуосей, эксцентриситетов и наклонений орбит). Полученные оценки времен роста планет хорошо согласуются с данными работ различных авторов. Например, полученный в (Ипатов, 2019) на основе вычисления таких вероятностей столкновений вывод о формировании половины масс Земли и Венеры за время не более 5 млн лет независимо сделан в (Lammer и др., 2019) на основе изучения изотопного состава благородных газов в атмосферах этих планет. Наши оценки $p_E = 1/T_E$ согласуются с многочисленными моделями аккумуляции Земли. В большинстве расчетов аккумуляции Земли из планетезималей (как для аналитических оценок, так и при численном интегрировании уравнений движения или при учете гравитационных взаимодействий методом сфер), сделанных различными авторами (см. ссылки в (Ипатов 2000; 2019)), практически все окружающие тела выпадали на Землю за время, не превышавшее 100 млн лет. Такое время (100 млн лет) практически полной аккумуляции Земли считается общепринятым последние 60 лет. Результаты моделирования эволюции дисков гравитирующих тел, объединяющихся при столкновениях, показали (Ипатов, 1993), что на конечных стадиях аккумуляции Земли средние эксцентриситеты орбит планетезималей могли превышать 0.4, т.е. могли быть сравнимыми с эксцентриситетами орбит со-

временных ОПОЗ. В (Ипатов, 2019) на основании скоростей столкновений планетезималей с почти сформировавшейся Землей был сделан вывод о том, что эксцентриситеты орбит планетезималей, столкнувшихся с Землей, в основном превышали 0.3. Поэтому трудно предположить, что значения T_E для планетезималей, выпадавших на почти сформировавшуюся Землю, были значительно меньше, чем для современных ОПОЗ.

Учитывая, наряду с приведенными выше рассуждениями, также проведенное ниже сравнение вероятностей столкновений астероидов с планетами земной группы, полученных при использовании алгоритма из (Wetherill, 1967), использовавшегося в (Bottke и др., 1994; Dvorak, Pilat-Lohinger, 1999), и путем численного интегрирования уравнений движения, мы считаем, что в настоящей работе для оценок вероятности столкновения ОПОЗ с диаметром, не меньшим 1 км, с Землей за год мы можем, наряду с p_E , близким к $(3-4) \times 10^{-9}$, в качестве одного из возможных значений p_E использовать значение, близкое к 10^{-8} (т.е. рассматривать характерное время T_E до столкновения, равное примерно 100 млн лет).

Во многих работах при вычислении вероятности столкновений тел с планетой использовался подход, основанный на идеях Эпика, в частности, модификация уравнения Эпика, сделанная в (Wetherill, 1967). Эта модификация уравнения с некоторыми изменениями рассматривалась в последующих работах ряда авторов. В (Dones и др., 1999) проводилось сравнение вероятностей столкновений мигрировавших тел с планетами для расчетов с помощью алгоритма, основанного на алгоритме, использовавшимся в (Wetherill, 1967), с результатами расчетов путем численного интегрирования. В частности, на рис. 6 из их работы вероятности столкновений тел, выброшенных с Луны, с Венерой и тел, выброшенных с Марса, с Землей немного больше, при численном интегрировании, чем при расчетах с помощью метода Эпика. В (Vokrouhlický и др., 2012) и (Pokorný, Vokrouhlický, 2013) рассматривалась модификация алгоритма (Wetherill, 1967), учитывающая изменения аргумента перигелия астероида из-за влияния Юпитера и других планет. Отметим, что в рассматриваемом нами алгоритме тоже бралось среднее значение по различным значениям аргумента перигелия. (Pokorný, Vokrouhlický, 2013) провели сравнение числа столкновений тел с планетами земной группы в случае расчетов тремя методами: путем численного интегрирования уравнений движения, с помощью алгоритма (Wetherill, 1967) и с помощью упоминавшейся выше модификации этого алгоритма. На основе данных табл. 1 из работы (Pokorný, Vokrouhlický, 2013), в нашей табл. 4 мы приводим отношения числа столкновений астероидов из е-пояса (e-belt, астероиды с

Таблица 4. Отношения числа N_{Weth} столкновений астероидов из е-пояса с планетами для расчетов с помощью алгоритма из (Wetherill, 1967) и числа N_{PV} столкновений тел с планетами для расчетов с помощью модификации этого алгоритма к аналогичному числу N_{direct} столкновений, полученному при численном интегрировании (по данным работы (Pokorný, Vokrouhlický, 2013))

Планета	Меркурий	Венера	Земля	Марс
$N_{\text{Weth}}/N_{\text{direct}}$	0.68	1.00	1.08	0.67
$N_{\text{PV}}/N_{\text{direct}}$	0.91	1.00	1.06	1.08

большими полуосями орбит в диапазоне от 1.7 до 2.1 а. е.) с планетами для расчетов с помощью алгоритма из (Wetherill, 1967) и с помощью модификации этого алгоритма к числу столкновений, полученному при численном интегрировании. Данные табл. 4 показывают, что модифицированный алгоритм дает немного более точные значения вероятности столкновений, чем алгоритм из (Wetherill, 1967). Для Земли алгоритм из (Wetherill, 1967) завысил на 8% вероятность столкновения, а для Меркурия и Марса – занижил вероятность столкновения примерно в 1.5 раза. Большие отличия для Меркурия и Марса, возможно, связаны с большими эксцентриситетами и наклонениями орбит этих планет, для которых метод Эпика хуже работает. Результаты работ (Dones и др., 1999) и (Pokorný, Vokrouhlický, 2013) позволяют предположить, что полученные в (Bottke и др., 1994; Dvorak, Pilat-Lohinger, 1999) с помощью алгоритма, аналогичного алгоритму, рассмотренному в (Wetherill, 1967), оценки характерного времени столкновения ОПОЗ с Землей, близкие к 100 млн лет, (т.е. оценки вероятности столкновения одного ОПОЗ с Землей за год, близкие к 10^{-8}) вряд ли будут отличаться от оценок, полученных путем численного интегрирования, больше, чем на 1/3. В (Werner, Ivanov, 2015) рассматривалось $T_E \approx 300$ млн лет. Нам не удалось понять, почему (Bottke и др., 1994; Dvorak, Pilat-Lohinger, 1999) и (Werner, Ivanov, 2015), ссылаясь на один и тот же алгоритм (Wetherill, 1967), получили значения T_E , отличающиеся почти в 3 раза. Рассмотрение различного набора ОПОЗ вряд ли могло привести к столь большим различиям.

В отличие от упоминавшихся выше работ, использовавших некоторые формулы при оценках вероятностей столкновений тел с планетами, при оценках вероятностей столкновений ОСЗ с Землей Емельяненко и Нароенков (2015) использовали результаты численного интегрирования эволюции орбит известных ОСЗ на интервале, равном 600 годам. Вычислялось число сближений ОСЗ с Землей до 0.05 а. е. и относительные скорости при таких сближениях. В (Емельяненко, Нароенков, 2015) частота столкновений с Землей

объектов ярче 18 звездной величины H была получена равной 0.53 млн лет. При современной оценке числа 1 км ОСЗ, равной 920, и отношении числа ОСЗ к числу ОПОЗ, равном 1.72, частота, равная 0.53 млн лет, соответствует $T_E = 283$ млн лет. По нашему мнению, результаты расчетов, приведенные в (Емельяненко, Нароенков, 2015), не исключают возможности меньших значений T_E (и больших значений p_E), если рассматривать вероятность столкновений 1 км ОСЗ с Землей на интервалах времени, гораздо больших 600 лет. По нашему мнению, распределение 1 км ОСЗ по их орбитам за миллионы лет могло быть близко к распределению большого числа небольших объектов за сотни лет, и большой вклад в общую вероятность столкновений ОСЗ с Землей (или с Луной) могло вносить небольшое число ОСЗ в те интервалы времени, когда они двигались по орбитам, характеризующимся относительно большими вероятностями столкновений с Землей (или Луной), например, по орбитам, почти лежавшим в плоскости эклиптики.

Для объектов с $H < 27$ в (Емельяненко, Нароенков, 2015) коэффициент учета гравитационной фокусировки из-за гравитационного поля Земли (по сравнению с отсутствием этого учета) был в $240/130 = 1.846$ раза больше, чем для объектов с $H < 18$, из-за возможности сближений ОСЗ с Землей с меньшими скоростями. При такой гравитационной фокусировке для 1 км ОПОЗ вместо 283 млн лет T_E равнялось бы $283/1.846 = 150$ млн лет. Если рассматривать интервал времени, равный не 600 годам, а сотням миллионов лет, то можно допустить, что в распределении по скоростям сближений 1-км ОПОЗ с Землей появятся также небольшие относительные скорости, как и в случае большей статистики сближений меньших ОСЗ с Землей за 600 лет. Хотя отличие в гравитационной фокусировке при рассмотрении больших интервалов времени для 1-км ОСЗ может быть меньше, чем для сравнения с объектами с $H < 27$, так как объекты с $H < 27$ легче открыть в случае медленного движения. При учете гравитационной фокусировки для расстояний от Земли, не превышающих нескольких радиусов Земли, в (Емельяненко, Нароенков, 2015), как и во многих других работах, использовалась формула для гиперболического движения тел около Земли. При небольших относительных скоростях относительное движение может происходить не по гиперболе, а по сложной траектории, и тело может даже совершать несколько оборотов вокруг планеты. Не исключено, что вероятность столкновения при небольших относительных скоростях может быть больше, чем при представлении траектории этого относительного движения гиперболой. Большая статистика столкновений может существенно уменьшать характерное время T_E до

столкновений тел с планетами. При этом важно увеличение доли сближений ОСЗ с Землей или Луной с небольшими относительными скоростями, а не изменение среднего значения этих скоростей. При одинаковых значениях средних скоростей сближений среднее значение коэффициента учета гравитационной фокусировки может быть больше, если будут меньше минимальные скорости сближений или/и будет больше доля тел с минимальными скоростями сближений. Кроме того, значения T_E могут быть меньше, если будут меньше наклонения гелиоцентрических орбит ОСЗ.

Как отмечалось в работах (Ipatov, Mather, 2003; 2004a, 2004b; 2006; Ipatov, 2019), основной вклад в значение вероятности столкновений тел с Землей за динамические времена жизни тел может вносить небольшая доля рассматриваемых мигрирующих тел, и вклад одного тела в общую вероятность столкновений тел с Землей может быть даже больше, чем сотен или тысяч других тел с близкими начальными орбитами. Например, в (Ipatov, 2019) вероятности p_E столкновений планетезималей из зоны питания Юпитера и Сатурна с Землей за динамические времена жизни планетезималей могли отличаться в десятки раз для различных групп по 250 планетезималей с близкими начальными орбитами. Чем меньше рассматриваемый интервал времени, тем больше может быть относительный вклад в p_E небольшого числа тел. Выше отмечалось, что по данным Емельяненко и Нароенкова (2015) коэффициент гравитационной фокусировки для объектов с $H < 27$ был в 1.846 раза больше, чем с $H < 18$. При этом считалось, что меньшие ОСЗ имеют те же динамические характеристики, что и объекты с $H < 18$. По нашему мнению, гораздо больший (чем увеличение коэффициента гравитационной фокусировки) вклад в возможность увеличения вероятностей столкновений 1-км околоземных объектов с Землей (или Луной) при рассмотрении интервала в миллионы лет по сравнению с оценками вероятности за сотни лет могли внести возможности перехода отдельных ОПОЗ на такие орбиты, при которых вероятность столкновения с Землей (или Луной) была больше, чем суммарная вероятность для сотен других ОПОЗ.

В (Емельяненко, Нароенков, 2015) при расчетах для ОСЗ с $H < 27$ средняя скорость сближения с Землей до 0.05 а. е. была около 8 км/с (при этом отмечалось, что это наблюдаемое значение подвержено значительным эффектам наблюдательной селекции). Для параболической траектории такая средняя скорость соответствует скорости столкновения с Землей около 13.8 км/с. Drolshagen и др. (2020) отмечали, что пик скоростей столкновений с Землей в различных цитируемых ими работах приходился примерно на 13–15 км/с, а скорости метеороидов, входящих в земную атмосферу, мо-

гут меняться от 11 до 73 км/с, и даже наблюдались метеороиды со скоростями 9.8 и 10.9 км/с. Так как параболическая скорость на поверхности Земли равна 11.2 км/с, то это значит, что отдельные метеороиды приближаются к сфере действия Земли с почти нулевой скоростью.

Скорость, равная 13.8 км/с, меньше рассматриваемой нами выше скорости столкновения, равной 19 км/с, соответствующей в наших расчетах 15 км кратерам для 1 км ударников. Для 1 км ударника скорость, равная 13.8 км/с, соответствует диаметру лунного кратера, равному 13 км. В табл. 1 для всей поверхности Луны приведены всего два кратера с диаметром более 12 и менее 15 км. В табл. 2 четыре кратера на морях имеют диаметры между 12 и 17 км. Поэтому число кратеров с диаметрами $D \geq 13$ км не сильно отличается от числа кратеров с $D \geq 15$ км. Средние размеры кратеров зависят не только от средних значений скоростей столкновений, но и от распределения ударников по скоростям.

Отношение p_{EM} вероятностей столкновений ОСЗ с Землей к вероятностям их столкновений с Луной считается равным примерно 22 (Le Feuvre, Wiczorek, 2011). Близкие оценки p_{EM} получены в (Ипатов, 2019).

СРАВНЕНИЕ ЧИСЛА НАБЛЮДАЕМЫХ ЛУННЫХ КРАТЕРОВ С ИХ РАСЧЕТНЫМ ЧИСЛОМ, ПОЛУЧЕННЫМ НА ОСНОВЕ ЧИСЛА ОБЪЕКТОВ, СБЛИЖАЮЩИХСЯ С ЗЕМЛЕЙ, И ВЕРОЯТНОСТЕЙ ИХ СТОЛКНОВЕНИЙ С ЛУНОЙ

Оценки числа кратеров на основе данных об объектах, сближающихся с Землей

Число выпадений ОСЗ с диаметром $d > 1$ км на рассматриваемую лунную область в течение времени T можно оценить с помощью формулы

$$N_{est} = N_{lav} r_{reg} T / (T_E p_{EM} k_{ECO}), \quad (6)$$

где N_{lav} – среднее значение числа ОСЗ с диаметром $d > 1$ км за время T , k_{ECO} – доля ОПОЗ среди ОСЗ, p_{EM} – отношение вероятностей столкновений ОПОЗ с Землей и Луной, $p_E = 1/T_E$ – вероятность столкновения ОПОЗ с Землей за 1 год, r_{reg} – отношение площади рассматриваемой области к площади поверхности Луны. Формула (6) получена для модели, в которой число ОПОЗ и вероятности их столкновений с Луной постоянны в течение рассматриваемого интервала времени T . Для $N_{lav} = N_1 = 920$, $k_{ECO} = 1.72$, $T = 1100$ млн лет, $T_E = 100$ млн лет и $p_{EM} = 22$, получаем $N_{est} = N_{est-sea} = 920 \times 0.155 \times 1.1 / (0.1 \times 22 \times 1.72) \approx 41.45$ при $r_{reg} = 0.155$ и $N_{est} = N_{est-ful} \approx 267$ при $r_{reg} = 1$. При таких данных число 1-км ОПОЗ считается равным $920/1.72 = 535$. Аналогично при $T_E \approx 300$ млн лет имеем $N_{est-ful} \approx 89$ и $N_{est-sea} = 14$. $T_E \approx 300$ млн лет со-

ответствует приведенной в (Werner, Ivanov, 2015) вероятности выпадения на Землю за 1 год ОПОЗ с $H < 18$, равной $(3-4) \times 10^{-9}$. Если мы рассмотрим $T_E = 67$ млн лет, то $N_{est-ful} \approx 398.5$ и $N_{est-sea} \approx 61.9$.

Число коперниканских кратеров на морях и материках

Если исходить из данных (Mazrouei и др., 2019) и (Losiak и др., 2015), относящихся ко всей поверхности Луны, то оценки числа N_{obs} кратеров с диаметром, не меньшим 15 км, и с возрастом не более 1.1 млрд лет равняются 44 и 53, т.е. меньше 267 (оценки $N_{est-ful}$ при $T_E = 100$ млн лет) в 6 и 5 раз, соответственно. При $T_E = 300$ млн лет $N_{est-ful}$ превысит N_{obs} примерно в два раза. Отличие между N_{obs} и $N_{est-ful}$ меньше, если рассматривать оценки числа кратеров при предположении, что число кратеров на единице площади такое же, как в области Океана Бурь и других морей видимой стороны Луны. Такие оценки числа кратеров с диаметром не более 15 и 18 км и с возрастом не более 1.1 млрд лет соответствуют значениям N_{reg15}/r_{reg} и N_{reg18}/r_{reg} в табл. 3. Значения N_{reg15}/r_{reg} и N_{reg18}/r_{reg} , полученные на основании анализа кратеров из области Океана Бурь и других морей видимой стороны Луны, рассмотренных в работе (Mazrouei и др., 2019a), не превышают 77. Эти значения меньше 267 (оценки $N_{est-ful}$ при $T_E = 100$ млн лет), 398.5 (при $T_E = 67$ млн лет) и 89 (при $T_E = 300$ млн лет), по крайней мере в 3.5, 5.2 и 1.16 раз соответственно. По данным (Losiak и др., 2015) 53 лунных кратера с диаметром не менее 15 км относятся к коперниканскому периоду, причем 29 (более половины) из них расположены в области морей видимой стороны Луны. При одинаковом числе кратеров на единице поверхности эти 29 кратеров из области морей соответствуют 187 кратерам для всей поверхности Луны. Даже эта максимальная оценка (187) числа кратеров меньше 267 (оценки $N_{est-ful}$ при $T_E = 100$ млн лет) и 398.5 (при $T_E = 67$ млн лет) в 1.4 и 2.1 раза, соответственно, но больше 89 (при $T_E = 300$ млн лет) в 2.1 раза.

Как отмечалось выше, число коперниканских кратеров на единице площади на морях больше, чем на материках. Возможно, это отличие частично связано с неточностью определения возраста кратеров, особенно вне лунных морей, и общее число коперниканских кратеров на всей поверхности Луны больше, чем по оценкам (Mazrouei и др., 2019a) и (Losiak и др., 2015). Так как отличия в числе кратеров на единице площади на морях и материках получены различными авторами, то какое-то отличие для морей и материков может быть и в действительности. Например, отличия в процессах образования (большой диаметр переходного кратера) и модификации кратеров на морях и материках (большее “уширение” коллапси-

рующих кратеров на морях за 1 млрд лет) могут быть обусловлены отличиями в характеристиках подстилающей поверхности, на которой образуются кратеры. Лунные моря представляют собой низменности с ровным дном, залитые затвердевшей лавой. Моря покрыты вулканическими породами — базальтами.

Различное “уширение” коллапсирующих кратеров на морях и материках может характеризоваться меньшей глубиной кратеров на морях. По формулам из (Kalynn и др., 2013) для $D = 15$ км получаем значения глубины “свежих” кратеров равными 2.26 и 3.1 км для морей и материков соответственно. По данным табл. 1 глубины кратеров с диаметром близким к 15 км и с возрастом до 1.1 млрд лет находятся в диапазоне 2.2–3 км для морей и в диапазоне 2–2.4 км для материков. В табл. 2 диапазоны глубин таких кратеров для морей находятся в диапазоне 2.2–2.5 км. То есть по данным табл. 1 и 2 для диаметров кратеров, близких к 15 км, не видно резкого различия в глубинах коперниканских кратеров для морей и материков. В отличие от (Kalynn и др., 2013) в табл. 1 и 2 приведены данные для коперниканских кратеров. В (Kalynn и др., 2013) среди кратеров с возрастом до 3.2 млрд лет были отобраны 111 кратеров с диаметрами от 15 до 167 км, строение которых удовлетворяло хотя бы одному из четырех критериев, предложенных авторами: (1) ударный расплав на дне кратера и фации выброса, (2) четко выраженный вал кратера, (3) четко выраженные дефекты на стенках кратера и/или (4) лучи в покрытии выброса. Kalynn и др. (2013) полагали, что их критерии позволяют отбирать наиболее “свежие” кратеры.

В настоящей работе на основании наших расчетов мы не анализируем распределение всех лунных кратеров по диаметрам (не анализируем всю кривую Нойкума), а рассматриваем только число коперниканских лунных кратеров с диаметром, большим 15 км. Для других размеров и возрастов кратеров отношение числа наблюдаемых кратеров к оценке числа кратеров, основанной на современном числе ОПОЗ и вероятностях их столкновений с Луной, может отличаться от отношения, рассматриваемого в настоящей работе.

Оценки точности определения числа кратеров для рассматриваемой модели

Основные неточности в определении числа кратеров с помощью формул (5) и (6) связаны с неточностью вычисления вероятности столкновений объектов, сближающихся с Землей, с Луной. Выше отмечается, что одни авторы принимают значение вероятности p_E столкновения одного ОПОЗ с Землей за год близким к $(2-4) \times 10^{-9}$, а другие авторы считают значение p_E близким к

10^{-8} (с отличием от этого значения в ту или иную сторону до 1.5 раз). Соответственно разные авторы рассматривали значения $T_E = 1/p_E$, близкие к 300 млн лет или к 100 млн лет. Большие оценки p_E , по нашему мнению, могут иметь место при рассмотрении больших интервалов времени. Оба этих значения T_E используются ниже при сравнении модельных расчетов с данными о возрастах лунных кратеров. Возможно, что реальные значения T_E и p_E находятся в интервале между приведенными выше значениями. Некоторые приведенные ниже выводы справедливы при обоих значениях T_E . Даже при фиксированном числе околоземных объектов, значения T_E могли меняться со временем вследствие изменения распределения элементов орбит околоземных объектов.

По нашему мнению, остальные неточности, связанные с определением числа кратеров с помощью формул (5) и (6), значительно меньше, чем неопределенности определения T_E . Ошибки в определении используемой нами зависимости диаметра кратера от диаметра ударника, возможно, не превышали 5–10%. В зависимости от альbedo диаметры ОСЗ, имеющие абсолютную звездную величину H , равную 17.75, могут отличаться в несколько раз. Оценки числа современных ОСЗ с диаметром, не меньшим 1 км, были сделаны для среднего альbedo, равного 0.14. В (Астероидно-кометная опасность, 2010, с. 68) отмечается, что минимальные и максимальные значения альbedo для отдельных астероидов могут отличаться от среднего значения примерно в пять раз. При этом предельные значения диаметров могут отличаться от номинального значения, соответствующего среднему значению альbedo, примерно в 2.25 раза.

Для обломков катастрофического разрушения астероида масса тел с $H = 17.75$ в зависимости от класса (S- или C-класса) может меняться в четыре раза, а диаметр кратера по формуле (5) для скорости 20 км/с при $H = 17.75$ составляет от ~15 до ~18 км. При наклоне кривой Нойкума порядка -1.25 при $D \sim 16-18$ км число кратеров будет меняться на ~25%. Число кратеров с диаметрами, большими 15 км и большими 18 км, по данным табл. 3 отличается не более, чем в 1.4 раза. Если учесть разброс плотностей, то разница будет еще больше и может достигать 1.5, если бы все кратеры, образовались при нескольких катастрофических столкновениях только тел определенного класса, так как плотность и размер нескольких “материнских” тел могут отличаться от средних значений. В наших оценках значения N_{est} аналогичный коэффициент неопределенности может быть меньше, так как оценки N_{est} проводились для интервала времени, равного 1.1 млрд лет, в течение которого произошли столкновения достаточно большого числа астероидов, имевших различный

состав. Трудно допустить, что современный средний состав ОПОЗ кардинально отличается от среднего состава ОПОЗ за последний 1 млрд лет.

В зависимости от того, какой вклад в ОСЗ вносили разрушившиеся родительские астероиды различного состава, распределение ОСЗ по альбедо могло меняться. Если в течение последнего миллиарда лет среди ОСЗ были преимущественно объекты с альбедо, большим 0.14, то при современном числе ОСЗ с H , меньшим 17.75, число кратеров с диаметром $D > 15$ км было бы немного меньше, чем по нашим оценкам. Однако заметное влияние вариации характерного альбедо и класса ОСЗ на оценки числа кратеров имели бы только при рассмотрении временного интервала гораздо меньшего миллиарда лет. Для более аккуратных оценок числа образовавшихся кратеров лучше использовать не средние значения скоростей столкновений, а распределение по скоростям столкновений. Однако из-за неточности определения T_E в нашей работе такой учет не позволит улучшить общие оценки.

Для всей поверхности Луны отношение N_{est}/N_{obs} числа N_{est} образующихся за 1.1 млрд лет лунных кратеров с $D > 15$ км к числу аналогичных кратеров, полученному по данным работ (Losiak и др., 2015; Mazrouei и др., 2019a), близко к 5–6 при $T_E = 100$ млн лет и к 2 при $T_E = 300$ млн лет. Поэтому, несмотря на различные перечисленные выше неточности в определении числа кратеров для рассматриваемой модели можно утверждать, что отношение N_{est}/N_{obs} , скорее всего, не меньше 2. Такая возможность была допущена в (Ipatov и др., 2020) при рассмотрении кратеров 1-й степени сохранности из Морфологического каталога ГАИШ. По “новой хронологии” (Mazrouei и др., 2019a) число кратеров, отнесенных к коперниковскому периоду, уменьшилось примерно в два раза по сравнению с (Werner, Ivanov, 2015). Если признать, что число коперниканских кратеров возрастом < 1 млрд лет в новой хронологии верно, то это означает, что в “стандартной” хронологии Нойкума темп кратерообразования нужно уменьшить в примерно два раза.

Возможность увеличения темпа кратерообразования за последние 290 млн лет

Основной результат статьи (Mazrouei и др., 2019a) состоит в том, что число столкновений околоземных астероидов с Луной за единицу времени увеличилось в 2.6 раза 290 млн лет назад. Для модели, в которой вероятность столкновения ОСЗ с Луной равнялась современному значению за последние 290 млн лет, а до этого в течение 810 млн лет была в 2.6 раза меньше современного значения, число образовавшихся кратеров составило бы 0.6 (было бы в 1.7 раз меньше) от оценки,

полученной на основании современного числа ОСЗ. Если число кратеров на единице площади такое же, как по данным (Losiak и др., 2015) или (Mazrouei и др., 2019a) для морей, то число образовавшихся за 1 млрд лет 15 км кратеров, в 1.7 раз меньше современного числа кратеров, соответствует $T_E = 100 \times (267/187)/1.7 = 82$ млн лет или $T_E = 100 \times (267/77)/1.7 = 200$ млн лет для данных этих работ. Если число кратеров на единице площади такое же, как по данным (Mazrouei и др., 2019a) и (Losiak и др., 2015) для всей поверхности Луны, то число образовавшихся за 1 млрд лет кратеров, в 1.7 раз меньше современного числа кратеров, соответствует $T_E = 100 \times (267/44)/1.7 = 357$ млн лет (для Mazrouei и др., 2019a) и $T_E = 100 \times (267/53)/1.7 = 296$ млн лет (Losiak и др., 2015). Последние оценки близки к $T_E = 300$ млн лет (примерно такое значение рассматривалось в (Werner, Ivanov, 2015; Емельяненко, Нароенков, 2015)). Таким образом, при $T_E \leq 300$ млн лет все рассмотренные выше оценки N_{est} и N_{obs} допускают рост вероятности столкновения с Луной в 2.6 раза 290 млн лет назад. С этим выводом работы (Mazrouei и др., 2019a) наши оценки при $T_E \leq 100$ млн лет лучше согласуются, если считать, что число кратеров на единице поверхности всей Луны такое же, как для кратеров, расположенных в районе Океана Бурь и морей видимой стороны Луны. Поэтому можно предположить, что число кратеров на единице площади для всей поверхности Луны могло быть примерно таким же, как и для упомянутой выше области, т.е. могло быть больше оценок этого числа, полученных на основании данных (Losiak и др., 2015; Mazrouei и др., 2019a) для всей поверхности Луны.

Результаты сравнения моделей формирования кратеров с оценками возраста кратеров не только допускают возможность роста числа столкновений околоземных астероидов с Луной за единицу времени в 2.6 раза 290 млн лет назад, но и не противоречат росту числа столкновений и за другой промежуток времени (не обязательно 290 млн лет). Хотя наши оценки не противоречат выводу работы (Mazrouei и др., 2019a) о том, что число столкновений околоземных астероидов с Луной за единицу времени возросло в 2.6 раза 290 млн лет назад, однако они и не доказывают этот вывод, так как они допускают, что реальное число образовывавшихся за единицу времени лунных кратеров коперниковского периода могло быть в несколько раз больше, чем по оценкам (Mazrouei и др., 2019a), на всем промежутке времени, равном 1.1 млрд лет. Рост числа столкновений околоземных астероидов с Луной за единицу времени в 2.6 раза 290 млн лет назад в работе (Mazrouei и др., 2019a) объясняется возможными катастрофическими разрушениями больших астероидов глав-

ного пояса, которые могли произойти в течение последних 300 млн лет.

Согласно (Bottke и др., 2007), недавнее катастрофическое разрушение большого астероида главного пояса 160 млн лет назад могло увеличить современное число ОСЗ с диаметром $d > 1$ км по сравнению со средним значением числа ОСЗ с диаметром $d > 1$ км, полученным для интервала в 1 млрд лет. Наши оценки не противоречат этому утверждению, так как согласно этим оценкам число N_{obs} наблюдаемых кратеров меньше числа N_{est} кратеров, полученного на основании современного числа ОСЗ. Однако большинство тел, образовавшихся при разрушении астероида 160 млн лет назад, возможно уже не находятся на орбитах ОСЗ. За это время они или приобрели гиперболические орбиты, или остались в астероидном поясе, или столкнулись с другими небесными телами.

Gladman и др. (2000) получили, что медианное время жизни ОСЗ составляет около 10 млн лет. В (Ипатов, 2019) медианное время динамической жизни тел с большими полуосями начальных орбит, не превышавшими 1.5 а. е., и начальными эксцентриситетами, равными 0.05 или 0.3, не превышало 20 млн лет. Поэтому, возможно, что разрушение астероида, вызвавшего современное увеличение (по сравнению со средним значением за последний миллиард лет) числа ОСЗ, произошло не 160 млн лет назад, как считалось в (Bottke и др., 2007), а сравнительно недавно. Для современного увеличения числа ОСЗ вследствие разрушения астероида, произошедшего 160 млн лет, нужно, чтобы большинство образовавшихся при таком разрушении осколков начали пересекать орбиту Земли через время, большее 100 млн лет после этого разрушения. Bottke и др. (2007) считали, что миграция осколков к резонансам 7 : 2 с Юпитером и 5 : 9 с Марсом происходила под влиянием эффекта Ярковского и YORP эффекта. Mazrouei и др. (2019a) также предполагали, что миграция осколков в резонансы, переводившие осколки к Земле, была медленной из-за негравитационных сил.

Nesvorný и др. (2002) считали, что семейство астероида (832) Karin образовалось 5.8 млн лет назад. Большая полуось, эксцентриситет и наклонение орбиты этого астероида равны 2.865 а. е., 0.08° и 1° , соответственно. Это семейство находится недалеко от резонанса 5 : 2 с Юпитером (2.82 а. е.). Многие тела, попавшие в резонанс 5 : 2 с Юпитером, относительно быстро (за время порядка 30 тыс. лет) увеличивают свои эксцентриситеты и достигают орбит Марса и Земли (Ипатов, 1988a; 1989; 1992; 2000; Ipatov, 1992; Morbidelli, Gladman, 1998). Zappala и др. (1998) оценивали время, за которое фрагменты астероидных семейств приобретали резонансные орбиты, от

0.3 млн лет для семейств Gelion, Dora и Koronis (резонанс 5 : 2) до 110 млн лет для семейства Eos (резонанс 9 : 4), а продолжительность “астероидного дождя”, вызванного фрагментами, оценивалась ими от 2 до 30 млн лет. По их оценкам, 90% тел покидали резонанс 5 : 2 с Юпитером за 5 млн лет, а резонанс 3 : 1 с Юпитером – за 10 млн лет. Migliorini и др. (1997) получили, что медианные времена жизни фрагментов семейства Весты (Vesta), которые приобрели орбиты, соответствующие резонансам v_6 и 3 : 1, равны 2 млн лет. В (Ipatov, Mather, 2004a) времена, в течение которых афелийные расстояния астероидов были меньше 4.2 а. е., не превышали 2 и 9 млн лет для астероидов, стартовавших из резонансов 5 : 2 и 3 : 1 с Юпитером, соответственно, а среднее время жизни объектов, пересекавших орбиту Юпитера, было около 0.1 млн лет. Milani и Farinella (1995) пришли к выводу о том, что тела, находящиеся извне резонанса 5 : 2 с Юпитером на расстоянии 0.001 а. е., могут быть захвачены в резонанс за несколько миллионов лет из-за хаотической диффузии. На основании приведенных выше в этом абзаце результатов, мы полагаем, что распад малого тела, увеличившего количество наблюдаемых ОСЗ, мог произойти не более 10–20 млн лет назад. Например, этот распад мог произойти около 6 млн лет назад при образовании семейства Karin. Приведенные выше оценки времени миграции тел из астероидного пояса к орбите Земли и времени жизни ОСЗ обычно не превышают 10–30 млн лет и существенно меньше 290 млн лет, рассматриваемых в (Mazrouei и др., 2019a).

Vokrouhlický и др. (2017) полагали, что около 1 млрд лет назад образовалось семейство астероидов Веста, и пик притока осколков к Земле был в течение первых 100–300 млн лет после образования семейства. Однако в этом случае современный приток в ОСЗ имел бы совсем другие источники. Для такой модели (Vokrouhlický и др., 2017) пик образования кратеров на Луне был бы не в последние 290 млн лет, как в (Mazrouei и др., 2019a), а гораздо раньше. Для согласования с результатами (Mazrouei и др., 2019a) нужно, чтобы увеличение притока осколков к Луне было в течение последних 290 млн лет, а не за более короткий интервал времени.

Если произошло столкновение астероидов с плотностью, большей средней плотности астероидов, то какое-то время после столкновения образовавшиеся осколки вызывали образование на Луне кратеров большего размера, чем обычно. Однако нам кажется маловероятным, что одно столкновение астероидов породило столь продолжительное (300 млн лет) увеличение числа новых лунных кратеров. Трудно объяснить также причину, почему за последние 300 млн лет среднее число взаимных столкновений астероидов главного пояса увеличилось более чем в два раза

по сравнению со значениями среднего числа за предыдущие 700 млн лет. Может быть, современные оценки возраста кратеров, особенно вне морей, нуждаются в корректировке? Как отмечалось во введении, из рис. 1 видно, что данные (Losiak и др., 2015) занижают число кратеров с диаметром, меньшим 30 км. Однако для всей поверхности Луны, и особенно для морей, данные (Mazrouei и др., 2019a) дают еще меньшее число кратеров с диаметром, равным 15 км, чем данные (Losiak и др., 2015).

“Всплеск” бомбардировки соответствует более высокой кривой Нойкума. Кроме того, в зависимости от состава, масс и орбит астероидов, вызвавших этот всплеск, может со временем немного меняться форма этой кривой. Это связано с распределением осколков по массам и составу при различных столкновениях, а эта кривая также зависит от того, за какое время осколки достигают орбит ОСЗ. Осколки, рожденные в различных областях астероидного пояса, могут иметь различное распределение по элементам орбит, когда они станут ОСЗ. Это распределение может немного влиять на вероятность и скорость столкновения ОСЗ с Луной.

Из рис. 1 видно, что наши оценки числа коперниканских кратеров с диаметром, не меньшим 15 км, на единице площади при $T_E = 100$ млн лет находятся в неплохом соответствии с кривой, которая была бы продолжением кривой для данных (Losiak и др., 2015) для области морей, если эту кривую продолжить от значений при $D > 30$ км к меньшим значениям D параллельно кривой (Werner, Ivanov, 2015). То есть наши оценки при $T_E = 100$ млн лет соответствуют модели, в которой число коперниканских кратеров на единице площади для всей поверхности Луны было бы таким же, как и для области морей, если бы данные (Losiak и др., 2015) для $D < 30$ км были бы такими же полными, как и для $D > 30$ км. Для такой модели темп кратерообразования за последний 1.1 млрд лет мог быть постоянным, чтобы удовлетворить нашим расчетам кратерообразования при $T_E = 100$ млн лет. В этом случае не нужно придумывать объяснения, почему за последние 290 млн лет темп кратерообразования был больше, чем за предыдущие 800 млн лет.

Как отмечалось выше в разделе “вероятности столкновений объектов, сближающихся с Землей, с Луной”, если поднять вверх кривую зависимости числа столкновений за год с Землей тел с абсолютной яркостью, меньшей H , от H , приведенную на рис. 26 из работы (Granvik и др., 2018), в соответствии с вероятностью p_E столкновения ОПОЗ с диаметром не менее 1 км с Землей за год, близкой к 10^{-8} (т.е. при $T_E = 100$ млн лет), то полученная кривая будет гораздо лучше согласовываться с современными данными о вероятностях выпадений болидов, взятыми из (Brown и др.,

2013), и с ожидаемой частотой выпадений на Землю объектов типа Тунгусского явления, чем кривая, приведенная на этом рисунке.

ВЫВОДЫ

Проведено сравнение количества лунных кратеров с диаметром, большим 15 км, и возрастом, не превышающим 1.1 млрд лет, с оценками числа кратеров, которые могли образоваться за 1.1 млрд лет, если бы число околоземных объектов с диаметром, большим 1 км, и элементы их орбит за это время были близки к их современным значениям. Сравнение проводилось для кратеров на всей поверхности Луны и для области в районе Океана Бурь (Oceanus Procellarum) и морей видимой стороны Луны. При этих оценках использовались значения вероятностей столкновений околоземных объектов с Луной и зависимости диаметров кратеров от диаметров ударников, породивших эти кратеры.

Отмечено, что число известных коперниканских кратеров с диаметром $D \geq 15$ км на единице площади на морях по оценкам различных авторов не менее, чем в двое, превышает аналогичное число для остальной поверхности Луны.

Наши оценки не противоречат увеличению числа околоземных объектов после возможных катастрофических разрушений больших астероидов главного пояса, которые могли произойти в течение последних 300 млн лет, но и не доказывают это увеличение. В частности, они не противоречат выводу работы (Mazrouei и др., 2019a) о том, что число столкновений околоземных астероидов с Луной за единицу времени возросло в 2.6 раза 290 млн лет назад.

Число коперниканских лунных кратеров с диаметром, не меньшим 15 км, возможно больше, чем по данным (Mazrouei и др., 2019a).

При вероятности столкновения с Землей за год объекта, пересекающего орбиту Земли, (ОПОЗ) равной 10^{-8} (такая вероятность могла иметь место при рассмотрении больших интервалов времени), наши оценки числа кратеров соответствуют модели, в которой число 15-км коперниканских кратеров на единице площади для всей поверхности Луны было бы таким же, как и для области морей, если бы данные (Losiak и др., 2015) для $D < 30$ км были бы такими же полными, как и для $D > 30$ км. При такой вероятности столкновения ОПОЗ с Землей и для такой модели темп кратерообразования за последний 1.1 млрд лет мог быть постоянным.

Авторы выражают глубокую признательность рецензентам за весьма полезные многочисленные замечания, способствовавшие значительно улучшению статьи.

Работа выполнена в рамках госзаданий ГЕОХИ им. В.И. Вернадского РАН, ГАИШ МГУ и ИДГ РАН. Исследования вероятностей столкновений астероидов с Землей были поддержаны Грантом Минобрнауки по экзопланетам.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Астероидно-кометная опасность: вчера, сегодня, завтра / Ред. Шустов Б.М., Рыхлова Л.В. М.: Физматлит, 2010. 384 с.
- Емельяненко В.В., Нароенков С.А. Динамические особенности опасных околоземных объектов // Астрофизический бюллетень. 2015. Т. 70. № 3. С. 361–368.
- Ипатов С.И. Эволюция резонансных орбит астероидного типа и проблема существования люков // Кинематика и физика небесных тел. 1988а. Т. 4. № 4. С. 47–54.
- Ипатов С.И. Времена эволюции дисков планетезималей // Астрон. журн. 1988б. Т. 65. № 5. С. 1075–1085.
- Ипатов С.И. Изменения эксцентриситетов орбит астероидного типа в окрестности резонанса 2 : 5 // Письма в Астрон. журн. 1989. Т. 15. № 8. С. 750–760.
- Ипатов С.И. Изменения элементов орбит астероидного типа при резонансе 2 : 5 // Астрон. вестн. 1992. Т. 26. № 6. С. 26–53. (*Ipatov S.I.* Migration of bodies in the accretion of planets // *Sol. Syst. Res.* 1993. V. 27. № 1. P. 65–79).
- Ипатов С.И. Миграция тел в процессе аккумуляции планет // Астрон. вестн. 1993. Т. 27. № 1. С. 83–101. (*Ipatov S.I.* Migration of bodies in the accretion of planets // *Sol. Syst. Res.* 1993. V. 27. № 1. P. 65–79).
- Ипатов С.И. Миграция малых тел к Земле // Астрон. вестн. 1995. Т. 29. № 4. С. 304–330. (*Ipatov S.I.* Migration of small bodies to the Earth // *Sol. Syst. Res.* 1995. V. 29. № 4. P. 261–286).
- Ипатов С.И. Миграция небесных тел в Солнечной системе. Изд-во УРСС. 2000. 320 с. http://www.rfbr.ru/rffi/ru/books/o_29239, <http://booksee.org/book/1472075>
- Ипатов С.И. Вероятности столкновений планетезималей из различных областей зоны питания планет земной группы с формирующимися планетами и Луной // Астрон. вестн. 2019. Т. 53. № 5. С. 349–379. (*Ipatov S.I.* Probabilities of collisions of planetesimals from different regions of the feeding zone of the terrestrial planets with the forming planets and the Moon // *Sol. Syst. Res.* 2019. V. 53. № 5. P. 332–361).
- Короновский Н.В. Общая геология: учебное пособие, электронное издание сетевого распространения. М.: “КДУ”, “Добросвет”, 2018. ISBN 978-5-7913-1025-5. <https://bookonlime.ru/lecture/glava-2-stroenie-i-sostav-zemli>
- Маров М.Я., Ипатов С.И. Доставка воды и летучих к планетам земной группы и к Луне // Астрон. вестн. 2018. Т. 52. № 5. С. 402–410. (*Marov M. Ya., Ipatov S.I.* Delivery of water and volatiles to the terrestrial planets and the Moon // *Sol. Syst. Res.* 2018. V. 52. № 5. P. 392–400).
- Родионова Ж.Ф., Карлов А.А., Скобелева Т.П., Конотопская Е.В., Шевченко В.В., Козубский К.Э., Дехтярева К.И., Смолякова Т.Ф., Тишик Л.И., Федорова Е.А. Морфологический каталог кратеров Луны. М.: Изд. МГУ, 1987. 173 с.
- Ударные кратеры на Луне и планетах / Ред. Садовский М.А. [авторы: Базилевский А.Т., Иванов Б.А., Флоренский К.П. и др.] М.: Наука, 1983. 200 с.
- Bottke W.F., Nolan M.C., Greenberg R., Kolvoord R.A. Collisional lifetimes and impact statistics of near-Earth asteroids // *Hazards due to comets and asteroids* / Ed. Gehrels T. Tucson and London: Univ. Arizona Press, 1994. P. 337–357.
- Bottke W.F., Love S.G., Tytell D., Glotch T. Interpreting the elliptical crater populations on Mars, Venus, and the Moon // *Icarus*. 2000. V. 145. P. 108–121.
- Bottke W.F., Love S.G., Tytell D., Glotch T. Interpreting the elliptical crater populations on Mars, Venus, and the Moon // *Icarus*. 2000. V. 145. P. 108–121.
- Bottke W., Vokrouhlicky D., Nesvorny D. An asteroid breakup 160 Myr ago as the probable source of the K/T impactor // *Nature*. 2007. V. 449. P. 48–53.
- Brown P., Spalding R.E., ReVelle D.O., Tagliaferri E., Worden S.P. The flux of small near-Earth objects colliding with the Earth // *Nature*. 2002. V. 420. P. 294–296.
- Brown P.G., Assink J.D., Astiz L., Blaauw R., Boslough M.B., Borovička J., Brachet N., Brown D., Campbell-Brown M., Ceranna L., Cooke W., de Groot-Hedlin C., Drob D.P., Edwards W., Evers L.G., Garces M., Gill J., Hedlin M., Kingery A., Laske G. A 500-kiloton airburst over Chelyabinsk and an enhanced hazard from small impactors // *Nature*. 2013. V. 503. Iss. 7475. P. 238–241.
- Carry B. Density of asteroids // *Planet. and Space Science*. 2012. V. 73. P. 98–118. <https://doi.org/10.1016/j.pss.2012.03.009>
- Collins G.S., Melosh H.J., Marcus R.A. Earth impact effects program: A Web-based computer program for calculating the regional environmental consequences of a meteoroid impact on Earth // *Meteorit. and Planet. Sci.* 2005. V. 40. P. 817–840.
- Croft S.K. The excavation stage of basin formation: A qualitative model // *Multiring Basins* / Eds Schultz P.H., Merrill R.B. N.Y.: Pergamon Press, 1981. P. 207–225.
- Croft S.K. The scaling of complex craters / *Proc. 15th Lunar and Planet. Sci. Conf.* // *J. Geophys. Res.* 1985. V. 90. Suppl. P. C828–C842.
- Davison T.M., Collins G.S., Elbeshausen D., Wunnemann K., Kearsley A. Numerical modeling of oblique hypervelocity impacts on strong ductile targets // *Meteorit. and Planet. Sci.* 2011. V. 46. № 10. P. 1510–1524.
- Dienes J.K., Walsh J.M. Theory of impact: Some general principles and the method of Eulerian codes // *High Velocity Impact Phenomena* / Ed. Kinslow R. N.Y.: Academic Press, 1970. P. 45–104.
- Dones L., Gladman B., Melosh H.J., Tonks W.B., Levison H.F., Duncan M. Dynamical lifetimes and final fates of small bodies: Orbit integrations vs Opik calculations // *Icarus*. 1999. V. 142. № 2. P. 509–524.
- Drolshagen E., Ott T., Koschny D., Drolshagen G., Dchmidt A.K., Poppe B. Velocity distribution of larger meteoroids and small asteroids impacting Earth // *Planet. and Space Sci.* 2020. V. 184. Id 104869. 10 p.
- Dvorak R., Pilat-Lohinger E. On the dynamical evolution of the Atens and the Apollos // *Planet. and Space Sci.* 1999. V. 47. P. 665–677.

- Elbeshausen D., Wünnemann K., Collins G.S.* Scaling of oblique impacts in frictional targets: Implications for crater size and formation mechanisms // *Icarus*. 2009. V. 204. P. 716–731.
- Elbeshausen D., Wünnemann K., Collins G.S.* The transition from circular to elliptical impact craters // *J. Geophys. Res.: Planets*. 2013. V. 118. P. 2295–2309.
- Gault D.E., Quaide W.L., Oberbeck V.R.* Impact cratering mechanics and structures // *Shock Metamorphism of Natural Materials* / Eds French B.M., Short N.M. Baltimore, MD: Mono Book Co., 1968. P. 87–99.
- Ghent R.R., Hayne P.O., Bandfield J.L., Campbell B.A., Allen C.C., Carter L.M., Paige D.A.* Constraints on the recent rate of lunar ejecta breakdown and implications for crater ages // *Geology*. 2014. V. 42. № 12. P. 1059–1062.
- Gilbert G.K.* The Moon's face: A study of the origin of its features // *Philosophical Society of Washington Bulletin VII*. 1893. P. 241–292.
- Gladman B., Michel P., Froeschlé C.* The near-Earth object population // *Icarus*. 2000. V. 146. № 1. P. 176–189.
- Granvik M., Morbidelli A., Jedicke R., Bolin B., Bottke W.F., Beshore E., Vokrouhlický D., Nesvorný D., Michel P.* Debaised orbit and absolute-magnitude distributions for near-Earth objects // *Icarus*. 2018. V. 312. P. 181–207.
- Harris A.W., D'Abramo G.* The population of near-Earth asteroids // *Icarus*. 2015. V. 257. P. 302–312.
- Hartmann W.K.* Inter-planet variations in scale of crater morphology – Earth, Mars, Moon // *Icarus*. 1972. V. 17. P. 707–713.
- Hergarten S., Wulf G., Kenkmann T.* Comment on “Earth and Moon impact flux increased at the end of the Paleozoic” // *Science*. 2019. V. 365. Iss. 6450. eaaw7471. <https://doi.org/10.1126/science.aaw7471>
- Holsapple K.A., Schmidt R.M.* On the scaling of crater dimensions. Pt. I. Explosive processes // *J. Geophys. Res.* 1980. V. 85. P. 7247–7256.
- Holsapple K.A., Schmidt R.M.* On the scaling of crater dimensions. Pt. II. Impact processes // *J. Geophys. Res.* 1982. V. 87. P. 1849–1870.
- Holsapple K.A., Schmidt R.M.* Point source solutions and coupling parameters in cratering mechanics // *J. Geophys. Res.* 1987. V. 92. P. 6350–6376.
- Ipatov S.I.* Evolution of asteroidal orbits at the 5:2 resonance // *Icarus*. 1992. V. 95. № 1. P. 100–114.
- Ipatov S.I.* Comet hazard to the Earth // *Adv. Space Res.* 2001. V. 28. P. 1107–1116.
- Ipatov S.I.* Migration of planetesimals to the Earth and the Moon from different distances from the Sun // 50th Lunar and Planet. Sci. Conf. 2019. #2594 (abstract).
- Ipatov S.I., Mather J.C.* Migration of trans-Neptunian objects to the terrestrial planets // *Earth, Moon, and Planets*. 2003. V. 92. P. 89–98. (<http://arXiv.org/format/astro-ph/0305519>)
- Ipatov S.I., Mather J.C.* Migration of Jupiter-family comets and resonant asteroids to near-Earth space // *Annals of the New York Academy of Sciences*. 2004a. V. 1017. P. 46–65. (<http://arXiv.org/format/astro-ph/0308448>)
- Ipatov S.I., Mather J.C.* Comet and asteroid hazard to the terrestrial planets // *Adv. Space Res.* 2004b. V. 33. P. 1524–1533. (<http://arXiv.org/format/astro-ph/0212177>).
- Ipatov S.I., Mather J.C.* Migration of comets to the terrestrial planets // *Proc. of the IAU Symp.* № 236 “Near-Earth Objects, Our Celestial Neighbors: Opportunity and Risk” (14–18 August 2006, Prague, Czech Republic) / Eds Milani A., Valsecchi G.B., Vokrouhlický D. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2007. P. 55–64. (<http://arXiv.org/format/astro-ph/0609721>).
- Ipatov S.I., Feoktistova E.A., Svetsov V.V.* Variation of near-Earth object population based on analysis of diameters of lunar craters // *The Ninth Moscow Solar System Symposium 9M-S3* (Space Research Institute, Moscow, Russia, October 8–12, 2018). 2018. <https://ms2018.cosmos.ru/>, 9MS3-PS-77. P. 349–351.
- Ipatov S.I., Feoktistova E.A., Svetsov V.V.* Near-Earth object population and formation of lunar craters during the last billion of years // *Proc. IAU Symp. No. 345 “Origins: from the Protosun to the First Steps of Life”* / Eds Elmegreen B.G., Tóth L.V., Gudel M. Proc. of the IAU Symp. S345. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2020. P. 299–300.
- Ivanov B.A., Artemieva N.A.* Transient cavity scaling for oblique impacts // 32nd Lunar and Planet. Sci. Conf. 2001. #1327.
- Ivanov B.A., Artemieva N.A.* Numerical modeling of the formation of large impact craters // *Catastrophic Events and Mass Extinctions: Impact and Beyond* / Eds Koeberl C., MacLeod K.G. Boulder, CO: Geological Society of America, Special Papers 356. 2002. P. 619–630.
- Ivanov B.A., Neukum G., Wagner R.* Size-frequency distributions of planetary impact craters and asteroids // *Collisional Processes in the Solar System* / Eds M.Ya. Marov, H. Rickman. Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 2001. P. 1–34.
- Kalynn J., Johnson C.L., Osinski G.R., Barnouin O.* Topographic characterization of lunar complex craters // *Geophys. Res. Lett.* 2013. V. 40. № 1. P. 38–42. <https://doi.org/10.1029/2012gl053608>
- Kirchoff M.R., Chapman C.R., Marchi S., Curtis K.M., Enke B., Bottke W.F.* Ages of large lunar impact craters and implications for bombardment during the Moon's middle age // *Icarus*. 2013. V. 225. P. 325–341. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2013.03.018>
- Kruger T., Fey J., Kenkmann T.* The simple-to-complex transition of lunar craters: New precise depth/diameter measurements of mare and highland craters // 46th Lunar and Planet. Sci. Conf. 2015. #2219.
- Kruger T., Hergarten S., Kenkmann T.* Deriving morphometric parameters and the simple-to-complex transition diameter from a high-resolution, global database of fresh lunar impact craters // *J. Geophys. Res.: Planets*. 2018. V. 123. P. 2667–2690.
- Le Feuvre M.L., Wieczorek M.A.* Nonuniform cratering of the Moon and a revised crater chronology of the inner Solar System // *Icarus*. 2011. V. 214. P. 1–20.
- Lammer H., Scherf M., Leitzinger M., Odert P., Kubyschkina D., Burger C., Johnstone C.P., Mairdl T., Güdel M., Tosi N., Erkaev N.V., Fossati L.* Atmospheric noble gas isotope and bulk K/U ratios as a constraint on the early evolution of Venus and Earth // *The Tenth Moscow Solar System Symposium 10M-S3* (Space Research Institute, Moscow, Russia, October 7–11, 2019). <https://ms2019.cosmos.ru/>, 2019. 10MS3-VN-03. P. 70–71.
- Losiak A., Kohout T., O'Sullivan K., Thaisen K., Weider S.* Lunar Impact Crater Database // *Lunar and Planet. Inst. Lunar exploration Intern Program*, 2009. Updated by Ohman T. 2011.

- Losiak A., Kohout T., O'Sullivan K., Thaisen K., Weider S.* Lunar Impact Crater Database // Lunar and Planet. Inst. Lunar exploration Intern Program, 2009. Updated by Ohman T. 2015. <https://www.lpi.usra.edu/scientific-databases/>, https://www.lpi.usra.edu/lunar/surface/Lunar_Impact_Crater_Database_v08Sep2015.xls
- Mazrouei S., Ghent R.R., Bottke W.F.* Application of a new method for exploring the Copernican cratering record // Proc. Early Solar System Impact Bombardment III. 2015. Abstract № 3032.
- Mazrouei S., Ghent, R.R., Bottke W.F., Parker A.H., Gernon T.M.* Earth and Moon impact flux increased at the end of the Paleozoic // Science. 2019a. V. 363. P. 253–255.
- Mazrouei S., Ghent R.R., Bottke W.F., Parker A.H., Gernon T.M.* Response to Comment on “Earth and Moon impact flux increased at the end of the Paleozoic” // Science. 2019b. V. 365. Iss. 6450. P. eaaw9895. <https://doi.org/10.1126/science.aaw9895>
- McEwen A.S., Moore J.M., Shoemaker E.M.* The Phanerozoic impact cratering rate: Evidence from the farside of the Moon // J. Geophys. Res.: Planets. 1997. V. 102. № E4. P. 9231–9242.
- Melosh H.J.* Impact cratering: A geologic process. N.Y.: Oxford University Press (Oxford Monographs on Geology and Geophysics, No. 11), 1989. 245 p.
- Melosh H.J., Ivanov B.A.* Impact crater collapse // Ann. Rev. Earth and Planet. Sci. 1999. V. 27. P. 385–415.
- Migliorini F., Morbidelli A., Zappala V., Gladman B.J., Bailey M.E., Cellino A.* Vesta fragments from v6 and 3 : 1 resonances: Implications for V-type NEAs and HED meteorites // Meteorit. and Planet. Sci. 1997. V. 32. № 6. P. 903–916.
- Milani A., Farinella P.* An asteroid on the brink // Icarus. 1995. V. 115. P. 209–212.
- Minton D.A., Richardson J.E., Fassett C.I.* Re-examing the main asteroid belt as the primary source of ancient lunar craters // Icarus. 2015. V. 247. P. 172–190.
- Morbidelli A., Gladman B.* Orbital and temporal distributions of meteorites originating in the asteroid belt // Meteorit. and Planet. Sci. 1998. V. 33. № 5. P. 999–1016.
- Morbidelli A., Delbo M., Granvik M., Bottke W.F., Jedicke R., B. Bolin, Michel P.* Debaised albedo distribution for Near Earth Objects // Icarus. 2020. V. 340. Id. 113631. 8 p.
- Nesvorný D., Bottke W.F., Jr., Dones L., Levison H.F.* The recent breakup of an asteroid in the main-belt region // Nature. 2002. V. 417. № 6890. P. 720–771.
- Neukum G., Ivanov B.A.* Crater size distributions and impact probabilities on Earth from lunar, terrestrial-planet, and asteroid cratering data // Hazards Due to Comets and Asteroids / Eds Gehrels T. Tucson, AZ: Univ. Arizona Press, 1994. P. 359–416.
- Neukum G., Koenig B.* Dating of individual craters // Proc. 7th Lunar Sci. Conf. 1976. P. 2867–2881.
- Neukum G., Koenig B., Arkani-Hamed J.* A study of lunar impact crater sizedistributions // Moon. 1975. V. 12. P. 201–229.
- Neukum G., Ivanov B.A., Hartmann W.K.* Cratering records in the inner solar system in relation to the lunar reference system // Chronology and Evolution of Mars / Eds Kallenbach R., Geiss J., Hartmann W.K. Dordrecht: Kluwer Acad. Press, 2001. P. 55–86.
- Opik E.J.* Collision probabilities with the planets and the distribution of interplanetary matter // Proc. R. Irish Acad. Sect. A. 1951. V. 54. P. 165–199.
- Pierazzo E., Melosh H.J.* Melt production in oblique impacts // Icarus. 2000. V. 145. P. 252–261.
- Pike R.J.*, Size-dependence in the shape of fresh impact craters on the moon // Impact and Explosion Cratering: Planetary and Terrestrial Implications / Eds D.J. Roddy, R.O. Pepin, R.B. Merrill. Tucson: Univ. Arizona Press, 1977. P. 489–509.
- Pokorny P., Vokrouhlicky D.* Opik-type collision probability for high-inclination orbits: Targets on eccentric orbits // Icarus. 2013. V. 226. P. 682–693.
- Roddy D.J., Pepin R.O., Merrill R.B.* Impact and explosion cratering. Planetary and terrestrial implications // Proc. of the symp. on planetary cratering mechanics (Flagstaff, Arizona, September 13–17, 1976). N.Y.: Pergamon Press, 1977. P. 1301.
- Schmidt R.M., Housen K.R.* Some recent advances in the scaling of impact and explosion cratering // Int. J. Impact Eng. 1987. V. 5. P. 543–560.
- Silber E.A., Osinski G.R., Johnson B.C., Grieve R.A.F.* Effect of impact velocity and acoustic fluidization on the simple-to-complex transition of lunar craters // J. Geophys. Res.: Planets. 2017. V. 122. № 5. P. 800–821. <https://doi.org/10.1002/2016je005236>
- Stuart J.S., Binzel R.P.* Bias-corrected population, size distribution, and impact hazard for the near-Earth objects // Icarus. 2004. V. 170. P. 295–311.
- Usui F., Kasuga T., Hasegawa S., Ishiguro M., Kuroda D., Mülller T.G., Ootsubo T., Matsuhara H.* Albedo properties of main belt asteroids based on the all-sky survey of the infrared astronomical satellite AKARI // Astrophys. J. 2013. V. 762. Article id. 56. 14 p. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/762/1/56>
- Vokrouhlický D., Pokorny P., Nesvorný D.* Opik-type collision probability for high-inclination orbits // Icarus. 2012. V. 219. P. 150–160.
- Vokrouhlický D., Bottke W.F., Nesvorný D.* Forming the Flora Family: Implications for the near-Earth asteroid population and large terrestrial planet impactors // Astron. J. 2017. V. 153. Iss. 4. Article id. 172. 23 p.
- Werner S.C., Ivanov B.A.* Exogenic dynamics, cratering, and surface ages // Treatise on Geophysics (Second Edition). 2015. V. 10. P. 327–365.
- Wetherill G.W.* Collisions in the asteroid belt // J. Geophys. Res. 1967. V. 72. P. 2429–2444.
- Wieczorek M.A., Neumann G.A., Nimmo F., Kiefer W.S., Taylor G.J., Melosh H.J., Phillips R.J., Solomon S.C., Andrews-Hanna J.C., Asmar S.W., Konopliv A.S., Lemoine F.G., Smith D.E., Watkins M.M., Williams J.G., Zuber M.T.* The crust of the Moon as seen by GRAIL // Science. 2013. V. 339. Iss. 6120. P. 671–675.
- Wilhelms D.E.* The geologic history of the Moon. U.S. Geological Survey Professional Paper. 1987. 1348. 302 p.
- Wilhelms D.E., Byrne C.J.* Stratigraphy of lunar craters, Image again online: <http://www.imageagain.com/Strata/StratigraphyCraters.2.0.htm>. 2009.
- Zappalà V., Cellino A., Gladman B.J., Manley S., Migliorini F.* Asteroid showers on Earth after family breakup events // Icarus. 1998. V. 134. № 1. P. 176–179.

УДК 523.42:551550.34.01

СОГЛАСОВАНИЕ МОДЕЛЕЙ ВНУТРЕННЕГО СТРОЕНИЯ И ТЕПЛОВОГО РЕЖИМА ЧАСТИЧНО ДИФФЕРЕНЦИРОВАННОГО ТИТАНА С ДАННЫМИ ГРАВИТАЦИОННОГО ПОЛЯ

© 2020 г. В. А. Кронрод^{а, *}, А. Н. Дунаева^а, Т. В. Гудкова^б, О. Л. Кусков^а

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

^бИнститут физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, Москва, Россия

*e-mail: va_kronrod@mail.ru

Поступила в редакцию 02.12.2019 г.

После доработки 26.01.2020 г.

Принята к публикации 13.02.2020 г.

Обсуждается проблема согласования моделей внутреннего строения частично дифференцированного Титана с экспериментально измеренными значениями числа Лява k_2 (Iess и др., 2012; Durante и др., 2019) по результатам изучения гравитационного поля Титана на основе пролетов космического аппарата Кассини. Полученные значения k_2 предположительно указывают на наличие больших масс жидкости (океана) в недрах Титана. Однако достоверные данные о толщине внешней ледяной коры и внутреннего (подледного) океана отсутствуют. В настоящей работе рассмотрены ограничения на тепловой поток, строение водно-ледяной оболочки и состав океана Титана, необходимые для согласования расчетных (модельных) и экспериментальных чисел Лява. Проведены оценки энерговыделения в результате кристаллизации льда в океане. Получены оценки модельных чисел Лява и максимальных поверхностных тепловых потоков для L/LL хондритового состава железокремниевой компоненты Титана с учетом радиогенной и приливной энергии, а также энергии кристаллизации льда в океане вследствие охлаждения спутника: $F \sim 5.8$ мВт/м², $k_2 = 0.53$, толщина ледяной I_h -коры $H_{I_h} \sim 100$ км, глубина океана $H_W \sim 280$ км. Модельные числа Лява k_2 согласуются с экспериментальными (Iess и др., 2012) при наличии океана. Для согласования модельных ($k_2 \geq 0.55$) и недавно уточненных значений чисел Лява ($k_2)_D = 0.616 \pm 0.067$ (Durante и др., 2019) необходимо выполнение ограничений на величину поверхностного теплового потока $F \geq 6.3$ мВт/м², что соответствует толщине водного океана $H_W \geq 310$ км под ледяной I_h -корой толщиной $H_{I_h} \leq 90$ км. Проведен анализ влияния вариаций теплового потока, мощности ледяной коры, плотности водно-аммиачного океана на модельные значения числа Лява и показано пренебрежимо малое влияние примеси NH₃ в океане на величину k_2 . Момент инерции для моделей частично дифференцированного Титана имеет ограничения: $I^* \leq 0.342$ при $k_2 \geq 0.56$.

Ключевые слова: Титан, внутреннее строение, тепловой поток, момент инерции, числа Лява, состав

DOI: 10.31857/S0320930X20050047

ВВЕДЕНИЕ

Согласно современным представлениям (Alibert, Mousis, 2007; Кусков и др., 2009; Макалкин, Дорофеева, 2014; Journaux и др., 2020), Титан, как и другие регулярные спутники планет-гигантов Солнечной системы, был сформирован в соответствии с общими закономерностями образования спутниковых систем в газопылевых околопланетных дисках. Осуществленные в последние десятилетия научно-исследовательские миссии к Юпитеру и Сатурну (“Галилео”, “Кассини-Гюйгенс”) позволили получить принципиально новую информацию о спутниковых системах этих планет. В частности, был впервые измерен безразмерный момент инерции Титана $I^* = 0.34190 \pm 0.001$ (Iess и др., 2010) и получены приливные числа Лява k_2 (Iess

и др., 2012). В недавней работе (Durante и др., 2019) на основании обработки новых гравитационных данных опубликовано значение $I^* \sim 0.341$. Значение момента инерции Титана $I^* = 0.341$ является промежуточным среди моментов инерции аналогичных космических объектов — ледяных спутников Юпитера Ганимеда ($I^* = 0.3105$) и Каллисто ($I^* = 0.3549$) (Anderson и др., 1996; 2001), что указывает на большую степень однородности Титана по сравнению с Ганимедом.

Особое место в физике Титана занимает проблема строения водно-ледяной оболочки (ВЛО) спутника — внутреннего (подледного) океана и расположенной над ним ледяной оболочки. Определение размеров, состава и физических свойств этой системы необходимо для понима-

ния теплового режима, истории происхождения и эволюции Титана. Основными параметрами, дающими ограничения на толщину ледяной коры и внутреннего океана Титана, а также на упругие и плотностные свойства его недр являются числа Лява k_2 , h_2 , характеризующие отклик спутника на приливное возмущение. В частности, число k_2 отражает изменение гравитационного потенциала спутника, связанное с приливным перераспределением масс в его недрах. Число h_2 характеризует высоту прилива упругого тела спутника. Числа Лява чувствительны к положению границы жидкость–твердое тело и поэтому используются для анализа моделей Титана с вероятным присутствием внутреннего океана.

В результате обработки данных гравитационного поля Титана, выполненных в ходе шести пролетов спутника аппаратом Кассини, были рассчитаны два значения числа Лява k_2 : 0.589 ± 0.075 и 0.637 ± 0.112 ($\pm 1\sigma$), в дальнейшем обозначенные $(k_2)_I$ (Iess и др., 2012). Дополнительная обработка результатов еще четырех пролетов космической станции позволила получить уточненное значение $k_2 = 0.616 \pm 0.067$ (Durante и др., 2019), в дальнейшем $(k_2)_D$. Полученные значения k_2 определенно указывают на наличие больших масс жидкости в недрах Титана, вызывающих мощные приливные напряжения и деформации в спутнике. Однако достоверных экспериментальных данных о глубине и составе предполагаемого внутреннего океана, а также о мощности (толщине) внешней ледяной коры пока не получено.

В работах (Baland и др., 2011; 2014; Nimmo, Bills, 2010; Sohl и др., 2003; Mitri и др., 2014) проведено моделирование внутреннего строения Титана на основе гравитационных и топографических данных, получены основные параметры водно-ледяной оболочки спутника, оценены приливные числа Лява. Моделирование строения Титана с внутренним водно-аммиачным океаном по данным о средней плотности и массе спутника позволило получить теоретические оценки параметров k_2 , h_2 при различных значениях толщины коры, теплогенерации в ядре спутника и разных концентрациях NH_3 в океане (Sohl и др., 2003).

В моделях Титана (Sohl и др., 2014) согласование расчетных чисел Лява с экспериментальными $(k_2)_I$ наблюдается при наличии в спутнике ледяной коры толщиной не более 110 км и водного или водно-аммиачного ($\text{H}_2\text{O}-\text{NH}_3$) океана мощностью более 180 км. В работе (Baland и др., 2014) проведен анализ внутреннего строения ВЛО и величин k_2 для Титана. Показано, что значение приливного числа Лява k_2 в большей степени зависит от плотности внутреннего океана, толщины внешней коры, и в меньшей степени от ее плотности; мощность внешней ледяной оболоч-

ки получена равной 40–170 км, а глубина океана – менее 100 км.

В работе (Nimmo, Bills, 2010) приводятся оценки приливного числа Лява h_2 , отмечено, что при поверхностном тепловом потоке Титана ~ 5 мВт/м² кондуктивная ледяная кора мощностью 100 км находится в хорошем согласии с гравитационными данными. Mitri и др., 2014 по гравитационным и топографическим данным определили ограничения на среднюю толщину ледяной коры, плотность внутреннего океана и числа Лява k_2 . В недавней работе (Leitner, Lunine, 2019) рассматривается модель океана с малой соленостью $\sim 1\%$ и плотностью слабо отличающейся от чисто водного океана. Сделан вывод, что в соответствии с результатами Mitri и др. (2014) полученная плотность океана соответствует числам Лява 0.5–0.53 при толщине океана 50–100 км. Приближенный метод расчета чисел k_2 , h_2 для ледяных спутников с внутренним океаном и ледяной корой, не превышающей по мощности 10% от радиуса спутника, предлагается в работе (Beuthe, 2015), в которой приведены оценки чисел k_2 , h_2 в зависимости от толщины ледяной оболочки и плотности океана Титана.

Величины момента инерции и массы Титана допускают построение двух основных типов моделей внутреннего строения спутника (Дунаева и др., 2016; Nimmo, Pappalardo, 2016). Полностью дифференцированные модели включают водно-ледяную оболочку (с океаном или без него), гидросиликатную мантию и, возможно, силикатное ядро (Fortes, 2012; Bag и др., 2010; O'Rourke, Stevenson, 2014; Tobie и др., 2012; Sohl и др., 2014). В частично дифференцированных моделях нет полного разделения льда и железокремнистой компоненты. Мантия спутника состоит из недифференцированной каменно-ледяной смеси (Castillo-Rogez, Lunine, 2010; Fortes, 2012; Tobie и др., 2012; Дунаева и др., 2014; 2016). Модели внутреннего строения Титана с разной степенью дифференциации вещества детально рассмотрены в работе (Дунаева и др., 2016).

В настоящей работе представлены результаты оценок чисел k_2 , h_2 для широкого набора моделей частично-дифференцированного Титана, учитывающих наличие или отсутствие в спутнике внутреннего океана. Обсуждаются ограничения на тепловой поток, строение водно-ледяной оболочки и состав океана Титана, необходимые для согласования модельных и экспериментальных чисел Лява по данным Кассини. Оценивается влияние присутствия аммиака в океане на число k_2 .

ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ МОДЕЛИ И МЕТОД РЕШЕНИЯ

Модель Титана

Предполагается, что спутник состоит из трех оболочек разного состава (Дунаева и др., 2016; Kuskov, Kronrod, 2005): (1) ледяная кора из гексагонального льда $I_h \pm$ подстилающий водный слой (океан) \pm льды высокого давления III, V, VI); (2) промежуточного каменно-ледяного слоя (мантии), состоящего из гомогенной смеси льдов высокого давления и железокремнистого материала; (3) центрального железокремнистого (rock-iron) ядра, состоящего из смеси силикатов и сплавов на основе железа.

Геохимические ограничения на состав железокремнистого материала Титана устанавливаются по аналогии с материалом галилеевых спутников Юпитера, для которых показана изохимичность валового состава веществу обыкновенных L/LL хондритов, содержащих до 10–15% Fe–FeS (Kronrod, Kuskov, 2006; Кусков и др., 2009). Плотность хондритового материала выбиралась в диапазоне 3.3–3.6 г/см³ (Кронрод, Кусков, 2003; Kuskov, Kronrod, 2005).

Для определения фазового состава высокобарных льдов в Титане, а также для расчета распределения плотности вещества в его водно-ледяной оболочке и каменно-ледяной мантии были использованы уравнения состояния жидкой воды (Wagner, Pruß, 2002) и H₂O-льдов (Дунаева и др., 2010). Во внешней оболочке, сложенной льдом- I_h , предполагается крупнозернистая структура льда, что позволяет предполагать кондуктивный теплоперенос (Ruiz, 2001; Nimmo, Bills, 2010; Hemingway и др., 2013) во всей массе льда. В водном океане и конвектирующей каменно-ледяной мантии задается адиабатический градиент температуры.

Численное моделирование внутреннего строения Титана проводилось на основе имеющейся геофизической информации о массе, средней плотности и приведенном моменте инерции (табл. 1). В расчетах использованы уравнения гидростатического равновесия, сохранения массы и момента инерции спутника, уравнения кондуктивного теплопереноса во внешней ледяной I_h -коре, уравнения состояния железокремнистой компоненты (Castillo-Rogez, 2010; Fortes, 2012; Kuskov и др., 1982; Kuskov и др., 2014), а также уравнения для определения концентрации ледяной компоненты в каменно-ледяной мантии (Кронрод, Кусков, 2003; Kuskov, Kronrod, 2005).

Алгоритм расчета радиального строения спутника описан в работах (Дунаева и др., 2014; 2016). В результате решения находятся: распределение по глубине мантии плотности льдов высокого давления и их фазовые границы; массовые кон-

центрации льдов и породы в каменно-ледяной мантии; мощность и плотность ледяной I_h -коры, внутреннего океана и высокобарных льдов в составе ВЛО; размеры и плотность железокремнистого ядра; соотношение вода(лед)/порода в мантии Титана и в спутнике в целом. Основные ограничения на строение водно-ледяной оболочки, каменно-ледяной мантии и железокремнистого ядра в интервале безразмерных моментов инерции $0.31 \leq I^* \leq 0.36$ приведены в работе (Дунаева и др., 2016). Физические параметры Титана, используемые в модели, а также характеристики его структурных оболочек, полученные в результате расчетов при $I^* = 0.342$, приведены в табл. 1.

При *P-T* условиях недр Титана можно считать, что адиабатический модуль сжатия K_S равен изотермическому модулю K_T (Sohl и др., 2014), поэтому вводится понятие модуля сжатия (K), $K = K_S = K_T$.

Расчет модельных чисел Лява

Приливный отклик планеты (спутника) зависит от структуры и реологии внутренних областей – распределения значений упругих модулей, которые в свою очередь зависят от частоты приливного воздействия со стороны центральной планеты и других спутников, и характеризуется числами k_2, h_2 . Величина чисел Лява в основном определяется как размером и состоянием внешней ледяной оболочки спутника, так и агрегатным состоянием (твердое или жидкое) среды под ней. Недра планетарного тела, в зависимости от продолжительности воздействия, обнаруживают как упругие, так и вязкие свойства. В планетологии при моделировании упругих характеристик планет в основном рассматривается простейшая реологическая модель – тело Максвелла, в которой время релаксации равно отношению вязкости к модулю сдвига. В работах (Baland и др., 2014; Mitri и др., 2014) отмечено, что вязкость не оказывает существенного влияния на приливный отклик планеты на частотах приливов, и эффект вязкости можно не учитывать. Такой же подход был применен в работах (Sohl и др., 2003; 2014; Beuthe, 2015). Длительность приливного отклика в Титане ничтожно мала по сравнению с Максвелловским временем релаксации, поэтому океан моделируется как невязкий жидкий слой с нулевым модулем сдвига.

Мы полагаем, что внешняя водно-ледяная оболочка Титана, каменно-ледяной слой под ней (каменно-ледяная мантия) и железокремнистое ядро упруго реагируют на приливные силы, действующие со стороны Сатурна. Модуль сжатия и модуль сдвига каменно-ледяной смеси зависят от соотношения их объемов в гомогенной смеси (компоните) и их упругих характеристик. В данной работе значения модулей упругости камен-

Таблица 1. Физические параметры Титана и его недр

Параметр	Значение	Ссылка
Титан		
Давление на поверхности, бар	1.467 ± 0.001	Fulchignoni и др., 2005
Температура на поверхности, К	93.65 ± 0.25	
Ускорение свободного падения на поверхности, м/с^2	1.354	
Радиус R , км	2575.0 ± 0.5	Lindal и др., 1983
Средняя плотность ρ_T , кг/м^3	1879.8 ± 4.4	Jacobson и др., 2006
Масса M_T , кг	$(13452.0029 \pm 2.0155) \times 10^{19}$	
Безразмерный момент инерции (I^*)	0.34190 ± 0.001 ~ 0.341	Iess и др., 2010 Durante и др., 2019
Числа Лява k_2 :		
$(k_2)_I \pm 1\sigma$	$\left\{ \begin{array}{l} 0.589 \pm 0.075 \\ 0.637 \pm 0.112 \end{array} \right.$	Iess и др., 2012
$(k_2)_D$	0.616 ± 0.067	Durante и др., 2019
Поверхностный тепловой поток F , мВт/м^2	$3.1 < F < 7$	Sohl и др., 2014; Lorenz и др., 2002; Mitri и др., 2008; Nimmo and Bills, 2010; Дунаева и др., 2014, 2016
Внешняя ледяная I_h-кора		
Толщина, км	80–170	Получено в расчетах
Плотность, кг/м^3	932.3–950.6	Получено в расчетах
Модуль сдвига, μ , ГПа	4	Sohl и др., 2014
Модуль сжатия, K , ГПа	9.6	Helgerud и др., 2009
Теплота плавления, Φ , Дж/кг	284×10^3	Kirk, Stevenson, 1987
Водный океан		
Толщина, км	0–340	Получено в расчетах
Плотность, кг/м^3	1092–1182	Получено в расчетах
Модуль сдвига, μ , ГПа	0	
Модуль сжатия, K , ГПа	2.17	Rodnikova, 2007
Высокобарные льды III, V, VI, VII в составе ВЛО и каменно-ледяной мантии		
Мощность области чистых льдов, км	0–270	Получено в расчетах
Плотность, кг/м^3		
лед III	1158–1168	Получено в расчетах
лед V	1253–1277	
лед VI	1343–1481	
лед VII	1632–1674	
Модуль сдвига, μ , ГПа:		
лед III	4.6	Gagnon, 1990
лед V	6.1	
лед VI	7.5	
Теплота плавления, Φ , Дж/кг:		
лед III	235×10^3	Kirk, Stevenson, 1987
лед V	277×10^3	
лед VI	294×10^3	
Каменно-ледяная мантия		
Толщина, км	1130–1700	Получено в расчетах

Таблица 1. Окончание

Параметр	Значение	Ссылка
Плотность железокремниевой компоненты в мантии, кг/м ³	3300–3700	Получено в расчетах
Плотность каменно-ледяной мантии, кг/м ³	1643–2464	Получено в расчетах
Модуль сдвига каменно-ледяной мантии, μ , ГПа	11.32–24.56	Получено в расчетах
Модуль сдвига железокремниевой компоненты в мантии, μ , ГПа	70	Kuskov и др., 2014
Модуль сжатия железокремниевой компоненты в мантии, K , ГПа	133	Kuskov и др., 2014
Модуль сжатия мантии, K , ГПа	35.20–73.35	Получено в расчетах
Железосиликатное ядро		
Радиус, км	455–1275	Получено в расчетах
Плотность, кг м ⁻³	3400–3900	Получено в расчетах
Модуль сдвига, μ , ГПа	70	Kuskov и др., 2014
Модуль сжатия, K , ГПа	133	Kuskov и др., 2014

но-ледяной мантии находились по модели усреднения Фойхта-Реусса-Хилла (Voigt-Reuss-Hill averaging):

$$X_{VRH} = (X_V + X_R)/2,$$

где X – модули K или μ мантии, X_V – модули, вычисленные из условия постоянства деформаций в композите: $X_V = \sum_{i=1}^N v_i X_i$; X_R – модули, вычисленные из условия постоянства напряжений в композите: $X_R = \left(\sum_{i=1}^N v_i X_i^{-1} \right)^{-1}$; v_i – объемная доля i -го компонента смеси, N – количество компонентов в смеси.

Модули сдвига μ и модули сжатия K принимаются постоянными в каждом структурном слое Титана.

Для оценок чисел Лява Титан с достаточной степенью точности можно рассматривать как упругую неоднородную сжимаемую и гравитирующую сферу, в которой все характеристики ее внутреннего строения зависят только от расстояния до ее центра. Упругое равновесие сферы описывается связанной системой уравнений теории упругости и теории гравитационного потенциала (Молоденский, 1953; Takeuchi и др., 1962; Раевский и др., 2014). Решение этой системы уравнений, удовлетворяющих на поверхности сферы условиям отсутствия тангенциальных и нормальных напряжений, определяет значения искомого чисел Лява k_2 , h_2 . Числа Лява являются функциями от распределения плотности ρ , модуля сдвига μ и модуля сжатия K в недрах планеты.

Численное решение находится интегрированием линеаризованных уравнений для малых упругих деформаций в сферически симметричном несжимаемом самогравитирующем теле с учетом граничных условий и неразрывности среды методом Рунге-Кутты (Раевский и др., 2014). Входными данными для расчета чисел Лява служат профили плотности, значения упругих модулей и ускорение силы тяжести в недрах спутника.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Модели частично дифференцированного Титана

Для расчетов чисел Лява Титана был построен ряд моделей спутника, удовлетворяющих поставленным ограничениям по массе, моменту инерции, а также фазовой диаграмме и уравнениям состояния воды в разных фазах, уравнениям состояния железокремниевой компоненты (табл. 1). Как показано в работах (Дунаева и др., 2014; 2016), поверхностный тепловой поток (F) из недр Титана при заданной фазовой диаграмме воды фактически определяет размеры внешней I_h -коры и мощность океана во всех моделях спутника. Учитывая это обстоятельство и результаты (Baland и др., 2014; Beuthe, 2015), где показана однозначная зависимость чисел Лява от мощности I_h -коры для тонких по сравнению с радиусом спутника ледяных оболочек, в наших расчетах поверхностный тепловой поток применяется в качестве главного параметра моделей.

В соответствии с оценками (Sohl и др., 2014; Lorenz, 2002; Mitri, Showman, 2008; Nimmo, Bills, 2010) величина теплового потока принята равной

$3.1 < F < 7$ мВт/м². В этом интервале толщина водно-ледяной оболочки Титана составляет 80–170 км, внутреннего океана – 0–340 км, каменно-ледяной мантии 1130–1700 км, а радиус железокристаллического (Fe-Si) ядра составляет 455–1275 км (рис. 1). Значения плотности структурных оболочек спутника приведены в табл. 1.

Мощность океана монотонно возрастает, а толщина I_h -коры уменьшается с увеличением величины F . Высокобарные льды (III, V, VI) имеют максимальную мощность 270 км при малых значениях F и исчезают при $F > 5.5$ мВт/м². Следует отметить, что при тепловом потоке $F < F_0$ ($F_0 \sim 3.3$ мВт/м²) ВЛО Титана представлена только льдами (внутренний океан не образуется), тогда как при более высоких тепловых потоках $F > F_0$ у спутника формируется внутренний океан. Область существования внутреннего океана в Титане, а также строение водно-ледяной оболочки спутника отражены на фазовой T - P диаграмме H₂O, рис. 1б. Из рисунка следует, что температура T на нижней границе ледяной I_h -коры отвечает температуре фазового перехода лед- I_h – жидкость и определяется из зависимости (Дунаева и др., 2010): $T(K) = 273.0159 - 0.0132P - 0.1577\ln(P) + 0.1516P^{0.5}$ (P в бар). В присутствии жидкой фазы (L) давление в слое льда- I_h должно быть меньше или равно давлению в тройной точке жидкость (L)–лед- I_h –лед-III, т.е. $P \leq 2.08$ кбар при $T = 251.16$ – 273 К (Дунаева и др., 2016).

Зависимость модельных чисел Лява от строения ВЛО

Для полученных моделей частично дифференцированного Титана были определены модельные числа Лява k_2 , h_2 . Предварительно для каждой модели были получены необходимые для расчета чисел Лява профили физических параметров (давления, плотности, гравитационного ускорения, модуля сжатия и модуля сдвига), приведенные на рис. 2.

На рис. 3 показано соотношение между поверхностными тепловыми потоками F , соответствующей им толщиной ледяной I_h -коры (H_{I_h}), и числами Лява k_2 , h_2 , рассчитанными для моделей частично дифференцированного Титана. Также для сравнения представлены параметры $(k_2)_I \pm 1\sigma$ и $(k_2)_D$, полученные из данных космических экспериментов (табл. 1). Значения $(k_2)_I \pm 2\sigma$, приведенные в работе (Iess и др., 2012), характеризуются большим доверительным интервалом по сравнению с $(k_2)_I \pm 1\sigma$, и перекрывают всю область величин k_2 , определенных для Титана с внутренним океаном. Поэтому для получения более строгих ограничений на внутреннюю структуру спутника в качестве референтного значения принята

величина $(k_2)_D$, находящаяся в пределах погрешности $(k_2)_I \pm 1\sigma$.

Результаты расчетов показывают близкую к линейной зависимость модельных значений чисел Лява k_2 , h_2 от мощности коры и, как следствие, от величины F : значения k_2 , h_2 возрастают с увеличением F и уменьшением H_{I_h} . В то же время при наличии внутреннего океана величины чисел Лява практически не зависят от мощности каменно-ледяной мантии, размеров ядра, модулей упругости мантии и ядра (Baland и др., 2014; Beuthe, 2015), что согласуется с нашими расчетами.

Модели Титана без водного океана ($F < F_0$, $H_{I_h} > 160$ км) характеризуются числами Лява почти на порядок меньшими, чем модели с океаном. Так, значение $H_{I_h} = 170$ км соответствует модели Титана без океана и очень малым величинам чисел Лява ($k_2 \approx 0.041$, $h_2 \approx 0.074$) по сравнению с моделями с океаном, рис. 3. Минимальные числа Лява, отвечающие наличию в спутнике внутреннего океана, равны $k_{2min} \approx 0.44$, $h_{2min} \approx 1.3$ при $H_{I_h} \leq 160$ км.

Рассчитанные величины k_2 Титана качественно согласуются со значениями, опубликованными в работах (Baland и др., 2014; Sohl и др., 2014; Beuthe, 2015) и численно превышают их на 5–25%. Значение параметра h_2 , соответствующее спутнику с ледяной корой 110 км и тепловым потоком 5.07 мВт/м², равно 1.4 (рис. 3б), что близко к результатам, полученным в работе (Nimmo, Bills, 2010): $h_2 = 1.2$, $H_{I_h} = 100$ км, $F = 5$ мВт/м².

На рис. 4 показаны значения тепловых потоков, мощности ледяной коры и океана, момента инерции и чисел Лява k_2 для моделей частично дифференцированного Титана. При определенных величинах теплового потока (рис. 4) глубина океана становится настолько большой, что каменно-ледяная мантия исчезает, и модель частично дифференцированного Титана не реализуется. В интервале значений $(k_2)_D$ ($0.549 < (k_2)_D < 0.683$)

критическая величина момента инерции I_{max}^* , выше которой каменно-ледяная мантия не существует, составляет $I_{max}^* = 0.342$ для чисел Лява $k_2 > 0.55$. В соответствии со значениями $(k_2)_I$ максимальный момент инерции спутника может быть несколько выше: $I_{max}^* = 0.348$ при $k_2 > 0.51$.

Сравнение модельных чисел Лява k_2 с числами Лява $(k_2)_I$, $(k_2)_D$ показывает (рис. 3), что расчетные значения k_2 должны удовлетворять условиям $k_2 > 0.51$ для $(k_2)_I$ и $k_2 > 0.55$ для $(k_2)_D$, что соответствует ограничениям по тепловым потокам $F > 5$ мВт/м² и $F > 6$ мВт/м². Для смещения модельных величин k_2 в интервал допустимых значений $(k_2)_D$ необходимо поднять минимальное значение

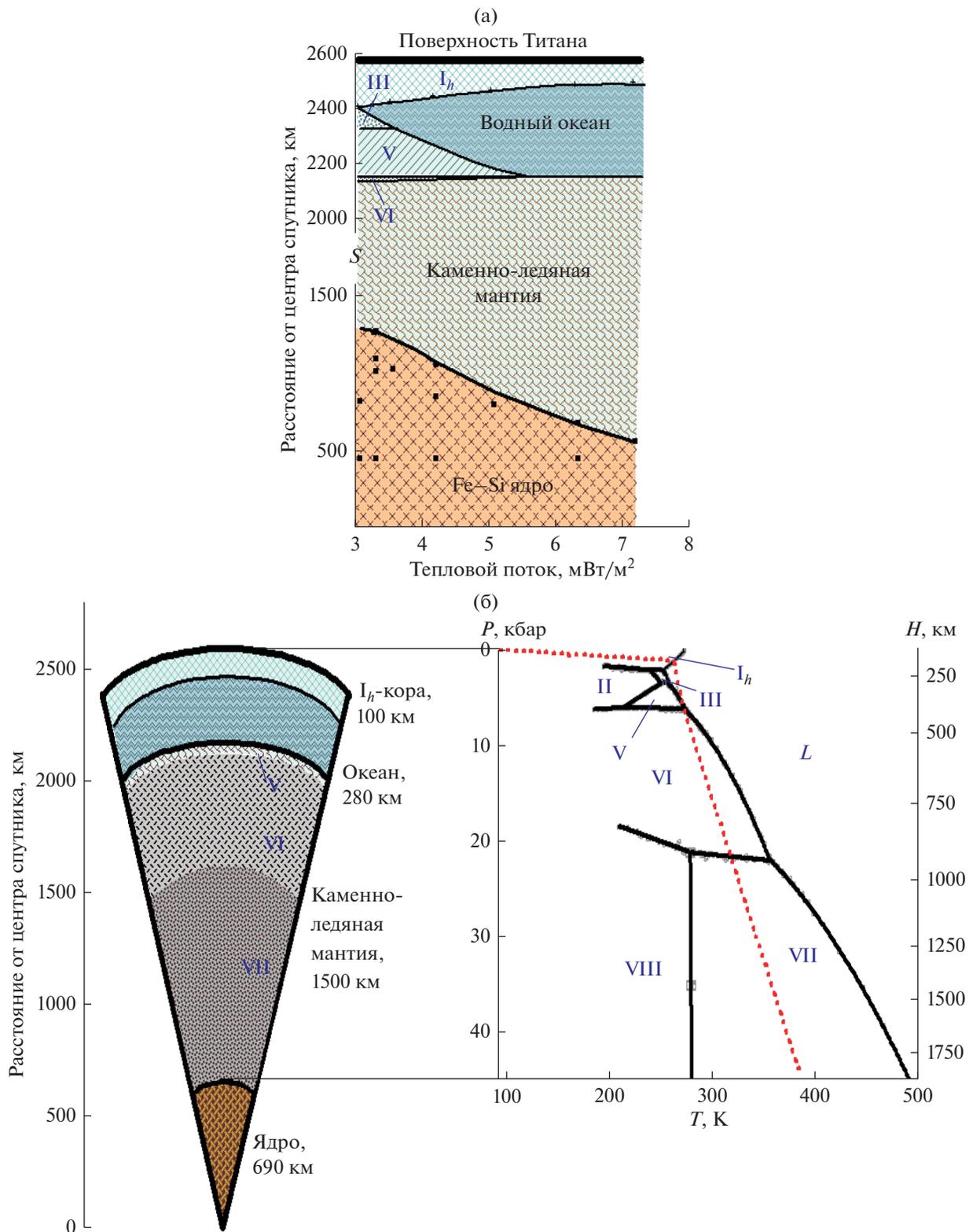


Рис. 1. Модели внутреннего строения частично дифференцированного Титана в интервале тепловых потоков $3.1 < F < 7$ мВт/м². 1а – Спектр моделей, использованных для расчетов приливных чисел Лява k_2, h_2 Титана. Точками показаны размеры железокремнистого (Fe–Si) ядра спутника при различных значениях плотности железокремнистой компоненты; 1б – модель Титана при тепловом потоке 5.8 мВт/м² и соответствующее распределение температуры (точечная линия) и H₂O-фаз (воды, льда I_h и высокобарных льдов II, III, V, VI, VII, VIII) с глубиной (H) в составе водно-ледяной оболочки и каменно-ледяной мантии.

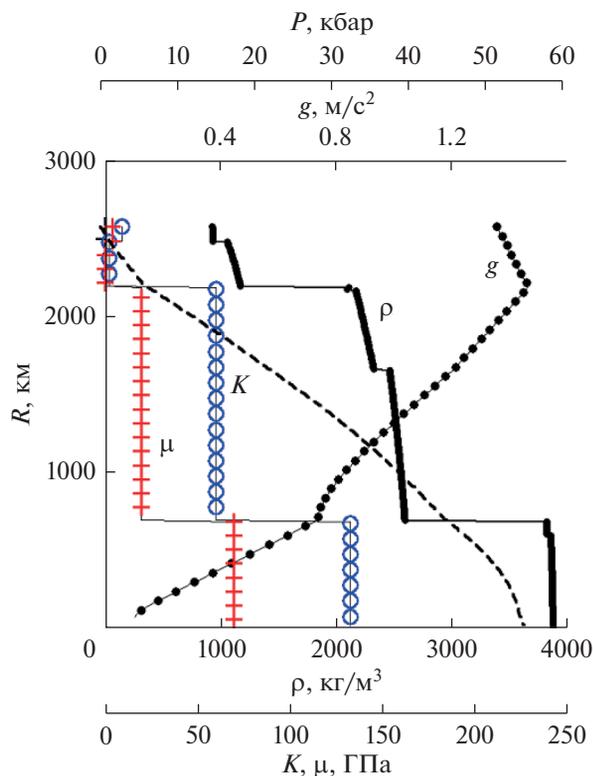


Рис. 2. Распределение плотности ρ , гравитационного ускорения g , модуля сжатия K , модуля сдвига μ и давления P в зависимости от радиуса спутника R для модели Титана с внутренним океаном. Сплошная линия — ρ , точки — g , кресты — μ , кружки — K , пунктир — P . Горизонтальные серые линии отражают скачкообразное изменение параметров на границах ВЛО-мантия-ядро; $F = 5.8 \text{ мВт/м}^2$.

поверхностного потока до $\sim 6.3 \text{ мВт/м}^2$. Возникает вопрос, какой может быть величина теплового потока F с поверхности Титана?

Поверхностный тепловой поток из Титана

Каждую рассчитываемую модель Титана можно представить как квазистационарную тепловую модель в момент времени (t), в которой поверхностный тепловой поток Титана F складывается из следующих составляющих: потока, обусловленного радиоактивным распадом долгоживущих изотопов (F_R), потока от диссипативных процессов (F_T), вызванных приливными эффектами, и потока от энергии фазового перехода (кристаллизации), выделяемой при замерзании океана (F_C).

Радиоактивное тепловыделение. Величину радиоактивного тепловыделения Титана F_R можно получить из тепловыделения хондритового вещества для времени t от образования Солнечной системы и отношения порода/вода в спутнике. На основе информации о радиоактивных свойствах долгоживущих изотопов, содержащихся в хондритовом

веществе (^{26}Al , ^{53}Mn , ^{60}Fe , ^{40}K , ^{232}Th , ^{235}U , ^{238}U), а также данных о концентрации этих элементов в L/LL хондритах (Wasson, Kalleyman, 1988) были произведены оценки радиоактивного тепловыделения для данного типа хондритового вещества. Расчеты, выполненные за рамками данной работы, показали, что радиоактивный нагрев скальной породы L/LL хондритового состава в настоящее время $t = 4.5$ млрд лет составляет $5.14 \times 10^{-12} \text{ Вт/кг}$. Полученное значение в пределах 10% согласуется с данными Mueller, McKinnon, 1988, Spohn, Schubert, 2003, Czechowski, Witek, 2015 и в полтора-два раза превышает величины, приведенные в работах (Fortes, 2012; Sohl и др., 2014; Nimmo, Pappalardo, 2016), что, вероятно, связано с разным типом железосиликатного вещества, использованного в моделях ледяных спутников.

Зная массу Титана и учитывая, что содержание L/LL хондритовой компоненты для рассматриваемой модели спутника составляет порядка 50% (Дунаева и др., 2014), можно оценить вклад радиоактивного тепловыделения в поверхностный тепловой поток $F_R = 4.15 \text{ мВт/м}^2$.

В альтернативных моделях внутреннего строения Титана, предполагающих полную дифференциацию вещества спутника, железозакаменное ядро может быть сложено гидратированным минеральным материалом низкой плотности типа серпентина (антигорита), близкому по составу к веществу CI хондритов (Castillo-Rogez, Lunine, 2010; Fortes, 2012; O'Rourke, Stevenson, 2014; Baland и др., 2014; Lefevre и др., 2014; Mitri и др., 2014; Sohl и др., 2014). Для таких моделей величины чисел Лява также определяются в основном строением ВЛО, физическими свойствами льда I_n и океана (Baland и др., 2014; Beuthe, 2015). Поэтому при любом составе железозакаменной компоненты (CI , L/LL или вещество смешанного типа) зависимости чисел Лява и мощности ледяной коры от тепловых потоков F в ледяной коре Титана будут аналогичны приведенным на рис. 4, т.е. ограничения на величины поверхностных тепловых потоков в Титане для всех типов хондритового вещества спутника примерно одинаковы.

Наши оценки радиоактивного нагрева породы CI хондритового состава, полученные по данным (Braukmüller и др., 2018), дают величину $3.46 \times 10^{-12} \text{ Вт/кг}$, что в 1.5 раза меньше тепловыделения в L/LL хондритовом веществе и, по-видимому, является минимальной теплогенерацией для хондритов. Известны модели Титана с железозакаменной компонентой по составу типа серпентина (антигорита) и с внутренним океаном мощностью около 100 км (Mitri и др., 2014; Sohl и др., 2014). Слабая теплогенерация CI хондритов гипотетически может приводить к моделям Титана с полным отсутствием водного слоя. Например, если теплогенерацию в ядре с радиусом 2084 км,

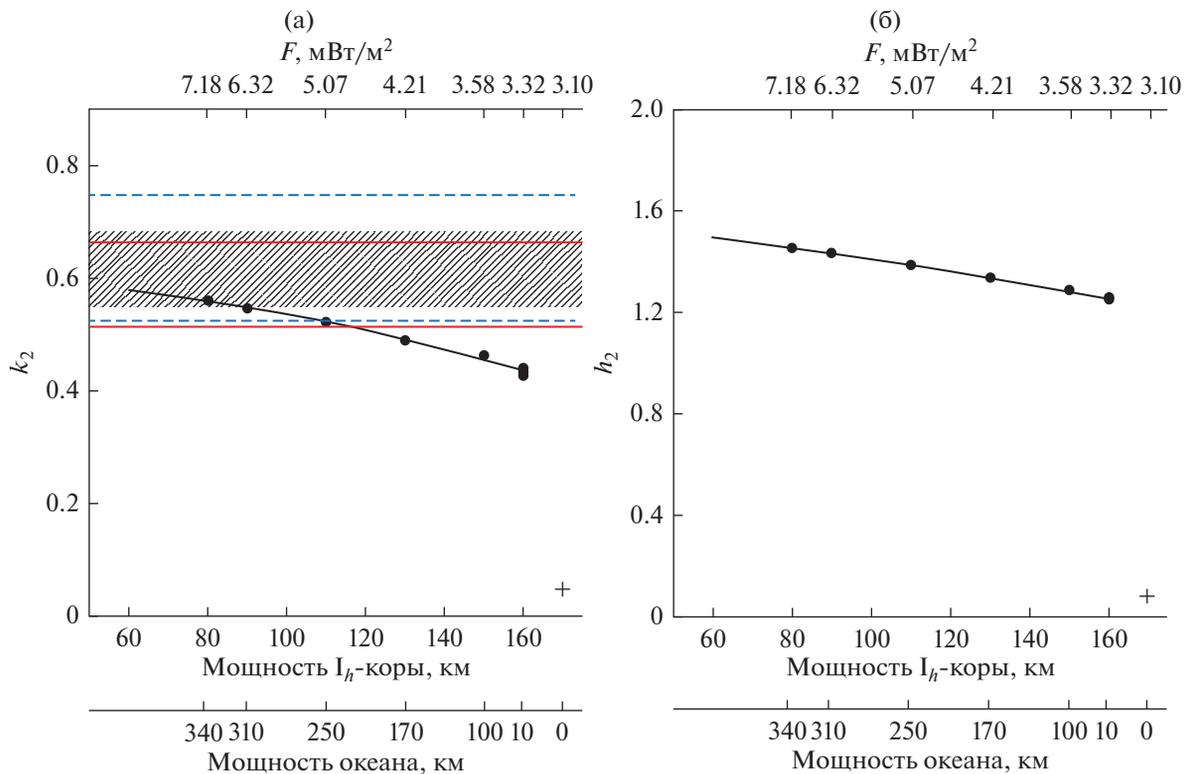


Рис. 3. Зависимость чисел Лява Титана k_2 (а) и h_2 (б) от мощности ледяной I_h -коры при различных значениях поверхностного теплового потока спутника. Штриховкой показана область экспериментальных величин $(k_2)_D$ (Durante и др., 2019). Сплошная и пунктирная линии – допустимые интервалы чисел Лява $(k_2)_I \pm 1\sigma$: 0.589 ± 0.075 и 0.637 ± 0.112 соответственно, полученные на основе анализа данных гравитационного поля (Iess и др., 2012). Крест в нижней части рисунков соответствует значениям параметров k_2 , h_2 в моделях спутника без внутреннего океана.

взятым по модели полностью дифференцированного Титана (Sohl и др., 2014), задать равной веществу CI хондритов, то величина F_R спутника, равная 4.01 мВт/м^2 , будет близка к потокам, полученным для моделей частичной дифференциации вещества с L/LL хондритовым составом каменной компоненты ($F_R = 4.15 \text{ мВт/м}^2$). В дальнейшем, для приближенных оценок максимальных величин F_R будем применять модели частично дифференцированного Титана с L/LL хондритовым составом каменного вещества.

В большинстве известных моделях Титана учитывается только энергия радиоактивного распада. Более точные модели должны учитывать дополнительные источники нагрева, связанные с приливной диссипацией в ВЛО и выделением энергии при замерзании океана с течением времени.

Приливная энергия. Энергия диссипации (Q_T) или энергия приливного нагрева зависит от множества параметров: внутреннего строения Титана, реологии его недр, топографии, характеристик динамики спутника, гравитационных полей в системе Сатурна. В силу сложности проблемы в

настоящее время имеются оценки Q_T только для конкретных моделей (Chen и др., 2014; Sohl и др., 1995; 2003; Sotin, Tobie, 2004; Hay, Matsuyama, 2019). В частности показано, что приливная диссипация в ядрах спутников хондритового состава пренебрежимо мала (Sohl и др., 2003; Sotin, Tobie, 2004). Величина Q_T для спутника без океана (Q_{TS}), обогащенного летучими, определена в 5.8×10^{10} Вт (Sohl и др., 1995) и 6.43×10^{10} Вт (Chen и др., 2014). Приливная энергия, выделяемая в океане (Q_{TO}), оценивается: $Q_{TO} \sim 1.1 \times 10^{10}$ Вт (Chen и др., 2014), $Q_{TO} \sim 1.19 \times 10^{10}$ Вт (Hay, Matsuyama, 2019). Максимальную величину приливной энергии спутника приближенно примем: $Q_T \sim Q_{TS} + Q_{TO} = 7.6 \times 10^{10}$ Вт, что соответствует вкладу энергии диссипации в поверхностный тепловой поток $F_T \sim 0.9 \text{ мВт/м}^2$.

Энергия кристаллизации льда. Приближенные оценки средней энергии кристаллизации льда (солидации океана), выделяемой за время эволюции Титана дают величину $Q_C \sim 0.5 \times 10^{12}$ Вт (Choukroun и др., 2010). Для более точного вычисления вклада энергии кристаллизации составим

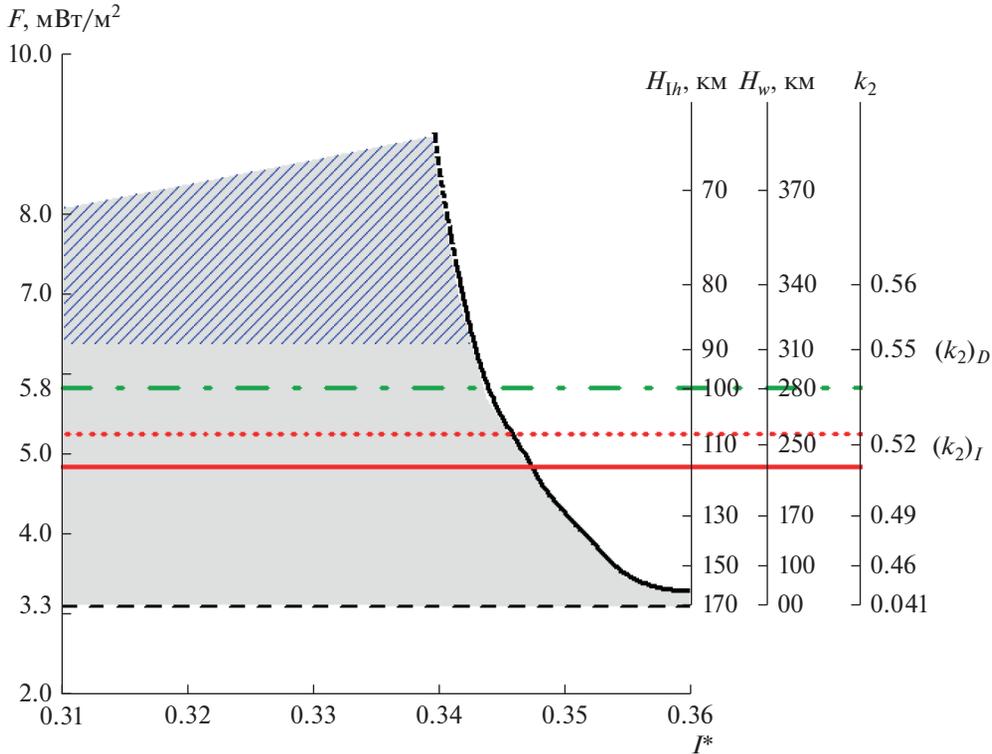


Рис. 4. Значения поверхностных тепловых потоков (F), мощности ледяной коры (H_{lh}), океана (H_w), момента инерции (I^*) и чисел Лява (k_2) для моделей частично дифференцированного Титана. Штриховая линия – нижняя граница области моделей с внутренним океаном. Серая зона ограничивает по моменту инерции и тепловым потокам область существования в Титане каменно-ледяной мантии. Штриховкой показана область значений $F-I^*$, соответствующих экспериментальным определениям $(k_2)_D$. Сплошная и точечная горизонтальные линии – нижние пределы величин $(k_2)_I \pm 1\sigma$: $(k_2)_I = 0.514$ и $(k_2)_I = 0.525$ соответственно. Штрихпунктирная линия – максимальный тепловой поток Титана $F = 5.8 \text{ мВт/м}^2$ и полученные для него параметры спутника ($H_{lh} = 100 \text{ км}$, $H_w = 280 \text{ км}$, $k_2 = 0.53$).

приближенные балансовые уравнения поверхностных потоков F :

$$F_i = (F_R)_i + (F_T)_i + (F_C)_i, \quad (1)$$

$$(F_C)_2 = (V_2 - V_1) \Phi \rho_o / (t_2 - t_1) / S, \quad (i = 1, 2),$$

где индексы (i) соответствуют временам $t_1, t_2, (t_2 > t_1)$; V_i – объем внутреннего океана, ρ_o – средняя плотность океана, Φ – средняя по массе энергия фазового перехода вода-лед, S – площадь поверхности Титана. В силу неопределенности величин энергий диссипации и кристаллизации принято: $(F_T)_1 = (F_T)_2, (F_C)_1 = (F_C)_2$.

В ходе решения (1) рассматриваются две модели Титана. Первая модель для настоящего времени t_2 с $(F_R)_2 = 4.15 \text{ мВт/м}^2$, и вторая модель для времени t_1 с потоком $(F_R)_1$. Модели должны быть максимально идентичны по составу, размерам железокаменного ядра и каменно-ледяной мантии; отличаются в основном только строением ВЛО. Количество радиогенных изотопов по законам радиоактивного распада уменьшается с течением

времени, что приводит к уменьшению F_R : $(F_R)_2 = (F_R)_1 - \Delta F_R$. Задавая величину ΔF_R (в пределах 1 мВт/м^2), мы тем самым неявно задаем время t_1 , которое несложно определить по зависимости F_R от времени. Средняя константа радиоактивного распада принята $1.38 \times 10^{-17} \text{ с}^{-1}$ (Grasset и др., 2000). Уравнения (1) решаются итерационно. На каждой n -ой итерации по времени $(t_1)_{n-1}$ с помощью интерполяции вычисляются $(F_C)_n$, затем $(F_R)_{1n}, F_{1n}, F_{2n}$, и по отношению $(F_R)_{1n} / (F_R)_2$ находится время t_{1n} . Здесь индекс n присваивается параметрам на n -ой итерации. В результате вычислительной процедуры находятся время t_1 , поверхностный поток в настоящее время F_2 и вклад в поверхностный поток энергии кристаллизации F_C .

Теплота фазового перехода задается по (Kirk, Stevenson, 1987), где приведены средние значения Φ в поле устойчивости фаз по давлению (табл. 1). Фазы кристаллизующихся льдов определяются из сравнения решений для времен t_1, t_2 . В результате решения были получены модели Титана для вре-

мени t_1 и t_2 . Для времени $t_1 \approx t_2 - 350$ млн лет поверхностный тепловой поток определен ~ 6.3 мВт/м², мощность ледяной коры в Титане составляла 93 км, глубина океана – 310 км. Энерговыделение процессов кристаллизации льда в настоящее время определяется по изменению объема океана за время $t_1 - t_2$ (см. (1)) и оценивается: $Q_C \sim 6.3 \times 10^{10}$ Вт. Соответствующий вклад кристаллизации в тепловой поток $F_C \sim 0.76$ мВт/м². Модель спутника для настоящего времени имеет мощность коры 100 км, глубину океана 280 км. Поверхностный тепловой поток состоит из вклада энергии диссипации ($F_T \sim 0.9$ мВт/м²), вклада энергии кристаллизации ($F_C \sim 0.76$ мВт/м²), вклада энергии радиоактивного распада ($F_R = 4.15$ мВт/м²) и составляет $F \approx 5.8$ мВт/м².

Числа Лява в моделях Титана

Полученная выше величина теплового потока обеспечивает хорошую корреляцию соответствующих ей значений мощности ледяной коры спутника и глубины внутреннего океана с экспериментальными значениями числа Лява $(k_2)_I$. Действительно, согласно проведенным расчетам значение $F = 5.8$ мВт/м² приводит к наличию в спутнике ледяной коры мощностью порядка 100 км и внутреннего океана глубиной 280 км (рис. 4).

Из рис. 4 видно, что параметр k_2 для такой модели равен 0.53, что укладывается в доверительный интервал значения $(k_2)_I$, однако несколько ниже величины $(k_2)_D$. Как следует из рис. 3, для смещения модельных величин k_2 в интервал допустимых значений $(k_2)_D$ величины поверхностных потоков Титана должны быть не ниже 6.3 мВт/м². Тепловому потоку 6.3 мВт/м² соответствуют модели Титана с мощностью водного океана $H_w \geq 310$ км под ледяной I_h -корой мощностью $H_{I_h} \leq 90.3$ км.

В то же время можно заметить, что оценка теплового потока Титана 5.8 мВт/м² с учетом погрешности близка к величине $F = 6.3$ мВт/м², необходимой для согласования модельных значений k_2 и чисел Лява $(k_2)_D$, полученных по данным гравитационного поля (Durante и др., 2019). В этом случае учет погрешности вычислительного метода, а также влияния некоторых допущений, принятых в модели, может скорректировать полученные результаты. В настоящей работе числа Лява рассчитаны для реологической модели Титана, не учитывающей вязкость его недр. Механические свойства реальных твердых тел моделируются более сложными реологическими моделями, в которых модуль сдвига меняется от своего высокочастотного значения до низкочастотного, не равного нулю. При переходе от упругих моделей к неупругим модуль сдвига следует заменять

на зависящий от частоты модуль сдвига (Жарков, Молоденский, 1977; 1979). При переходе к модулю сдвига на частоте прилива, величина модуля сдвига понизится. В связи с неопределенностями значения диссипативной функции в недрах спутника и показателя степени в выражении для частотной зависимости модуля сдвига, есть основания предположить, что оценочное изменение значения модуля сдвига составляет около 5%. Поэтому модельное значение числа Лява, рассчитанное для упругих модельных значений модуля сдвига, вероятно, можно увеличить на пять процентов ($\Delta k_2 = \sim 0.02 - 0.03$), обеспечив перемещение расчетного значения k_2 в доверительный интервал $(k_2)_D$. Таким образом, суммируя все составляющие величины поверхностного потока Титана и, введя поправки, следующие из допущений метода расчета чисел Лява, получаем возможность построить модель спутника, для которой полученные значения k_2 , полностью укладываются в интервалы погрешностей экспериментальных величин как $(k_2)_I$, так и $(k_2)_D$.

Летучие элементы и/или соли в составе океана

Полученные значения чисел Лява были рассчитаны для модели спутника с чисто водным океаном. Широко обсуждаются модели Титана с растворенными в воде летучими и/или солями. Присутствие в океане CH_4 , CO_2 , CO , NH_3 , Ar , Ne , Xe , аммиака, метанола или растворенных солей (Tobie и др., 2009; 2012; Deschamps и др., 2010; Sohl и др., 2014; Mitri, Showman, 2008; Mitri и др., 2014; Dougherty и др., 2018; Leitner, Lunine, 2019) понижает температуру ликвидуса льда I_h , что согласно фазовым диаграммам должно уменьшать мощность ледяной оболочки и влиять на числа Лява.

Поскольку молекулярный азот является основным компонентом атмосферы Титана, а твердый кристаллогидрат $\text{NH}_3 \cdot \text{H}_2\text{O}$ – единственно возможный его источник, то превращение аммиака в азот могло происходить в результате различных механизмов, в том числе посредством термического разложения $\text{NH}_3 \cdot \text{H}_2\text{O}_{\text{тв}}$ в недрах спутника (Кусков и др., 2009; Дорофеева, Рускол, 2010).

Оценки содержания NH_3 во внутреннем океане зависят от модели взаимодействия океана с железокремнистой компонентой. Эволюционные модели спутника (Tobie и др., 2009; 2014) показывают, что в случае изоляции железокремнистой компоненты от океана первоначальная концентрация NH_3 во внутреннем океане в 2–3 мас. % потенциально может привести к концентрациям NH_3 10–15%. Соответственно, уменьшается температура плавления водного льда (в 10% растворе NH_3 температура плавления льда уменьшается на ~ 14 К (Choukroun, Grasset, 2010)). Если допустить постоянный и полный контакт океана с породой,

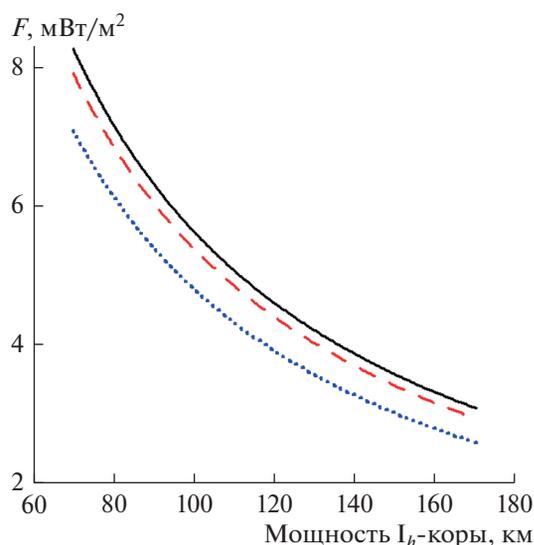


Рис. 5. Зависимость мощности оболочки из льда I_h от поверхностного теплового потока F для разных концентраций NH_3 в океане. Сплошная линия – 0% NH_3 , штриховая – 10% NH_3 , точки – 20% NH_3 .

то концентрация NH_3 в настоящее время будет 5% при содержании солей 1% (Leitner, Lunine, 2019).

Следуя методике, описанной в работе (Кронрод, Кусков, 2003), мы рассчитали зависимости мощности внешней I_h ледяной оболочки от теплового потока для трех значений концентраций NH_3 в воде, рис. 5. При расчете плотности и теплопроводности льда во внешней ледяной коре аналогично (Sohl и др., 2014; Mitri, Showman, 2008) не учитывалось возможное содержание в коре солей и клатратов. Это допущение незначительно влияет на расчетные величины давления в спутнике и на положение границы ликвидуса льда. Уравнение фазовой границы $\text{H}_2\text{O}-\text{NH}_3$ смеси задается по (Leliwa-Kopystyński, 2002). Коэффициент теплопроводности водного льда определялся из выражения $k = 0.4685 + 488/T$ (Sohl и др., 2014). Результаты расчетов показывают, что в диапазоне поверхностных потоков $F \sim 5.5-6.0$ мВт/м² мощность льда I_h находится в интервалах: 95–100 км (0% NH_3), 90–95 км (10% NH_3), 85–90 км (20% NH_3). Приращение мощности ледяной коры в области $F \approx 5$ мВт/м² за счет присутствия NH_3 в воде ($\Delta H_{I_h\text{NH}_3}$) приближенно описывается зависимостью:

$$\Delta H_{I_h\text{NH}_3} = (115 - 0.25C - 0.025C^2) \text{ км},$$

где C – концентрация NH_3 в растворе, %.

Как уже отмечалось, числа Лява с точностью до нескольких процентов зависят только от толщины и плотности ледяной I_h -коры и океана (Baland и др., 2014). Из аппроксимационного выражения для расчета k_2 , полученного Baland и др.,

2014, можно найти зависимость приращений Δk_2 от приращений плотности океана ($\Delta \rho_o$) и мощности коры (ΔH_{I_h}), которая имеет следующий вид ($\Delta \rho_o$ в кг, ΔH_{I_h} в м):

$$\Delta k_2 = 0.516 \times 10^{-3} \Delta \rho_o - 1.15 \times 10^{-6} \Delta H_{I_h}. \quad (2)$$

Для моделей частично дифференцированного Титана получено среднее значение $\Delta k_2 = -1.4 \times 10^{-6} \Delta H_{I_h}$.

С помощью (2) и найденных величин $\Delta H_{I_h\text{NH}_3}$ можно определить влияние на k_2 примеси NH_3 в воде. Расчеты показывают, что происходит взаимная компенсация влияния на k_2 уменьшения плотности океана и уменьшения мощности коры за счет присутствия NH_3 . Для 5% концентрации NH_3 изменение расчетного числа k_2 составляет -0.01 по сравнению с моделями чисто водного океана. Для модели океана, рассматриваемого в (Leitner, Lunine, 2019), влиянием присутствия NH_3 в воде на числа Лява можно пренебречь.

Модели Титана с плотностью океана большей, чем плотность чистой воды могут иметь существенно большие значения числа k_2 . Например, присутствие сульфата аммония может давать среднюю плотность океана 1281.3 кг/м³ (Fortes, 2012), что позволяет получить приращение k_2 по сравнению с водным океаном $\Delta k_2 = \sim 0.09 + (\Delta k_2)_T$; $(\Delta k_2)_T$ – положительное приращение k_2 за счет уменьшения температуры фазового перехода лед-океан. В данной работе не обсуждаются вопросы существования такой модели.

Присутствие солей в океане меняет его плотность и мощность и, следовательно, может влиять на строение Титана при той же массе и моменте инерции спутника. Оценки плотности океана для модели контакта воды с железокремнистой компонентой дают незначительное превышение над плотностью чистой воды при давлении 5 кбар (Leitner, Lunine, 2019). Наши оценки (Дунаева и др., 2014) показывают, что для концентраций растворенных примесей до 15% их присутствие влияет в основном на строение водно-ледяной оболочки Титана и слабо сказывается на структуре спутника ниже ВЛО.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Рассчитаны числа Лява k_2 , h_2 для модели частично дифференцированного Титана, состоящего из внешней водно-ледяной оболочки, центрально-ледяной конвектирующей мантии и центрального железокремнистого ядра. Рассмотрены ограничения на тепловой поток, строение ВЛО и состав океана Титана, необходимые для согласования модельных и экспериментально измеренных чисел Лява по данным Кассини.

2. Проведены оценки энерговыделения процесса кристаллизации льда в океане вследствие охлаждения Титана $Q_C \sim 6.3 \times 10^{10}$ Вт и соответствующего вклада в поверхностный тепловой поток $F_C \sim 0.76$ мВт/м². На основе анализа квазистационарных моделей внутреннего строения Титана получены ограничения на строение ВЛО, оценки модельных чисел Лява и максимальных поверхностных тепловых потоков для L/LL хондритового состава железокремниевой компоненты с учетом радиогенной и приливной энергии, а также энергии кристаллизации льда в океане: $F \sim 5.8$ мВт/м², $k_2 = 0.53$, толщина ледяной I_h -коры, $H_{I_h} \sim 100$ км, глубина океана $H_W \sim 280$ км. Модельные числа Лява k_2 согласуются с экспериментальными (Iess и др., 2012) при наличии океана.

3. Для согласования модельных ($k_2 \geq 0.55$) и экспериментальных величин чисел Лява ($k_2)_D = 0.616 \pm 0.067$ (Durante и др., 2019) необходимо выполнение ограничений на величину поверхностного теплового потока $F \geq 6.3$ мВт/м², что соответствует глубине океана $H_W \geq 310$ км под ледяной I_h -корой толщиной $H_{I_h} \leq 90$ км.

4. Исследовано влияние вариаций толщины ледяной коры, плотности океана и наличия NH₃ в океане на модельные значения числа Лява k_2 . Из полученных оценок следует пренебрежимо малое влияние присутствия NH₃ на величину k_2 .

5. Показано, что момент инерции для моделей частично дифференцированного Титана при $k_2 \geq 0.56$ имеет ограничения $I^* \leq 0.342$.

Работа по согласованию моделей внутреннего строения Титана с данными гравитационного поля выполнена в рамках госзадания ГЕОХИ им. В.И. Вернадского РАН при частичной финансовой поддержке гранта РФФИ по проекту № 18-05-00685.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Дорофеева В.А., Рускол Е.Л. О тепловой истории спутников Сатурна: Титана и Энцелада // Астрон. вестн. 2010. Т. 44. № 3. С. 212–221. (Dorofeeva V.A., Ruskol E.L. On the thermal history of Saturn's satellites Titan and Enceladus // Sol. Syst. Res. 2010. V. 44(3). P. 192–201.)
<https://doi.org/10.1134/S0038094610030032>
- Дунаева А.Н., Анцышкин Д.В., Кусков О.Л. Фазовая диаграмма H₂O: термодинамические функции фазовых переходов льдов высокого давления // Астрон. вестн. 2010. Т. 44. № 3. С. 222–243. (Dunaeva A.N., Antsyshkin D.V., Kuskov O.L. Phase diagram of H₂O: Thermodynamic functions of the phase transitions of high-pressure ices // Sol. Syst. Res. 2010. V. 44. № 3. P. 202–222.)
<https://doi.org/10.1134/S0038094610030044>
- Дунаева А.Н., Кронрод В.А., Кусков О.Л. Модели Титана с водно-ледяной оболочкой, каменно-ледяной ман- тией и ограничениями на состав железокремниевой компоненты // Докл. РАН. 2014. Т. 454. № 3. С. 1–6.
- Дунаева А.Н., Кронрод В.А., Кусков О.Л. Физико-химические модели внутреннего строения частично дифференцированного Титана // Геохимия. 2016. № 1. С. 1–23.
- Жарков В.Н., Молоденский С.М. Поправки за динамический модуль сдвига для чисел Лява и чандлеровского периода // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1979. № 6. С. 88–89.
- Жарков В.Н., Молоденский С.М. О поправках за динамический модуль сдвига для чисел Лява // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1977. № 5. С. 17–21.
- Кронрод В.А., Кусков О.Л. Химическая дифференциация галилеевых спутников Юпитера: 1. Строение водно-ледяной оболочки Каллисто // Геохимия. 2003. № 9. Р. 968–983.
- Кусков О.Л., Дорофеева В.А., Кронрод В.А., Макалкин А.Б. Системы Юпитера и Сатурна. Формирование, состав и внутреннее строение крупных спутников. М.: Издательство ЛКИ. 2009. 576 с.
- Макалкин А.Б., Дорофеева В.А. Аккреционные диски вокруг Юпитера и Сатурна на стадии образования регулярных спутников // Астрон. вестн. 2014. Т. 48. № 1. С. 64–80. (Makalkin A.B., Dorofeeva V.A. Accretion disks around Jupiter and Saturn at the stage of regular satellite formation // Sol. Syst. Res. 2014. V. 48. № 1. P. 62–78.)
<https://doi.org/10.1134/S0038094614010067>
- Молоденский М.С. Упругие приливы, свободная нутация и некоторые вопросы строения Земли // Тр. Геофиз. ин-та АН СССР. 1953. Т. 19. С. 146.
- Раевский С.Н., Гудкова Т.В., Кусков О.Л., Кронрод В.А. О согласовании моделей внутреннего строения Луны с данными гравитационного поля // Физика земли. 2015. № 1. С. 139–147.
- Alibert Y., Mousis O. Formation of Titan in Saturn's subnebula: constraints from Huygens probe measurements // Astron. and Astrophys. 2007. V. 465. P. 1051–1060.
<https://doi.org/10.1051/0004-6361:20066402>
- Anderson J.D., Jacobson R.A., McElrath T.P., Moore W.B., Schubert G., Thomas P.C. Shape, mean radius, gravity field, and interior structure of Callisto // Icarus. 2001. V. 153. № 1. P. 157–161.
- Anderson J.D., Lau E.L., Sjogren W.L., Schunert G., Moore W.B. Gravitational constraints on the internal structure of Ganymede // Nature. 1996. V. 384. № 6609. P. 541–543.
- Baland R.M., Tobie G., Lefevre A., Van Hoolst T. Titan's internal structure inferred from its gravity field, shape, and rotation state // Icarus. 2014. V. 237. P. 29–41.
<https://doi.org/10.1016/j.icarus.2014.04.007>
- Baland R.M., Van Hoolst T., Yseboodt M., Karatekin Ö. Titan's obliquity as evidence of a subsurface ocean? // Astron. and Astrophys. 2011. V. 530. P. A141.
- Barr A.C., Citron R.I., Canup R.M. Origin of a partially differentiated Titan // Icarus. 2010. V. 209. P. 858–862.
<https://doi.org/10.1016/j.icarus.2010.05.028>
- Beuthe M. Tidal Love numbers of membrane worlds: Europa, Titan, and Co // Icarus. 2015. V. 258. P. 239–266.
<https://doi.org/10.1016/j.icarus.2015.06.008>
- Braukmüller N., Wombacher F., Hezel D.C., Escoube R., Münker C. The chemical composition of carbonaceous

- chondrites: Implications for volatile element depletion, complementarity and alteration // *Geochim. et Cosmochim. Acta*. 2018. V. 239. P. 17–48.
<https://doi.org/10.1016/j.gca.2018.07.023>
- Castillo-Rogez J.C., Lunine J.I. Evolution of Titan's rocky core constrained by Cassini observations // *Geophys. Res. Lett.* 2010. V. 37. P. L20205.
<https://doi.org/10.1029/2010GL044398>
- Chen E., Nimmo F., Glatzmaier G. Tidal heating in icy satellite oceans // *Icarus*. 2014. V. 229. P. 11–30.
<https://doi.org/10.1016/j.icarus.2013.10.024>
- Choukroun M., Grasset O., Tobie G., Sotin C. Stability of methane clathrate hydrates under pressure: Influence on outgassing processes of methane on Titan // *Icarus*. 2010. V. 205. P. 581–593.
<https://doi.org/10.1016/j.icarus.2009.08.011>
- Choukroun M., Grasset O. Thermodynamic data and modeling of the water and ammonia–water phase diagrams up to 2.2 GPa for planetary geophysics // *J. Chem. Phys.* 2010. V. 133(14). P. 144502.
<https://doi.org/10.1063/1.3487520>
- Czechowski L., Witek P. Comparison of early evolutions of mimas and Enceladus // *Acta Geophysica*. 2015. V. 63(3). P. 900–921.
- Deschamps F., Mousis O., Sanchez-Valle C., Lunine J.I. The role of methanol on the crystallization of Titan's primordial ocean // *Astrophys. J.* 2010. V. 724. P. 887–894.
<https://doi.org/10.1088/0004-637X/724/2/887>
- Dougherty A.J., Bartholet Z.T., Chumsky R.J., Delano K.C., Huang X., Morris D.K. The liquidus temperature for methanol-water mixtures at high pressure and low temperature, with application to Titan // *J. Geophys. Res. Planets*. 2018. V. 123. P. 3080–3087.
<https://doi.org/10.1029/2018JE005707>
- Durante D., Hemingway D.J., Racioppa P., Iess L., Stevenson D.J. Titan's gravity field and interior structure after Cassini // *Icarus*. 2019. V. 326. P. 123–132.
<https://doi.org/10.1016/j.icarus.2019.03.003>
- Fortes A.D. Titan's internal structure and the evolutionary consequences // *Planet. and Space Sci.* 2012. V. 60. P. 10–17.
<https://doi.org/10.1016/j.pss.2011.04.010>
- Fulchignoni M., Ferri F., Angrilli F., Ball A.J., Bar-Nun A., Barucci M.A., Bettanini C., Bianchini G., Borucki W., Colombatti G., Coradini M., Coustenis A., Debei S., Falkner P., Fanti G., Flamini E., Gaborit V., Grand R., Hamelin M., Harri A.M., Hathi B., Jernej I., Leese M.R., Lehto A., Lion Stoppato P.F., López-Moreno J.J., Mäkinen T., McDonnell J.A.M., McKay C.P., Molina-Cuberos G., Neubauer F.M., Pirronello V., Rodrigo R., Saggini B., Schwingenschuh K., Seiff A., Simões F., Svedhem H., Tokano T., Towner M.C., Trautner R., Withers P., Zarnecki J.C. In situ measurements of the physical characteristics of Titan's environment // *Nature*. 2005. V. 438. P. 785–791.
- Gagnon R.E., Kieft H., Clouter M.J., Whalley E. Acoustic velocities and densities of polycrystalline ice Ih, II, III, V, and VI by Brillouin spectroscopy // *J. Chem. Phys.* 1990. V. 92(3). P. 1909–1914.
<https://doi.org/10.1063/1.458021>
- Grasset O., Sotin C., Deschamps F. On the internal structure and dynamics of Titan // *Planet. and Space Sci.* 2000. V. 48. P. 617–636.
[https://doi.org/10.1016/S0032-0633\(00\)00039-8](https://doi.org/10.1016/S0032-0633(00)00039-8)
- Hay H.C., Matsuyama I. Nonlinear tidal dissipation in the sub-surface oceans of Enceladus and other icy satellites // *Icarus*. 2019. V. 319. P. 68–85.
<https://doi.org/10.1016/j.icarus.2018.09.019>
- Helgerud M.B., Waite W.F., Kirby S.H., Nur A. Elastic wave speeds and moduli in polycrystalline ice Ih, sI methane hydrate, and sII methane-ethane hydrate // *J. Geophys. Res. Solid Earth*. 2009. V. 114(B2).
<https://doi.org/10.1029/2008JB006132>
- Hemingway D., Nimmo F., Zebker H., Iess L. A rigid and weathered ice shell on Titan // *Nature*. 2013. V. 500(7464). P. 550–552.
<https://doi.org/10.1038/nature12400>
- Iess L., Jacobson R.A., Ducci M., Stevenson D.J., Lunine J.I., Armstrong J.W., Asmar S.W., Racioppa P., Rappaport N.J., Tortora P. The tides of Titan // *Science*. 2012. V. 337(6093). P. 457–459.
<https://doi.org/10.1126/science.1219631>
- Iess L., Rappaport N.J., Jacobson R.A., Racioppa P., Stevenson D.J., Tortora P., Armstrong J.W., Asmar S.W. Gravity field, shape, and moment of inertia of Titan // *Science*. 2010. V. 327(5971). P. 1367–1369.
<https://doi.org/10.1126/science.1182583>
- Jacobson R.A., Antreasian P.G., Bordi J.J., Criddle K.E., Ionasescu R., Jones J.B., Mackenzie R.A., Meek M.C., Parcher D., Pelletier F.J., Owen Jr.W.M., Roth D.C., Roundhill I.M., Stauch J.R. The Gravity Field of the Saturnian System from Satellite Observations and Spacecraft Tracking Data // *Astron. J.* 2006. V. 132(6). P. 2520–2526.
- Journaux, B., Kalousová, K., Sotin, C. et al. Large Ocean Worlds with High-Pressure Ices. *Space Sci Rev* 216, 7 (2020).
<https://doi.org/10.1007/s11214-019-0633-7>
- Kirk R.L., Stevenson D.J. Thermal evolution of a differentiated Ganymede and implications for surface features // *Icarus*. 1987. V. 69(1). P. 91–134.
[https://doi.org/10.1016/0019-1035\(87\)90009-1](https://doi.org/10.1016/0019-1035(87)90009-1)
- Kronrod V.A., Kuskov O.L. Chemical differentiation of the Galilean satellites of Jupiter: 4. Isochemical models for the compositions of Io, Europa, and Ganymede // *Geochem. Int.* 2006. V. 44. P. 529–546.
<https://doi.org/10.1134/S0016702906060012>
- Kuskov O.L., Galimzyanov R.F., Kalinin V.A., Bubnova N. Construction of the thermal equation of state of solids (periclase, coesite, stishovite) based on bulk modulus data and calculation of coesite – stishovite boundary // *Geokhimiya*. 1982. № 7. P. 984–1001.
- Kuskov O.L., Kronrod V.A. Internal structure of Europa and Callisto // *Icarus*. 2005. V. 177. P. 550–569.
<https://doi.org/10.1016/j.icarus.2005.04.014>
- Kuskov O.L., Kronrod V.A., Prokofyev A.A., Pavlenkova N.I. Petrological–geophysical models of the internal structure of the lithospheric mantle of the Siberian craton // *Petrology*. 2014. V. 22. P. 17–44.
<https://doi.org/10.1134/S0869591114010056>
- Lefevre A., Tobie G., Choblet G., Cadek O. Structure and dynamics of Titan's outer icy shell constrained from Cassini data // *Icarus*. 2014. V. 237. P. 16–28.
<https://doi.org/10.1016/j.icarus.2014.04.006>

- Leitner M.A., Lunine J.I.* Modeling early Titan's ocean composition // *Icarus*. 2019. V. 333. P. 61–70. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2019.05.008>
- Leliwa-Kopystyński J., Maruyama M., Nakajima T.* The water–ammonia phase diagram up to 300 MPa: Application to icy satellites // *Icarus*. 2002. V. 159(2). P. 518–528. <https://doi.org/10.1006/icar.2002.6932>
- Lindal G.F., Wood G.E., Hotz H.B., Sweetnam D.N., Eshleman V.R., Tyler G.L.* The atmosphere of Titan – an analysis of the Voyager 1 radio occultation measurements // *Icarus*. 1983. V. 53. P. 348–363. [https://doi.org/10.1016/0019-1035\(83\)90155-0](https://doi.org/10.1016/0019-1035(83)90155-0)
- Lorenz R.D.* Thermodynamics of geysers: application to Titan // *Icarus*. 2002. V. 156(1). P. 176–183. <https://doi.org/10.1006/icar.2001.6779>
- Mitri G., Meriggiola R., Hayes A., Lefevre A., Tobie G., Genova A., Zebker H.* Shape, topography, gravity anomalies and tidal deformation of Titan // *Icarus*. 2014. V. 236. P. 169–177. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2014.03.018>
- Mitri G., Showman A.P.* Thermal convection in ice I shells of Titan and Enceladus // *Icarus*. 2008. V. 193. P. 387–396. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2007.07.016>
- Mitri G., Showman A.P., Lunine J.I., Lopes R.M.C.* Resurfacing of Titan by ammonia–water cryomagma // *Icarus*. 2008. V. 196. P. 216–224. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2008.02.024>
- Mueller S., McKinnon W.B.* Three-layered models of Ganymede and Callisto: Compositions, structures, and aspects of evolution // *Icarus*. 1988. V. 76(3). P. 437–464. [https://doi.org/10.1016/0019-1035\(88\)90014-0](https://doi.org/10.1016/0019-1035(88)90014-0)
- Nimmo F., Bills B.G.* Shell thickness variations and the long wavelength topography of Titan // *Icarus*. 2010. V. 208. P. 896–904. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2010.02.020>
- Nimmo F., Pappalardo R.T.* Ocean worlds in the outer solar system // *J. Geophys. Res. Planets*. 2016. V. 121. P. 1378–1399. <https://doi.org/10.1002/2016JE005081>
- O'Rourke J.G., Stevenson D.J.* Stability of ice/rock mixtures with application to a partially differentiated Titan // *Icarus*. 2014. V. 227. P. 67–77. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2013.09.010>
- Rodnikova M.N.* A new approach to the mechanism of solvophobic interactions // *J. Mol. Liq.* 2007. V. 136(3). P. 211–213. <https://doi.org/10.1016/j.molliq.2007.08.003>
- Ruiz J.* The stability against freezing of an internal liquid–water ocean in Callisto // *Nature*. 2001. V. 412(6845). P. 409–411. <https://doi.org/10.1038/35086506>
- Sohl F., Hussmann H., Schwentker B., Spohn T., Lorenz R.D.* Interior structure models and tidal Love numbers of Titan // *J. Geophys. Res. Planets*. 2003. V. 108(E12). <https://doi.org/10.1029/2003JE002044>
- Sohl F., Sears W.D., Lorenz R.D.* Tidal dissipation on Titan // *Icarus*. 1995. V. 115(2). P. 278–294. <https://doi.org/10.1006/icar.1995.1097>
- Sohl F., Solomonidou A., Wagner F.W., Coustenis A., Hussmann H., Schulze-Makuch D.* Structural and tidal models of Titan and inferences on cryovolcanism // *J. Geophys. Res. Planets*. 2014. V. 119(5). P. 1013–1036. <https://doi.org/10.1002/2013JE004512>
- Sotin C., Tobie G.* Internal structure and dynamics of the large icy satellites // *C. R. Phys.* 2004. V. 5. P. 769–780. <https://doi.org/10.1016/j.crhy.2004.08.001>
- Spohn T., Schubert G.* Oceans in the icy Galilean satellites of Jupiter? // *Icarus*. 2003. V. 161(2). P. 456–467. [https://doi.org/10.1016/S0019-1035\(02\)00048-9](https://doi.org/10.1016/S0019-1035(02)00048-9)
- Takeuchi H., Saito M., Kobayashi N.* Study of shear velocity distribution in the upper mantle by mantle Rayleigh and Love waves // *J. Geophys. Res.* 1962. V. 67. P. 2831–2839.
- Tobie G., Choukroun M., Grasset O., Mouelic S., Le, Lunine J.I., Sotin C., Bourgeois O., Gautier D., Hirtzig M., Lebonnois S., Corre L. Le.* Evolution of Titan and implications for its hydrocarbon cycle // *Phil. Trans. R. Soc. A*. 2009. V. 367. P. 617–631. 2008. 0246. <https://doi.org/10.1098/rsta>
- Tobie G., Gautier D., Hersant F.* Titan's bulk composition constrained by Cassini–Huygens: implication for internal outgassing // *Astrophys. J.* 2012. V. 752(2). P. 125. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/752/2/125>
- Tobie G., Lunine J.I., Monteux J., Mousis O., Nimmo F.* The origin and evolution of Titan. In: *Muller-Wordag I., Griffith C.A., Lellouch E., Cravens T.E.* (Eds.), *Titan: Interior, Surface, Atmosphere and Space Environment*. Cambridge UK: Cambridge Univ. Press, 2014. P. 29–262.
- Wagner W., Pruß A.* The IAPWS formulation 1995 for the thermodynamic properties of ordinary water substance for General and Scientific Use // *J. Phys. Chem.* 2002. V. 31. P. 387–535. <https://doi.org/10.1063/1.1461829>
- Wasson J.T., Kallemeyn G.W.* Compositions of chondrites // *Phil. Trans. R. Soc. London. Series A*. 1988. V. 325(1587). P. 535–544. <https://doi.org/10.1098/rsta.1988.0066>

УДК 523-52

ТЕРМОДИНАМИКА БОЗЕ-ГАЗА И ЧЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В НЕЭКСТЕНСИВНОЙ СТАТИСТИКЕ ТСАЛЛИСА

© 2020 г. А. В. Колесниченко*

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

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

Поступила в редакцию 26.02.2020 г.

После доработки 20.04.2020 г.

Принята к публикации 25.05.2020 г.

Целью данной работы является построение термодинамики открытых квантовых систем элементарных частиц Бозе-газа в рамках неэкстенсивной статистики Тсаллиса, основанной на модифицированной квантовой энтропии, зависящей от действительного параметра деформации q . Получены обобщенные выражения для термодинамического потенциала, внутренней энергии, свободной энергии, удельной теплоты и давления, а также основные термодинамические уравнения. Обсуждаются модифицированные равновесные распределения Бозе–Эйнштейна для массивных частиц и обобщенные законы Планка, Рэлея–Джинса и Вина для фотонов, которые могут быть применимы к различным физическим задачам, в частности, к описанию космического черного излучения. Исходным основанием подобного рассмотрения фотонного газа является предположение, согласно которому распределение фотонов космического фонового излучения (находящегося в тепловом равновесии) может отличаться от классического распределения Планка из-за влияния дальнедействующего гравитационного воздействия на больших расстояниях. Это влияние возможно является отражением того отдаленного во времени факта, согласно которому материя и свет были сильно связаны между собой. Обобщенная термодинамика фотонного газа может быть использована, в частности, в качестве теоретического обоснования экспериментальных исследований чернотельной радиации внутри разнообразных астрофизических объектов.

Ключевые слова: статистическая механика Тсаллиса, неэкстенсивная квантовая энтропия Бозе-газа, чернотельное излучение, дивергенция Брэгмана

DOI: 10.31857/S0320930X20050023

ВВЕДЕНИЕ

Как теперь стало понятно, статистическая механика Больцмана–Гиббса и стандартная термодинамика не являются вполне универсальными теориями, поскольку они имеют ограниченные области применимости. В качестве примера можно привести невозможность в рамках статистики БГ объяснить спектр космических лучей — одной из наиболее важных систем релятивистских частиц.

В физике и в других естественных науках, использующих методы статистической механики, известны многочисленные примеры сложных (аномальных) систем, которым присущи эффекты сильного дальнего действия, нелокальные корреляции между отдельными элементами системы (помнящей свое прошлое), фрактальный характер фазового пространства, немарковское поведение. Сложная пространственно-временная структура подобных систем приводит к нарушению принципа аддитивности для таких важнейших термодинамических характеристик, как энтропия или внутренняя энергия.

В связи с этим, исследования в области механики неэкстенсивных (неаддитивных) систем стали в последнее время предметом значительного интереса, что объясняется как новизной возникающих здесь общетеоретических проблем, так и важностью практических приложений. Начало систематического изучения в этом направлении связано с работой К. Тсаллиса (Tsallis, 1988), в которой был введен функционал энтропии $S_q(p) := k(q-1)^{-1} \left[1 - \int p^q d\Gamma \right]$, зависящей от некоторого действительного числа q (так называемого параметра деформации) и обладающей неаддитивностью для совокупности независимых аномальных систем. Важно, что в пределе слабой связи $q \rightarrow 1$ энтропия Тсаллиса переходит в энтропию БГ. Наиболее существенным преимуществом, основанной на энтропии Тсаллиса¹ стати-

¹ Заметим, что хотя эта энтропия получила название энтропии Тсаллиса, в историческом плане появление q -энтропии можно проследить по более ранним работам (см. Nagvda, Charvat, 1967; Daroczy, 1970).

стической механики, по сравнению со статистической БГ является то, что она приводит к асимптотическому степенному закону распределения вероятностей, который отличен от экспоненциального поведения, порожденного классическим распределением Гиббса.

Неэкстенсивная статистика, в настоящее время интенсивно развивается. Возникают многочисленные новые математические проблемы, требующие своего решения. В научной литературе доступны многочисленные коллекции мини-обзоров (см., например, Tsallis, 1999; Abe, Okamoto, 2001; Grigolini и др., 2002; Kaniadakis и др., 2002, 2006; Kaniadakis, Lissia, 2004; Gell-Mann, Tsallis, 2004; Herrmann и др., 2004; Колесниченко, 2019). Эта статистика успешно применяется ко многим природным системам, в частности, к ранней вселенной (Pessah и др., 2001), к космической плазме (Lima и др., 2000), к космологическим проблемам (к трехмерной гравитационной проблеме N-тел), к астрофизическим проблемам (например, при толковании черных дыр, суперструн, темной материи (Leubner, 2005)) и так далее. Моделированию Бозе-газа и чернотельному излучению в рамках неэкстенсивной статистики также посвящено большое число публикаций (см., например, Tsallis и др., 1995; Plastino и др., 1995; Tirnakli и др., 1997; Lenzi, Mendes, 1998; Wang, Le Méhauté, 1998; Wang и др., 1998; Büyükkilic., Demirhan, 2000; Anchrordoqui, Torres, 2001; Martinez и др., 2001, 2002; Chamati и др., 2006; Zaripov, 2009; Rovenchak, 2018; Ma и др., 2019; Kolesnichenko, 2020).

Тем не менее, в настоящей работе предлагается вновь вернуться к обсуждению в рамках формализма Тсаллиса механизма чернотельного излучения применительно к задачам космологии. Исходным основанием подобного рассмотрения является утверждение, согласно которому существующее космическое фоновое излучение (находящееся по предположению в тепловом равновесии) может несколько отличаться от классического закона излучения черного тела Планка из-за влияния дальнедействующего гравитационного воздействия на больших расстояниях (Mather и др., 1994). Это влияние может быть отражением того отдаленного во времени факта, когда материя и свет были сильно связаны между собой, или же оно является результатом еще более изощренных природных явлений (Sistema, Vucetich, 2005).

Правомерность нового обсуждения данной проблемы, по мнению автора статьи, связана со следующим обстоятельством. В статистической механике Тсаллиса возможно осреднение микроскопических физических величин с помощью трех распределений: $p(\mathbf{r})$, $p^q(\mathbf{r})$, $p^q(\mathbf{r})/\int p^q(\mathbf{r})d\Gamma$. Первое осреднение соответствует первоначальной статистике Тсаллиса (Tsallis, 1988), второе

(ненормированное) осреднение – статистике Курадо–Тсаллиса (Curado, Tsallis, 1991; Зарипов, 2002; Колесниченко, 2018), третье осреднение – статистике Тсаллиса–Мендеса–Пластино (Tsallis и др., 1998). Эти способы осреднения, каждый из которых имеет, вообще говоря, свои преимущества и недостатки, предопределяют совершенно разные q -термодинамики. По этой причине вопрос об использовании того или иного способа осреднения в физических приложениях носит принципиальный характер, поскольку различия в определении средних значений могут оказаться существенными при обработке экспериментальных данных.

Вместе с тем, получаемые при этом существенные несоответствия могут быть, по мысли ряда авторов, благополучно устранены путем использования осреднения Тсаллиса–Мендеса–Пластино, когда осреднение производится по так называемому нормированному эскортному распределению вероятности $P_q(\mathbf{r}) := p^q/\int p^q d\Gamma$ (см., например, Tsallis и др., 1998; Tsallis, 1999; Martinez и др., 2000). Однако существует и иная точка зрения (которой автор придерживается в данной работе), согласно которой единственно правильным осреднением является осреднение с ненормированным распределением $p(\mathbf{r})^q$, используемое в аксиоматическом обосновании рассматриваемой неэкстенсивной статистики (см. Havrda, Charvat, 1967; Daroczy, 1970). Она обуславливается, в частности, и тем, что только распределение $p(\mathbf{r})^q$ не приводит к переопределению понятия температуры неаддитивной q -системы, которая в этой статистике является интенсивным параметром (абсолютной температурой T), а не функционалом (так называемой физической температурой T_{ph} , зависящей от энтропии S_q), как это происходит при иных определениях взвешенного среднего. Отметим, что это и некоторые другие убедительные соображения в пользу осреднения Курадо–Тсаллиса приведены в монографии (Зарипов, 2002).

Возвращаясь к своевременности появления данной работы, заметим, что во многих цитируемых выше публикациях по заявленной тематике авторы (см., например, Tirnakli и др., 1997; Wang и др., 1998; Rovenchak, 2018) в качестве отправной точки использовали обобщенное распределение Планка собственных частот излучения в виде:

$$\bar{n}_j(T, q) = 1/\left\{ \left[1 + (q-1) \frac{\hbar\omega_j}{kT} \right]^{1/(1-q)} - 1 \right\}.$$

Легко можно убедиться в том, что к этому распределению приводит условие максимальности модифицированной в статистике Тсаллиса энтропии Бозе-газа только при условии, что осреднение физических величин производится с помощью распреде-

ления $p^q(\mathbf{r})$ (Büyükkilic, Demirhan, 2000; Зарипов, 2010). Тем не менее эти авторы в своих работах использовали осреднение с распределением $p(\mathbf{r})$, соответствующее оригинальной статистике Тсаллиса. В ряде других публикаций (см., например, Martinez и др., 2002; Ма и др. 2019) за исходное распределение неэкстенсивного фотонного газа принималось обобщенное распределение Планка $\bar{n}_j(T_{ph}, q)$ с физической температурой T_{ph} , что представляется совершенно не практичным, поскольку измерение физической температуры T_{ph} нереально, что связано с ее зависимостью от энтропии системы S_q . В недавней работе автора (Kolesnichenko, 2020), посвященной рассмотрению Джинсовой неустойчивости протопланетного газового облака с радиацией в рамках неэкстенсивной кинетики Тсаллиса, термодинамика чернотельного излучения использовалась в классической форме.

В связи с высказанными выше критическими соображениями в представленной работе нами с единых позиций кинетики Тсаллиса изложен круг вопросов, связанных с конструированием деформированной термодинамики чернотельного излучения на основе модифицированных энтропии Бозе-газа и дивергенции Брэгмана. При этом при получении всех термодинамических величин систематически использовано осреднение Курадо–Тсаллиса. Проведенное исследование базируется на свойствах негиббсового канонического ансамбля бозонных систем, полученного из принципа Джейнса (Jaynes, 1963) максимума q -энтропии при заданности усредненной внутренней энергии и полного числа частиц бозонного газа. Получены обобщенные выражения для термодинамического потенциала, полной и свободной энергии, энтропии, удельной теплоты, давления и теплоемкости, а также дифференциальные термодинамические уравнения для бозонных газовых систем. Показано, что сохраняются принцип максимума равновесной энтропии Тсаллиса, лежандрова структура теории и H -теорема статистики БГ. Получено статистическое распределение для массивных бозонов, а также обобщение классического закона Планка для черного излучения в рамках статистики Тсаллиса. Показано, что все характеристики неэкстенсивного Бозе-газа восстанавливают свои стандартные выражения в пределе $q \rightarrow 1$.

Результаты работы могут быть использованы, в частности, в качестве теоретического обоснования экспериментальных исследований чернотельной радиации, таких как исследование космического микроволнового фонового излучения.

ЭЛЕМЕНТЫ НЕАДДИТИВНОЙ СТАТИСТИКИ ТСАЛЛИСА

В статистической механике Тсаллиса для непрерывных величин при вероятностной нормировке

$$\int p(\mathbf{r})d\Gamma' = 1, \quad 0 \leq p < \infty \quad (1)$$

для фазовой функции распределения $p(\mathbf{r})$ (в общем случае эта функция может зависеть от времени t и от внешних параметров $\{a_k\}$) энтропия Тсаллиса для вещества задается следующим функционалом (Tsallis, 1988):

$$S_q(p) := \frac{k}{q-1} \left(1 - \int p^q d\Gamma' \right). \quad (2)$$

Здесь и далее везде область интегрирования совпадает со всем $6N$ -мерным фазовым пространством $\mathbf{r} := \{\mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_N; \mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{p}_N\}$, безразмерный элемент которого записывается в следующей современной форме $d\Gamma' := (2\pi\hbar)^{-s} d\mathbf{r}$ (где $d\mathbf{r} := \prod_j dq_j dp_j$; $k \approx 1.380662 \times 10^{-16}$ эрг/К – постоянная Больцмана; $\hbar = h/2\pi$; $h \approx 6.626117 \times 10^{-27}$ эрг · с – постоянная Планка). Энтропийный индекс q представляет собой вещественное число, принадлежащее области $q \in \mathbb{R}$. Такая деформированная энтропия позволяет учитывать важную особенность поведения аномальных материальных систем с длинной памятью и/или дальнедействующими силовыми взаимодействиями, при которых вероятность реализации $p(\mathbf{r})$ больших значений состояний убывает (при $q > 1$) не экспоненциально, а степенным образом.

Можно показать, что в пределе слабой связи энтропия Тсаллиса (2) переходит в классическую формулу для энтропии S_{BG} в статистике Больцмана–Гиббса. Действительно, в пределе $q \rightarrow 1$ имеем: $p^{q-1} = \exp\{(q-1)\ln p\} \rightarrow 1 + (q-1)\ln p$, и энтропия S_q сводится к $S(p) = \lim_{q \rightarrow 1} S_q(p) = -k \int p \ln p d\Gamma' = S_{BG}$.

Если состояние физической двухкомпонентной системы описывается совместным мультипликативным распределением $p_{12} = p_1 p_2$ с $p_{12} = p_{12}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$, $p_1 = p_1(\mathbf{r}_1)$, $p_2 = p_2(\mathbf{r}_2)$, которое может зависеть от времени t , а \mathbf{r}_1 и \mathbf{r}_2 относятся к двум независимым q -системам, то общая энтропия дается выражением

$$\begin{aligned} S_q(p_{12}) &= \frac{k}{q-1} \left(1 - \iint p_{12}^q d\Gamma'_1 d\Gamma'_2 \right) = \\ &= S_q(p_1) + S_q(p_2) + \frac{1-q}{k} S_q(p_1) S_q(p_2). \end{aligned} \quad (3)$$

Соотношение (3) выражает свойство неаддитивности для энтропии совокупной системы в статистике Тсаллиса.

Энтропия Тсаллиса (2) может быть представлена в следующей эквивалентной форме:

$$S_q(p) = -k \int p^q \ln_q(p) d\Gamma = -k \langle \ln_q p \rangle_q, \quad (4)$$

при написании которой использовано осреднение с ненормированным распределением p^q (свойственным статистике Курадо–Тсаллиса (Curado, Tsallis, 1991))

$$\langle A \rangle_q := \int p^q A(\mathbf{r}) d\Gamma, \quad (5)$$

для произвольной физической величины $A(\mathbf{r})$, а также, так называемый, “деформированный логарифм”

$$\ln_q x := \frac{x^{1-q} - 1}{1 - q} \quad (x \in \mathbb{R}^+; q \in \mathbb{R}). \quad (6)$$

Экстремальное значение энтропии Тсаллиса. Аналог равновесного распределения Гиббса в статистике Курадо–Тсаллиса может быть получен, как и в классическом случае, из экстремума энтропии (2) при выполнении условия сохранения нормировки (1) и заданном значении средней энергии системы

$$E_q \equiv \langle H \rangle_q := \int H(\mathbf{r}) p^q d\Gamma = \text{const}, \quad (7)$$

где функция Гамильтона $H(\mathbf{r})$ задается математической моделью изучаемых физических процессов. В соответствии с теоремой Лагранжа вероятное распределение $p(\mathbf{r})$, “экстремизирующее” энтропию Тсаллиса $S_q(p)$ при указанных ограничениях имеет вид (см., например, Колесниченко, 2019):

$$p(\mathbf{r}) = Z_q^{-1}(\beta) [1 - k^{-1}(1 - q)\beta H(\mathbf{r})]^{1/(1-q)}, \quad (8)$$

где

$$Z_q = \int [1 - k^{-1}(1 - q)\beta H(\mathbf{r})]^{1/(1-q)} d\Gamma \quad (9)$$

– обобщенный статистический интеграл, определяемый из условия нормировки (1); множитель Лагранжа β (обратная эффективная температура, $\beta = 1/T$) определяется из уравнения, получаемого подстановкой (8) в (7).

Распределение (8) удобно записать в виде, аналогичном классической форме Гиббса

$$p(\mathbf{r}, \beta) = Z_q^{-1} \exp_q \{ -k^{-1} \beta H(\mathbf{r}) \}, \quad (10)$$

выражая стоящую в (8) степенную функцию $[\dots]^{1/(1-q)}$ через так называемую экспоненту Тсалли-

са, которая определяется следующим образом (Тсаллис, 2009):

$$\exp_q(x) \equiv [1 + (1 - q)x]_+^{1/(1-q)} = \begin{cases} 0, & \text{если } q < 1 \text{ и } x < -1/1 - q; \\ [1 + (1 - q)x]^{1/(1-q)}, & \text{если } q < 1 \text{ и } x \geq -1/1 - q; \\ [1 + (1 - q)x]^{1/(1-q)}, & \text{если } q > 1 \text{ и } x < -1/1 - q. \end{cases} \quad (11)$$

Здесь выражение, стоящее в квадратных скобках, либо положительно, либо равно нулю, $[y]_+ \equiv \max(y, 0)$. Легко проверить, что в пределе $q \rightarrow 1$ эта функция принимает стандартный вид: $\exp_q(x) \xrightarrow{q \rightarrow 1} \exp(x)$.

Используя определения деформированных функций $\ln_q x$ и $\exp_q(x)$, легко можно убедиться в том, что имеют место следующие соотношения:

$$\ln_q(x) = x^{1-q} \ln_{2-q}(x), \quad \ln_q(1/x) + \ln_{2-q}(x) = 0, \quad (\forall x; \forall q), \quad (12)$$

$$\ln_{2-q} x = \frac{x^{q-1} - 1}{q - 1}, \quad \ln_q \left(\frac{1}{x} \right) = -\frac{1}{x^{1-q}} \ln_q x, \quad (\forall x; \forall q), \quad (13)$$

$$\exp_q[\ln_q(x)] = \ln_q[\exp_q(x)] = x, \quad \exp_{2-q}(-x) = 1/\exp_q(x), \quad (\forall x; \forall q), \quad (14)$$

$$\exp_{2-q}(x) = [1 - (1 - q)x]^{1/(q-1)}, \quad (\forall x; \forall q), \quad (15)$$

$$\ln_q(1 + x) = x - \frac{1}{2} x^2 q + \frac{1}{6} x^3 q(1 + q) - \frac{1}{24} x^4 q(1 + q)(2 + q) + \dots, \quad (\forall q), \quad (16)$$

$$\exp_q(x) = 1 + x + \frac{1}{2} x^2 q + \frac{1}{6} x^3 q(2q - 1) + \frac{1}{24} x^4 q(2q - 1)(3q - 2) + \dots, \quad (\forall q), \quad (17)$$

$$\frac{d}{dx} \ln_q x = \frac{1}{x^q}, \quad \frac{d}{dx} \exp_q(x) = [\exp_q(x)]^q, \quad (x > 0; \forall q). \quad (18)$$

Далее эти соотношения будут широко использованы.

ЭНТРОПИЯ БОЗЕ-ГАЗА В СТАТИСТИКЕ БОЛЬЦМАНА–ГИББСА

Бозе-газ состоит из бозонов – частиц, имеющих целый спин и подчиняющихся статистике Бозе–Эйнштейна. Бозе создал статистическую механику для газа фотонов, а Эйнштейн развил ее для описания массивных частиц.

Напомним классический вероятностно-статистический способ вычисления энтропии Бозе-газа. С этой целью рассматриваются различные

равновероятные группы квантовых состояний $j = 1, 2, \dots$, которыми может быть реализовано изучаемое макроскопическое состояние ансамбля из N газовых частиц. $6N$ -мерное фазовое пространство делится на M ячеек безразмерного объема $g_j := (2\pi\hbar)^{-s}(\Delta\mathbf{q}_j\Delta\mathbf{p}_j)$, который характеризует максимально возможное число микросостояний в j -ой ячейке, содержащей n_j Бозе-частиц (здесь s — число степеней свободы элементарной частицы). Далее определяется число всех возможных способов заполнения $N = \sum_j n_j$ частиц по M ячейкам. Данное число является по определению статистическим весом $\Delta\Gamma$, характеризующим вероятность макроскопического состояния системы. Если теперь каждую группу из n_j частиц рассматривать как независимую подсистему и обозначить посредством $\Delta\Gamma_{n_j}$ ее статистический вес, то можно написать: $\Delta\Gamma = \prod_j \Delta\Gamma_{n_j}$. В классической статистике энтропия выражается логарифмической мерой статистического веса $S := k \ln \Delta\Gamma = k \ln \prod_j \Delta\Gamma_{n_j}$. В случае статистики Бозе–Эйнштейна в каждом квантовом состоянии может находиться любое число частиц, так что статистический вес $\Delta\Gamma_{n_j}$ есть число всех способов, которыми можно распределить n_j частиц по g_j состояниям. Статистический вес в статистике Бозе имеет вид $\Delta\Gamma_{n_j} = \frac{(g_j + n_j - 1)!}{n_j!(g_j - 1)!}$, вытекающий из условия, что в ячейке может находиться любое количество частиц. Логарифмируя это выражение и воспользовавшись для логарифмов всех трех факториалов приближенной формулой Стирлинга $\ln x! = x \ln(x/e)$, найдем:

$$S_N = -k \sum_j \{n_j \ln n_j + g_j \ln g_j - (g_j + n_j) \ln(g_j + n_j)\}. \quad (19)$$

Если записать эту формулу, используя среднее число $\bar{n}_j = n_j/g_j$ частиц в каждом из квантовых состояний j -й группы, то получим известное выражение для энтропии неравновесного Бозе-газа в классическом случае (см. Ландау, Лифшиц, 1964):

$$S_N = -k \sum_j g_j \{\bar{n}_j \ln \bar{n}_j - (1 + \bar{n}_j) \ln(1 + \bar{n}_j)\}. \quad (20)$$

Легко убедиться в том, что условие экстремальности энтропии S_N приводит к дискретному распределению Бозе–Эйнштейна:

$$\bar{n}_j = \left\{ \exp\left(\frac{\epsilon_j - \mu}{kT}\right) - 1 \right\}^{-1}. \quad (21)$$

Заметим, что величина \bar{n}_j есть дискретный аналог непрерывной функции распределения $D(\mathbf{r}, t)$ по фазовому пространству $\mathbf{r} := \{\mathbf{q}; \mathbf{p}\}$. Переход от дискретного распределения \bar{n}_j к плотности распределения Бозе частиц в фазовом пространстве $D(\mathbf{r}, t)$ осуществляется заменой суммирования по j интегрированием по всему фазовому пространству, безразмерный элемент которого определяется соотношением $d\Gamma := g(2\pi\hbar)^{-S} d\mathbf{r}$ (здесь $g = 2S + 1$, S — спин частицы; $d\mathbf{r} := d\mathbf{q}d\mathbf{p} = dp dV_N$)². В итоге получим следующее выражение для энтропии неравновесного Бозе-газа в случае непрерывных распределений:

$$S(t) = -k \int \{D(\mathbf{r}, t) \ln D(\mathbf{r}, t) - [1 + D(\mathbf{r}, t)] \ln[1 + D(\mathbf{r}, t)]\} d\Gamma. \quad (22)$$

Приведем также выражение для так называемой физической информации различия Бозе-газа I_{12} , характеризующей переходы между двумя состояниями неравновесной системы. Величина I_{12} , являющаяся знакоопределенным функционалом (функцией Ляпунова), определяет меру статистической упорядоченности в микросостояниях системы с распределением \bar{n}_{1j} относительно ее состояния с распределением \bar{n}_{2j} .

В дискретном случае эта величина имеет вид (см. Зарипов, 2010):

$$I_{12}[\bar{n}_1 : \bar{n}_2] := k \sum_j g_j \times \left[\bar{n}_{1j} \ln \frac{\bar{n}_{1j}}{\bar{n}_{2j}} - (1 + \bar{n}_{1j}) \ln \left(\frac{1 + \bar{n}_{1j}}{1 + \bar{n}_{2j}} \right) \right] \geq 0, \quad (23)$$

а для непрерывного аналога имеем:

$$I_{12} := k \int \left[D_1 \ln \left(\frac{D_1}{D_2} \right) - (1 + D_1) \ln \left(\frac{1 + D_1}{1 + D_2} \right) \right] d\Gamma \geq 0. \quad (24)$$

ЭНТРОПИЯ БОЗЕ-ГАЗА В СТАТИСТИКЕ ТСАЛЛИСА

Обобщенное выражение квантовой энтропии (20) для Бозе-газа, полученное в рамках неэкстенсивной статистики Тсаллиса в работах (Büyükkılıç, Demirhan, 1993, 2004), имеет вид:

$$S_q := \frac{k}{q-1} \sum_j g_j \left[-\bar{n}_j^q - 1 + (1 + \bar{n}_j)^q \right]. \quad (25)$$

² Заметим, что для однородных систем интегрирование по dV_N сводится к замене dV_N на полный объем V_N газа.

Энтропию (25) удобно представить в следующих эквивалентных двух формах:

$$\begin{aligned}
 S_q &= \frac{k}{1-q} \sum_j g_j \bar{n}_j^q \left[1 - \left(\frac{1 + \bar{n}_j}{\bar{n}_j} \right)^{q-1} \right] + \\
 &+ \frac{k}{1-q} \sum_j g_j \left[1 - (1 + \bar{n}_j)^{q-1} \right] = \\
 &= k \sum_j g_j \left[\bar{n}_j^q \ln_{2-q} \left(\frac{1 + \bar{n}_j}{\bar{n}_j} \right) + \ln_{2-q} (1 + \bar{n}_j) \right] = \quad (26) \\
 &= k \sum_j g_j (1 + \bar{n}_j)^{q-1} \times \\
 &\times \left[\bar{n}_j \ln_q \left(\frac{1 + \bar{n}_j}{\bar{n}_j} \right) + \ln_q (1 + \bar{n}_j) \right].
 \end{aligned}$$

При $q \rightarrow 1$ из (26) вытекает выражение (20) для энтропии неравновесного Бозе-газа для аддитивных систем.

Совершая переход от суммирования к интегрированию в формуле (25), получим выражение для квантовой энтропии в случае непрерывных распределений

$$\begin{aligned}
 S_q &= \frac{k}{q-1} \int \{ [-D(\mathbf{r})]^q - 1 + [1 + D(\mathbf{r})]^q \} d\Gamma = \\
 &= k \int \left[[D(\mathbf{r})]^q \ln_{2-q} \left(\frac{1 + D(\mathbf{r})}{D(\mathbf{r})} \right) + \ln_{2-q} (1 + D(\mathbf{r})) \right] d\Gamma. \quad (27)
 \end{aligned}$$

Здесь $D(\mathbf{r})$ – плотность распределения квантовых частиц в фазовом пространстве \mathbf{r} . Используя (27), легко показать, что в статистике Тсаллиса энтропия Бозе-газа двух независимых систем не обладает свойством аддитивности.

Экстремум энтропии и равновесные состояния.

Равновесные состояния неэкстенсивных систем характеризуются распределениями, которые не меняются с течением времени. В состоянии равновесия энтропия должна иметь максимальное значение. Покажем, каким образом из этого требования можно найти функцию распределения частиц Бозе-газа в состоянии статистического равновесия. Задача заключается в нахождении таких \bar{n}_j , при которых квантовая энтропия (25) имеет максимальное значение, возможное при дополнительных условиях

$$E_q := \sum_j g_j \varepsilon_j \bar{n}_j^q = \text{const}, \quad N_q := \sum_j g_j \bar{n}_j^q = \text{const}, \quad (28)$$

выражающих постоянство полного числа частиц N_q и полной энергии E_q газа. Следуя известному методу неопределенных множителей Лагранжа, надо приравнять нулю первую вариацию функционала

$$L(\bar{n}_j) := S_q - \beta \sum_j g_j \varepsilon_j \bar{n}_j^q + \beta \mu \sum_j g_j \bar{n}_j^q, \quad (29)$$

где β и μ – некоторые постоянные. Произведя дифференцирование, найдем:

$$\begin{aligned}
 \frac{\delta L}{\delta \bar{n}_j} &= \frac{k}{q-1} \sum_j g_j q \times \\
 &\times \left\{ \left[-\bar{n}_j^{q-1} + (1 + \bar{n}_j)^{q-1} \right] - \frac{(q-1)\beta}{k} (\varepsilon_j - \mu) \bar{n}_j^{q-1} \right\} = 0, \quad (30)
 \end{aligned}$$

откуда

$$\begin{aligned}
 \frac{1 + \bar{n}_{j0}}{\bar{n}_{j0}} &= \left[1 - k^{-1} (1 - q) \beta_0 (\varepsilon_j - \mu_0) \right]^{1/(q-1)} \equiv \\
 &\equiv \exp_{2-q} \left[\frac{\beta_0 (\varepsilon_j - \mu_0)}{k} \right], \quad (31)
 \end{aligned}$$

или,

$$\begin{aligned}
 \bar{n}_{j0} &= \left\{ \left[1 + (q-1) \frac{\varepsilon_j - \mu_0}{k T_0} \right]^{1/q-1} - 1 \right\}^{-1} = \\
 &= \left\{ \exp_{2-q} \left(\frac{\varepsilon_j - \mu_0}{k T_0} \right) - 1 \right\}^{-1}. \quad (32)
 \end{aligned}$$

Это есть не что иное, как обобщенное распределение Бозе–Энштейна в статистике Тсаллиса. Здесь $T_0 = 1/\beta_0$ – равновесная температура и μ_0 – равновесный химический потенциал Бозе-газа ($\mu_0 < 0$).

С помощью распределения (32) могут быть вычислены равновесные значения полного число частиц и полной энергии системы:

$$\begin{aligned}
 N_{q0} &:= \sum_j g_j \bar{n}_{j0}^q = \\
 &= \sum_j g_j \left\{ \exp_{2-q} [(\varepsilon_j - \mu_0)/k T_0] - 1 \right\}^{-q}, \quad (33)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 E_{q0} &:= \sum_j g_j \varepsilon_j \bar{n}_{j0}^q = \\
 &= \sum_j g_j \varepsilon_j \left\{ \exp_{2-q} [(\varepsilon_j - \mu_0)/k T_0] - 1 \right\}^{-q}. \quad (34)
 \end{aligned}$$

Заметим, что формула (33) определяет в неявном виде химический потенциал $\mu_0(T_0, N_{q0})$ Бозе-газа как функцию от температуры T_0 и полного числа частиц N_{q0} .

Термодинамические соотношения. Получим теперь экстремальное значение S_{q0} энтропии и основные термодинамические соотношения. Под-

ставляя распределение (31) в выражение (26) для энтропии и используя формулы (14), получим:

$$\begin{aligned} S_{q0} &= k \sum_j g_j \left[\bar{n}_{j0}^q \ln_{2-q} \left(\frac{1 + \bar{n}_{j0}}{\bar{n}_{j0}} \right) + \ln_{2-q}(1 + \bar{n}_{j0}) \right] = \\ &= k \sum_j g_j \left[\bar{n}_{j0}^q \frac{\beta_0(\epsilon_j - \mu_0)}{k} + \ln_{2-q}(1 + \bar{n}_{j0}) \right] = \quad (35) \\ &= \beta_0(E_{q0} - \mu_0 N_{q0}) + k \sum_j g_j \ln_{2-q}(1 + \bar{n}_{j0}) = \\ &= \beta_0(E_{q0} - \mu_0 N_{q0}) - \beta_0 \Omega_{q0}. \end{aligned}$$

Здесь

$$\Omega_q := \sum_j \Omega_{qj} = -k \beta^{-1} \sum_j g_j \ln_{2-q}(1 + \bar{n}_{j0}) \quad (36)$$

– термодинамический потенциал полного числа частиц бозонного газа; Ω_{qj} – термодинамический потенциал частиц в j -ом квантовом состоянии, определяемый соотношением

$$\begin{aligned} \Omega_{qj} &:= -\frac{k}{\beta(1-q)} G_j \left[1 - (1 + \bar{n}_j)^{q-1} \right] = \\ &= -k \beta^{-1} g_j \ln_{2-q}(1 + \bar{n}_{j0}) = \quad (37) \\ &= G_j k \beta^{-1} \ln_q \left\{ 1 - \left[\exp_{2-q} \left(\frac{\epsilon_j - \mu_0}{k T_0} \right) \right]^{q-1} \right\}. \end{aligned}$$

Используя производные по β_0, μ_0 и ϵ_j от распределения \bar{n}_{j0}

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial \bar{n}_{j0}}{\partial \beta_0} \right)_{\mu_0} &= -k^{-1} \{1 + \bar{n}_{j0}\}^{2-q} n_{j0}^q (\epsilon_j - \mu_0), \\ \left(\frac{\partial \bar{n}_{j0}}{\partial \mu_0} \right)_{\beta_0} &= -k^{-1} \beta_0 \bar{n}_{j0}^q \{1 + \bar{n}_{j0}\}^{2-q}, \quad (38) \\ \left(\frac{\partial \bar{n}_{j0}}{\partial \epsilon_j} \right)_{\mu_0} &= \beta_0 k^{-1} n_{j0}^q \{1 + \bar{n}_{j0}\}^{2-q}, \end{aligned}$$

и формулы (18), легко получить следующие уравнения равновесной термодинамики для систем с переменным числом частиц:

$$\Omega_{q0} = -k \beta^{-1} \sum_j g_j \ln_{2-q}(1 + \bar{n}_{j0}), \quad (39)$$

$$N_{q0} = -\frac{\partial \Omega_{q0}}{\partial \mu_0}, \quad \bar{n}_{j0}^q = -\frac{\partial \Omega_{qj}}{\partial \mu_0}, \quad (40)$$

$$\partial(\beta_0 \Omega_{q0}) / \partial \beta_0 = E_{q0} - \mu_0 \sum_j g_j \bar{n}_{j0}^q, \quad (41)$$

$$S_{q0} = -\partial \Omega_{q0} / \partial \beta_0^{-1},$$

$$\beta_0^{-1} dS_{q0} = dE_q - \mu_0 d \left(\sum_j g_j \bar{n}_{j0}^q \right). \quad (42)$$

Найдем теперь вторую вариацию функционала (29) $L(\bar{n}_j)$; в результате получим:

$$\begin{aligned} \delta^2 L &= -k q \sum_j g_j \bar{n}_j^{q-2} \times \\ &\times \left\{ 1 - \frac{(1-q)\beta}{k} (\epsilon_j - \mu) - \left(1 + \frac{1}{\bar{n}_j} \right)^{q-2} \right\} (\delta \bar{n}_j)^2. \quad (43) \end{aligned}$$

Из (43) следует, что при $q > 0$ экстремум соответствует максимуму функционала, $\delta^2 L < 0$. Таким образом, распределение (32) максимизирует обобщенную энтропию (25) для бозонного газа.

Дивергенция Брегмана. Рассмотрим теперь спонтанный переход между произвольным неравновесным состоянием $\bar{n}_j(t)$ и равновесным состоянием \bar{n}_{j0} открытой неэкстенсивной квантовой системы. В качестве информации различия далее будем использовать обобщенную меру Брегмана, порожденную отрицательной функцией ($-S_q$) (см. Bregman, 1967; Cichocki, Amari, 2010)

$$\begin{aligned} \mathbf{I}_q[\bar{n} : \bar{n}_0] &:= S_{q0} - S_q + \frac{k}{q-1} \times \\ &\times \sum_j g_j (\bar{n}_j^q - \bar{n}_{j0}^q) \frac{\partial S_{q0}}{\partial \bar{n}_{j0}^q} = S_{q0} - S_q + \quad (44) \\ &+ \frac{k}{q-1} \sum_j g_j (\bar{n}_j^q - \bar{n}_{j0}^q) \left[-1 + \left(\frac{1 + \bar{n}_{j0}}{\bar{n}_{j0}} \right)^{q-1} \right] \geq 0, \end{aligned}$$

где первый член – это разность квантовых энтропий (сравни с (23)). Дивергенция Брегмана (44), являясь знакоопределенным функционалом, определяет меру статистической упорядоченности в микросостояниях системы с распределением $\bar{n}_j(t)$ относительно равновесного состояния с распределением \bar{n}_{j0} . Основные свойства дивергенции Брегмана можно найти в фундаментальной работе (Cichocki, Amari, 2010). Здесь же мы отметим лишь то, что величина $\mathbf{I}_q[\bar{n} : \bar{n}_0]$ является вещественным, положительным, выпуклым (в первом аргументе) функционалом. Кроме этого, поскольку при $\bar{n}_j = \bar{n}_{j0}$ имеет место равенство $\mathbf{I}_q[\bar{n}_0 : \bar{n}_0] = 0$, то дивергенция Брегмана является функцией Ляпунова³.

Принцип максимум энтропии равновесного распределения Бозе–Эйнштейна в статистике Тсаллиса. Подставляя в формулу (44) равновесное распределение \bar{n}_{j0} (32), в результате получим

³ Напомним, что функцией Ляпунова называется знакоопределенная функция, которая обращается в нуль в точке равновесия системы. Состояние равновесия является аттрактором, когда производная по времени от функции Ляпунова имеет знак, противоположный знаку самой функции.

$$I_q = -(S_q - S_{q0}) + \beta_0(E_q - E_{q0}) - \beta_0\mu_0(N_q - N_{q0}) \geq 0. \quad (45)$$

Отсюда вытекает следующее дифференциальное уравнение

$$dI_q = -dS_q + \beta_0(dE_q - \mu_0 dN_q). \quad (46)$$

Если теперь предположить, что для обоих состояний системы справедливы соотношения $E_q = E_{q0}$ и $N_q = N_{q0}$ (так называемое, условие Гиббса), то из (45) следует неравенство

$$I_q(t) = -(S_q(t) - S_{q0}) \geq 0, \quad (47)$$

в котором информация различия представлена в виде отрицательного вклада в энтропию и называется неэнтропией. Понятие неэнтропии, т.е. изменения энтропии с обратным знаком, было предложено Э. Шредингером (Шредингер, 1947). В общем случае и для Бозе-газа выполняется неэнтропийный принцип Л. Бриллюэна (Бриллюэн, 1960). Из соотношения (47) следует, что энтропия равновесного состояния S_{q0} больше, чем энтропия произвольного состояния S_q , $S_q \leq S_{q0}$.

Сравнивая значения энтропий при условии Гиббса, получим из уравнения (46) теорему Гиббса в виде неравенства (47). Таким образом, увеличение энтропии к ее максимальному равновесному значению происходит с потерей информации различия, то есть увеличивается статистическое разупорядочение и понижается статистическое упорядочение микросостояний неэкстенсивной системы. Поскольку информация различия является функцией Ляпунова с фиксированным знаком, то равновесие будет устойчивым, если выполняется неравенство

$$\frac{d}{dt} I_q(t) = -\frac{d}{dt} (S_q(t) - S_{q0}) \leq 0. \quad (48)$$

Таким образом, при стремлении q -системы, состоящей из элементарных частиц Бозе-газа, к равновесному состоянию во временной эволюции информация различия уменьшается. Из (48) следует H -теорема для открытых неравновесных неэкстенсивных q -систем (неравенство для энтропии Тсаллиса)

$$\frac{d}{dt} S_q(t) > 0, \quad (49)$$

которое справедливо при приближении к состоянию полного статистического равновесия. Эта теорема утверждает, что q -энтропия системы непрерывно растет в направлении равновесия, где энтропия становится максимальной и достигает конечного значения. Таким образом, происходит хаотизация макроскопической системы аллиса при спонтанных переходах.

Заметим, что тот факт, что q -энтропия квази-аддитивна, и энтропия совокупной системы

больше, чем сумма энтропий отдельных подсистем, указывает на то, что совокупная система термодинамически более стабильна (Landsberg, Vedral, 1998).

ЭНТРОПИЯ СВЕТОВЫХ КВАНТОВ БОЗЕ. ЧЕРНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Электромагнитное излучение, находящееся в тепловом равновесии (так называемое черное излучение) можно рассматривать как фотонный газ. В силу целочисленности момента импульса фотонов этот газ подчиняется статистике Бозе-Эйнштейна. Поскольку фотоны не взаимодействуют друг с другом (принцип суперпозиции для электромагнитного поля), то состоящий из фотонов газ можно считать идеальным. Для возможности установления теплового равновесия в излучении необходимо наличие хотя бы небольшого количества материальной среды (например, газа). Механизм, обеспечивающий установление равновесия, заключается при этом в поглощении и испускании фотонов веществом. Это обстоятельство приводит к существенной специфической особенности фотонного газа – число частиц N в нем является переменной величиной и само должно определяться из условий теплового равновесия, что приводит к равенству нулю химического потенциала μ фотонного газа (см. Ландау, Лифшиц, 1964).

Следовательно, распределение фотонов по различным квантовым состояниям j (уровням энергии) с определенными энергиями $\epsilon_j := \hbar\omega_j$ (где ω_j – собственная частота излучения в данном объеме V_N) определяется формулой (32) с $\mu = 0$:

$$\bar{n}_j = \frac{1}{\left[1 + (q-1)\frac{\hbar\omega_j}{kT}\right]^{1/(q-1)} - 1} = \frac{1}{\exp_{2-q}\left(\frac{\hbar\omega_j}{kT}\right) - 1}. \quad (50)$$

Это есть так называемое обобщенное распределение Планка в статистике Тсаллиса. Считая далее объем системы V_N достаточно большим, перейдем указанным выше способом от дискретного к непрерывному распределению собственных частот излучения.

$$D_\omega = \frac{1}{\left[1 + (q-1)\frac{\hbar\omega}{kT}\right]^{1/(q-1)} - 1} = \frac{1}{\exp_{2-q}\left(\frac{\hbar\omega}{kT}\right) - 1}. \quad (51)$$

Заметим, что в силу определения (11) экспоненты Тсаллиса, второе представление распределения D_ω в формуле (51) справедливо в том случае, когда при $q < 1$ имеет место неравенство $\hbar\omega/kT < (1-q)^{-1}$, или когда при $q > 1$ и $\hbar\omega/kT \geq (1-q)^{-1}$.

Учитывая непрерывное распределение энергии фотонов, плотность квантовых состояний фотонов с частотами собственных колебаний в интервале между ω и $\omega + d\omega$ может быть задана как (см. Ландау, Лифшиц, 1964)

$$d\Gamma = (V_N \omega^2 / \pi^2 c^3) d\omega. \quad (52)$$

где $c = 2.99792458 \times 10^{10}$ см/с – скорость света в вакууме, а ω – угловая частота. Умножив распределение (51) на эту величину, найдем число фотонов в данном интервале частот:

$$dN_{rad}(\omega, T, q) = V_N \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} \left[\exp_{2-q} \left(\frac{\hbar\omega}{kT} \right) - 1 \right]^{-q} d\omega, \quad (53)$$

а умножив еще на $\hbar\omega$, получим энергию излучения, заключенную в этом же участке спектра:

$$dE_{rad}(\omega, T, q) = V_N \frac{\hbar}{\pi^2 c^3} \omega^3 \left[\exp_{2-q} \left(\frac{\hbar\omega}{kT} \right) - 1 \right]^{-q} d\omega. \quad (54)$$

Формула (54) для спектрального распределения энергии черного излучения является обобщенной формулой Планка в статистике Тсаллиса. Будучи выражена через длины волн $\lambda = 2\pi c/\omega$, она принимает вид:

$$dE_{rad}(\lambda, T, q) = -V_N \frac{16\pi^2 c \hbar}{\lambda^5} \left[\exp_{2-q} \left(\frac{2\pi \hbar c}{\lambda k T} \right) - 1 \right]^{-q} d\lambda. \quad (55)$$

Обобщенный закон Планка (51) описывает распределение электромагнитной энергии (или распределение плотности фотонов), излучаемой черным телом при данной температуре T . Закон Планка может быть представлен в различных вариантах, включающих такие параметры, как плотность потока или спектральное распределение. Два предельных случая, а именно, $\hbar\omega \ll kT$ и $\hbar\omega \gg kT$, заслуживают особого внимания. В низкочастотном или высокотемпературном пределе ($\hbar\omega \ll kT$) из соотношения (54), при учете свойства (17) функции $\exp_{2-q}(x) \cong 1 + x + \dots$, получим:

$$dE_{rad}(\omega, T, q) = V_N \frac{kT}{\pi^2 c^3} \left(\frac{\hbar\omega}{kT} \right)^{1-q} \omega^2 d\omega = V_N \frac{kT}{\pi^2 c^3} \left(\frac{\hbar\omega}{kT} \right)^{1-q} \omega^2 d\omega = V_N \frac{\hbar^{1-q}}{\pi^2 c^3} (kT)^q \omega^{3-q}. \quad (56)$$

Эту формулу можно считать аналогом (q -обобщением) классической формулы Рэля–Джинса $dE(\omega) = V_N (\pi^2 c^3)^{-1} kT \omega^2 d\omega$ в статистике Тсаллиса. Она справедлива, если $1 > q \rightarrow -\infty$. Из (56) видно, что с уменьшением q излучение черного тела излучает меньше энергии по сравнению со стандартным излучением закона Рэля–Джинса.

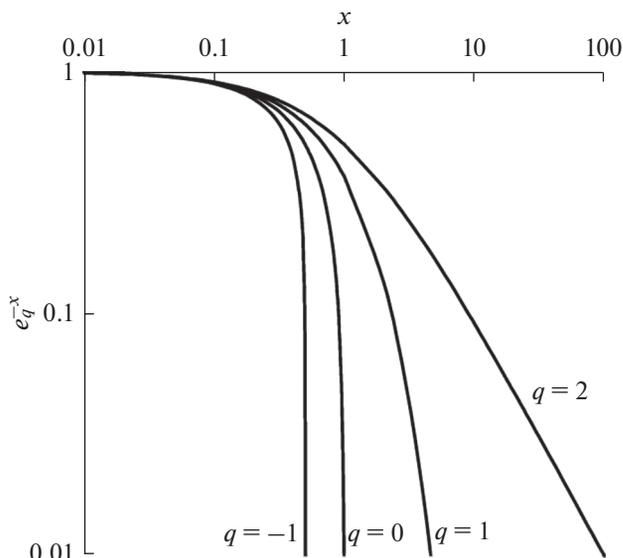


Рис. 1. Функция $\exp_q(-x)$ для типичных значений q (в $\lg-\lg$ масштабе). При $q > 1$ она имеет асимптотический наклон, равный $-1/(1-q)$ (Tsallis, 2009).

В обратном предельном случае больших частот ($\hbar\omega \gg kT$) соотношение (54), при учете формулы $\exp_{2-q}(x) = 1/\exp_q(-x)$ дает:

$$dE_{rad}(\omega, T, q) = V_N \frac{\hbar}{\pi^2 c^3} \omega^3 \left[\exp_q \left(-\frac{\hbar\omega}{kT} \right) \right]^q d\omega \quad (57)$$

При написании (57) использовано свойство $\exp_q(-x) = 0$ деформированной экспоненты Тсаллиса (см. рис. 1). Выражение (57) можно рассматривать как q -обобщение классического закона Вина.

Заметим, что в пределе слабой связи $q \rightarrow 1$ формулы (56) и (57) восстанавливают свои стандартные выражения.

Термодинамика черного излучения. Вычислим теперь термодинамические характеристики чернотельного излучения. Интегрируя (54) по всем частотам, получим полную энергию фотонного газа (черного излучения)

$$E_{rad}(T, q) = V_N \frac{\hbar}{\pi^2 c^3} \int_0^\infty \omega^3 \left[\exp_{2-q}(\hbar\omega/kT) - 1 \right]^{-q} d\omega. \quad (58)$$

Используя обозначение $x := \hbar\omega/kT$ перепишем формулу (58) в виде:

$$E_{rad}(T, q) = V_N \frac{\hbar}{\pi^2 c^3} \left(\frac{kT}{\hbar} \right)^4 \int_0^\infty x^3 \left[\exp_{2-q}(x) - 1 \right]^{-q} dx. \quad (59)$$

В выражение (59) входит интеграл вида $\int_0^\infty x^3 [\exp_{2-q}(x) - 1]^{-q} dx$, который при $q \rightarrow 1$ равен $\pi^4/15 \approx 6.49394$ (см. Ландау, Лифшиц, 1964).

Обозначим интеграл через

$$J_q^{(n)} := \frac{15}{\pi^4} \int_0^\infty x^n [\exp_{2-q}(x) - 1]^{-q} dx \quad (60)$$

(см. формулу (П.6) для его вычисления в Приложении). Тогда для полной энергии излучения будем иметь:

$$\begin{aligned} E_{rad}(T, q) &= V_N T^4 \frac{\pi^5 k^4}{15 c^3 \hbar^3} J_q^{(3)} = \\ &= a J_q^{(3)} V_N T^4 = a_q V_N T^4, \end{aligned} \quad (61)$$

где $a_q := a J_q^{(3)}$; $a = \frac{1}{15} \frac{\pi^5 k^4}{c^3 \hbar^3} = 7.56566(7) \times 10^{-15} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^3 \text{К}^4}$ — постоянная давления излучения.

Как известно при $\mu = 0$ термодинамический потенциал $\Omega_{rad}(V_N, T, q)$ совпадает со свободной энергией $F_{rad}(V_N, T, q)$. При использовании формулы (41), в которой положим $\mu = 0$ и перейдем обычным образом от суммирования к интегрированию, для величины F_{rad} получим:

$$\beta F_{rad} = \int_0^\beta E_q d\beta = a_q V_N \int_0^\beta \beta^{-4} d\beta = -\frac{1}{3} a_q V_N \beta^{-3}. \quad (62)$$

Отсюда

$$\begin{aligned} F_{rad}(V_N, T, q) &= -V_N \frac{(kT)^4 \pi^5}{45(c\hbar)^3} J_q^{(3)} = \\ &= -\frac{1}{3} a_q V_N T^4 = -\frac{1}{3} E_{rad}. \end{aligned} \quad (62^*)$$

Энтропия чернотельного излучения в статистике Тсаллиса равна

$$S_{rad}(V_N, T, q) = -\frac{\partial F_{rad}}{\partial T} = \frac{4}{3} a_q V_N T^3. \quad (63)$$

Она пропорциональна кубу температуры.

Полная энергия излучения, согласно (35), равна

$$E_q = TS_q + F_q = a_q V_N T^4 = -3F_q. \quad (64)$$

Таким образом, полная энергия черного излучения пропорциональна четвертой степени температуры (закон Больцмана).

Для теплоемкости чернотельного излучения $C_{rad,V} := (\partial E_{rad} / \partial T)_V$ имеем:

$$C_{rad,V} = 4V_N a_q T^3. \quad (65)$$

Наконец, давление и уравнения состояния определяются соотношениями:

$$P_{rad}(T, q) = -\left(\frac{\partial F_{rad}}{\partial V_N}\right)_T = \frac{1}{3} a_q T^4, \quad (66)$$

$$P_{rad} V_N = \frac{1}{3} V_N a_q T^4 = \frac{E_{rad}}{3}. \quad (67)$$

Таким образом, несмотря на зависимость термодинамических величин от параметра деформации q , уравнение для полной энергии излучения (64) и уравнение состояния (67) остаются неизменными и в формализме Тсаллиса.

Наконец, для полного числа фотонов в черном излучении согласно (53) и (60), имеем:

$$\begin{aligned} N_{rad}(T, q) &= \int_0^\infty x^2 [\exp_{2-q}(x) - 1]^{-q} dx = \\ &= V_N \frac{1}{\pi^2} \left(\frac{kT}{c\hbar}\right)^3 J_q^{(2)}. \end{aligned} \quad (68)$$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В представленной работе дается логическая схема построения модифицированной термодинамики для неэкстенсивных бозонных систем, основанная на модифицированных энтропии Бозе-газа и соответствующей дивергенции Брегмана. Показано, что обобщенная энтропия бозонного газа подчиняется псевдоаддитивному закону для двух статистически независимых подсистем. Положительность энтропии совокупной системы указывает на существование силы притяжения между отдельными подсистемами, и это взаимодействие явно происходит от взаимодействия между их составными бозонными частицами. Найдено универсальное распределение степенного закона на основе максимизации модифицированной энтропии Бозе-газа при заданных ограничениях на усредненные значения энергии и числа частиц системы, полученные по ненормированному распределению вероятностей Курато–Тсаллиса. Используя модифицированные распределения Бозе–Эйнштейна, получены обобщенные выражения для термодинамического потенциала, полной и свободной энергии, энтропии, удельной теплоты, давления и удельной теплоемкости, а также дифференциальные термодинамические уравнения для бозонного газа. Обсуждаются обобщенные законы Планка, Рэлея–Джинса и Вина для фотонов, которые могут быть применены к различным физическим задачам, в частности, к описанию космического черного излучения. Результаты деформированной статистики бозонного газа, как показано, более заметны при высоких температурах. Было также показано, что, несмотря на высокую q -чувствительность обобщенных термодинамических величин, урав-

нение состояния остается инвариантным и для фотонного газа. На основе так называемой дивергенции Брэгмана сформулированы и доказаны *H*-теорема и теорема Гиббса, описывающие хаотизацию макроскопической бозонной системы при спонтанных переходах.

Результаты работы могут быть использованы в качестве теоретического обоснования экспериментальных исследований чернотельного излучения, таких как исследование космического микроволнового фонового излучения.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Вычисление интеграла $J_q^{(n)} := \frac{15}{\pi^4} \int_0^\infty \frac{x^n}{[\exp_{2-q}(x) - 1]^q} dx.$

Преобразуем этот интеграл, сделав подстановку

$$\exp_{2-q}(x) = [1 + (q - 1)x]^{1/(q-1)} \equiv 1/z. \quad (\text{П.1})$$

Тогда

$$x = \frac{z^{1-q} - 1}{q - 1} = \ln_q z, \quad [\exp_{2-q} x - 1]^q = \frac{(1 - z)^q}{z^q}, \quad (\text{П.2})$$

$$dx = \frac{d}{dz}(\ln_q z) dz = z^{-q} dz, \quad (\text{П.3})$$

$$J_q^{(n)} := -\frac{15}{\pi^4 (q - 1)^n} \int_0^\infty \frac{(z^{1-q} - 1)^n}{(1 - z)^q} dz.$$

Отсюда следует, что

$$J_q^{(n)} = -\frac{15}{\pi^4 (q - 1)^n} \sum_{k=0}^n C_n^k \int_0^1 \frac{z^{(1-q)(n-k)}}{(1 - z)^q} dz, \quad (\text{П.4})$$

где $C_n^k = \frac{n!}{k!(n - k)!}$ ($k = 0, 1, 2, \dots \leq n = 0, 1, 2, \dots$). Используя теперь формулу для определенного интеграла

$$\int_0^1 t^p (1 - t)^{-q} dt = B(p + 1, 1 - q) = \frac{\Gamma(1 - q)\Gamma(p + 1)}{\Gamma(2 + p - q)}, \quad (q < 1, p > -1), \quad (\text{П.5})$$

где $p \equiv (1 - q)(n - k)$; $B(s, r) = \int_0^1 \frac{t^{s-1}}{(1 - t)^{1-r}} dt = \frac{\Gamma(s)\Gamma(r)}{\Gamma(s + r)}$ – интеграл Эйлера первого рода (Бета-функция); $\Gamma(s)$ – Гамма-функция, получим:

$$J_q^{(n)} = -\frac{15}{\pi^4 (q - 1)^n} \times \sum_{k=0}^n [C_n^k B(1 - q, (1 - q)(n - k) + 1)] = -\frac{15\Gamma(1 - q)}{\pi^4 (q - 1)^n} \times \sum_{k=0}^n \left\{ \frac{(n - k)n!}{k!(n - k + 1)!} \frac{\Gamma[(1 - q)(n - k)]}{\Gamma[(1 - q)(n - k + 1)]} \right\}. \quad (\text{П.6})$$

В частности,

$$J_q^{(3)} = \frac{15}{\pi^4 (1 - q)^3} \times \sum_{k=0}^3 [C_3^k B(1 - q, (1 - q)(3 - k) + 1)] = \frac{90q\Gamma(-q)}{\pi^4 (q - 1)^3} \sum_{k=0}^3 \left\{ \frac{(3 - k)}{k!(4 - k)!} \frac{\Gamma[(1 - q)(3 - k)]}{\Gamma[(1 - q)(4 - k)]} \right\}. \quad (\text{П.7})$$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Бриллюэн Л. Наука и теория информации. М.: ИЛ, 1960. 392 с.
Зарипов Р.Г. Самоорганизация и необратимость в неэкстенсивных системах. Казань: Фэн, 2002. 251 с.
Зарипов Р.Г. Принципы неэкстенсивной статистической механики и геометрия мер беспорядка и порядка. Казань: Изд-во Казан. гос. техн. ун-та, 2010. 404 с.
Колесниченко А.В. К построению неаддитивной термодинамики сложных систем на основе статистики Курало–Тсаллиса // Препринты ИПМ им. М.В. Келдыша. 2018. № 25. 40 с.
Колесниченко А.В. Статистическая механика и термодинамика Тсаллиса неаддитивных систем. Введение в теорию и приложения. М.: ЛЕНАНД, 2019. 360 с.
Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. М.: Наука, 1964. 567 с.
Abe S., Okamoto Y. Eds., “Nonextensive Statistical Mechanics and Its Applications”. Series Lecture Notes in Physics. Springer: Verlag, Berlin, N.Y., 2001.
Шредингер Э. Что такое жизнь с точки зрения физики? М.: ИЛ, 1947. 147 с.
Anchrordoqui L.A., Torres D.F. Non-extensivity effects and the highest energy cosmic ray affair // Phys. Lett. A. 2001. V. 283. P. 319–322.
Bregman L.M. The relaxation method of finding the common point of convex sets and its application to the solution of problems in convex programming // USSR computational mathematics and mathematical physics. 1967. V. 7. № 3. P. 200–217.
Büyükkilic F., Demirhan D. A fractal approach to entropy and distribution functions // Phys. Lett. A. 1993. V. 181. P. 24–28.
Büyükkilic F., Demirhan D. A unified grand canonical description of the nonextensive thermostatics of the quantum gases: Fractal and fractional approach // Eur. Phys. J. B. 2000. V. 14. P. 705–711.

- Chamati H., Djankova A.T., Tonchev N.S.* On the application of nonextensive statistical mechanics to the blackbody radiation // *Physica A*. 2006. V. 360. P. 297–303.
- Cichocki A., Amari S.* Families of Alpha- Beta- and Gamma- Divergences: Flexible and Robust Measures of Similarities // *Entropy*. 2010. V. 12. № 6. P. 1532–1568.
- Curado E.M.F., Tsallis C.* Generalized statistical mechanics: connection with thermodynamics // *J. Phys. A*. 1991. V. 24. № 2. P. L69–72.
- Daroczy Z.* Generalized information function // *Inform. Control*. 1970. V. 16. P. 36–51.
- Gell-Mann M., Tsallis C.* Eds. “Nonextensive Entropy-Interdisciplinary Applications”. Oxford University Press, 2004. 440 p.
- Grigolini P., Tsallis C., West B.J.* Eds., Classical and Quantum Complexity and Nonextensive Thermodynamics // *Chaos, Solitons and Fractals*. 2002. V. 13. № 3. P. 367.
- Havrdá J., Charvat F.* Quantification Method of Classification Processes // *Kybernetika*. 1967. V. 3. P. 30–35.
- Herrmann H.J., Barbosa M., Curado E.M.F.* Eds. Trends and perspectives in extensive and non-extensive statistical mechanics // *Physica A*. 2004. V. 344. № 3–4. P. v–vi.
- Jaynes E.T.* Information theory and statistical mechanics. В сб. “Statistical Physics 3, Lectures from Brandeis Summer Institute”. 1962. N.Y.: W.A. Benjamin, Inc., 1963. P. 181.
- Kaniadakis G., Lissia M., Rapisarda A.* Eds. “Non Extensive Thermodynamics and Physical Applications”. *Physica A*. 2002. V. 305. № 1–2. P. xv–xvii.
- Kaniadakis G., Carbone A., Lissia M.* Eds. “News, expectations and trends in statistical physics”. *Physica A: Statistical Mechanics and its Applications*. 2006. V. 365. № 1. P. xi–xi.
- Kaniadakis G., Lissia M.* Eds. “News and Expectations in Thermostatistics” // *Physica A: Statistical Mechanics and its Applications*. 2004. V. 340. № 1. P. xv–xix.
- Kolesnichenko A.V.* Jeans Instability of a Protoplanetary Gas Cloud with Radiation in Nonextensive Tsallis Kinetics // *Solar System Research*. 2020. V. 54. № 2. P. 137–149.
- Landsberg P.T., Vedral V.* Distributions and channel capacities in generalized statistical mechanics // *Phys. Lett. A*. 1998. V. 247. P. 211–216.
- Lenzi E.K., Mendes R.S.* Blackbody radiation in nonextensive Tsallis statistics: Exact solution // *Phys. Lett. A*. 1998. V. 250. P. 270–274.
- Leubner M.P.* Nonextensive Theory of Dark Matter and Gas Density Profiles // *Astrophys. J*. 2005. V. 632. L1–L4.
- Lima J.A.S., Silva R., Jr., Santos J.* Plasma oscillations and nonextensive statistics // *Phys. Rev. E*. 2000. V. 61. № 3. P. 3260–3263.
- Ma P., Zheng Y., Qi G.* The nonextensive Bose-Einstein condensation and photon gas with parameter transformation // *Eur. Phys. J. Plus*. 2019. V. 134. P. 502(1–11).
- Martinez S., Nicolas F., Pennini F., Plastino A.* Tsallis’ entropy maximization procedure revisited // *Physica A*. 2000. V. 286. P. 489–502.
- Martinez S., Pennini F., Plastino A., Tessone C.J.* Blackbody radiation in a nonextensive scenario // *Physica A*. 2001. V. 295. P. 224–229.
- Martinez S., Pennini F., Plastino A., Tessone C.J.* *q*-Thermostatistics and the black-body radiation problem // *Physica A*. 2002. V. 309. P. 85–105.
- Mather J.C., Cheng E.S., Cottingham D.A., Eplee R.E., Fixsen D.J., Hewagama T., Isaacman R.B., Jensen K.A., Meyer S.S., Noerdlinger P.D., Read S.M., Rosen L.P., Shafer R.A., Wright E.L., Bennett C.L., Boggess N.W., Hauser M.G., Kelsall T., Moseley S.H., Silverberg R.F., Smoot G.F., Weiss R., Wilkinson D.T.* Measurement of the cosmic microwave background spectrum by the COBE FIRAS instrument // *Astrophys. J*. 1994. V. 420. P. 439–444.
- Plastino A.R., Plastino A., Vucetich H.* A quantitative test of Gibbs’ statistical mechanics // *Physica Lett. A*. 1995. V. 207. P. 42–46.
- Pessah M.E., Torres D.F., Vucetich H.* Statistical mechanics and the description of the early universe. (I). Foundations for a slightly non-extensive cosmology // *Phys. A: Statist. Mech*. 2001. V. 297. № 1–2. P. 164–200.
- Rovenchak A.* Ideal Bose-gas in nonadditive statistics // *Low temperature physics*. 2018. V. 44. № 10. P. 1025–1031.
- Sistema P.D., Vucetich H.* Cosmology, oscillating physics, and oscillating biology // *Phys. Rev. Lett*. 1994. V. 72. № 4. P. 454–457.
- Tirnakli U., Büyükkılıç F., Demirhan D.* Generalized Distribution Functions and an Alternative Approach to Generalized Planck Radiation Law // *Physica A: Statistical Mechanics and its Applications*. 1997. V. 240. № 3–4. P. 657–664.
- Tsallis C.* Possible Generalization of Boltzmann-Gibbs-Statistics // *J. Stat. Phys*. 1988. V. 52. № 1–2. P. 479–487. (a regular updated bibliography is accessible at <http://tsallis.cat.cbpf.br/biblio.htm>).
- Tsallis C., Sa Barreto F.C., Loh E.D.* Generalization of the Planck radiation law and application to the cosmic microwave background radiation // *Physical Rev. E*. 1995. V. 52. № 2. P. 1448–1451.
- Tsallis C., Mendes R.S., Plastino A.R.* The role of constraints within generalized nonextensive statistics // *Physica A*. 1998. V. 261. P. 534–554.
- Tsallis C.* Nonextensive Statistic: Theoretical, Experimental and Computational Evidences and Connections // *Brazilian J. Phys*. 1999. V. 29. № 1. P. 1–35.
- Wang Q.A., Le Méhauté A.* Nonextensive black-body distribution function and Einstein’s coefficients *A* and *B* // *Phys. Lett. A*. 1998. V. 242. P. 301–306.
- Wang Q.A., Nivanen L., Le Méhauté A.* Generalized blackbody distribution within the dilute gas approximation // *Physica A*. 1998. V. 260. P. 490–498.
- Zaripov R.G.* Elementary particle physics and field theory. Evolution of the fermi and bose information in the process of the fermi and bose gas self-organization for nonextensive systems // *Russian Physics Journal*. 2009. V. 52. № 4. P. 329–336.

УДК 521.1523.4

ОРИЕНТАЦИЯ ФИГУР МАЛЫХ СПУТНИКОВ ПЛАНЕТ ПРИ ХАОТИЧЕСКОМ ВРАЩЕНИИ

© 2020 г. А. В. Мельников*

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

*e-mail: melnikov@gaoran.ru

Поступила в редакцию 10.02.2020 г.

После доработки 11.03.2020 г.

Принята к публикации 29.04.2020 г.

Посредством численных экспериментов рассмотрен эффект преимущественной ориентации наибольшей оси фигуры спутника по направлению на планету при его хаотическом вращении. Установлено, что данный эффект наиболее заметен в хаотической динамике малых спутников с величиной эксцентриситета орбиты $e \leq 0.005$ и может затруднить идентификацию хаотического режима вращения спутника, если длина ряда наблюдений недостаточно велика. Показано, что рассмотренный эффект имеет место в возможной хаотической вращательной динамике 30% известных малых спутников планет Солнечной системы.

Ключевые слова: спутники планет, вращательная динамика, хаотическое вращение, спутники Сатурна, Прометей, Пандора, ляпуновское время

DOI: 10.31857/S0320930X20050060

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время установлено, что в вековой динамике различных небесных тел (спутники планет, астероиды, кометы и пр.) имеет место хаотическое поведение (Морбиделли, 2014; Мюррей, Дермотт, 2009). Проявлением динамического хаоса (Лихтенберг, Либерманн, 1984) является экспоненциальная расходимость близких траекторий фазового пространства системы, поэтому ее динамика является непредсказуемой на временах больших чем т. н. ляпуновское время системы (Chirikov, 1979). Впервые возможность наличия хаоса во вращательной динамике спутников планет была показана в работе Wisdom и др. (1984), а в качестве наиболее вероятного кандидата на нахождение в хаотическом режиме вращения был указан Гиперион – седьмой спутник Сатурна. Численные моделирования вращательной динамики Гипериона и сопоставления его модельных кривых блеска с наблюдательными данными, проведенные в работах Klavetter (1989), Black и др. (1995), Девяткин и др. (2002) и Harbison и др. (2011), подтвердили хаотический режим вращения Гипериона в настоящее время. Ляпуновское время для хаотического вращения Гипериона согласно различным оценкам (Шевченко, 2002; Harbison и др., 2011) составляет всего 1–2 мес. (1.5–3 орбитальных периода). Поэтому хаотическую вращательную динамику Гипериона можно идентифицировать посредством анализа как длительных наземных наблюдений, так и относительно коротких (порядка месяца) наблюдений с борта межпланетных космических аппаратов. В работах

Kouprianov и Shevchenko (2005) и Melnikov и Shevchenko (2008) показано, что еще два спутника Сатурна – Прометей (С16) и Пандора (С17) могут вращаться хаотически, поскольку их плоское синхронное вращательное движение (в этом режиме находятся подавляющее большинство спутников с установленными параметрами вращения) с большой долей вероятности является неустойчивым относительно наклона оси вращения. Ляпуновское время хаотического вращения этих спутников весьма мало – менее суток (Kouprianov, Shevchenko, 2005).

При хаотическом вращении спутника имеет место непредсказуемое изменение величины и направления вектора его угловой скорости вращения – наблюдается хаотичное “кувыркание” спутника. Посредством анализа информации, извлекаемой из снимков с межпланетных космических аппаратов, об изменении ориентации фигуры спутника в пространстве с течением времени определяют, в частности, угловую скорость вращения спутника. Например, в случае вращения спутника в точном синхронном спин-орбитальном резонансе наибольшая ось фигуры спутника в перицентре его орбиты параллельна радиус-вектору планета – спутник, а при движении по орбите должна быть ориентирована по направлению на планету, испытывая либрации (в частности из-за эксцентриситетности орбиты, см., например, Белецкий, 1965). В синхронном резонансе угловая скорость вращения спутника равна угловой скорости его обращения по орбите. Задача о том, существует ли преимущественная ориента-

ция фигуры спутника в пространстве при его хаотическом вращении, или хаотическое кувыркание изотропно, имеет важное значение для определения характера вращения спутника из анализа наблюдательных данных.

Wisdom (1987) отметил, что в модельном хаотическом пространственном вращении Фобоса (M1) на относительно коротком интервале времени интегрирования в 75 орбитальных периодов (≈ 24 сут) наблюдается преимущественная ориентация наибольшей оси фигуры спутника по направлению на Марс, т.е. модельное хаотическое вращение Фобоса может быть схоже с регулярным. Под преимущественной ориентацией здесь и далее подразумевается, что относительное время нахождения наибольшей оси фигуры спутника в пределах конуса с углом раствора равным углу, под которым со спутника виден диск планеты, существенно превышает “изотропную норму” для случая, когда при хаотическом вращении спутника все направления ориентации его фигуры в пространстве равновероятны. При пространственном вращении величина изотропной нормы пропорциональна относительной площади на небесной сфере видения со спутника диска планеты.

В работе Melnikov и Shevchenko (2008) было установлено, что в хаотической вращательной динамике Прометей и Пандоры на промежутке времени интегрирования в 10 тыс. орбитальных периодов (≈ 16 лет) для каждого спутника имеет место преимущественная ориентация наибольшей оси фигуры по направлению на Сатурн. Модельные численные эксперименты показали, что средние значения относительной величины времени ориентации наибольших осей фигур Прометей и Пандоры по направлению на Сатурн зависят от выбора начальных условий и находятся в интервале 20–30%. В случае, если бы ориентация фигур указанных спутников во время хаотического кувыркания являлась изотропной, это время должно было составлять 8–9%. Таким образом, можно ожидать, что эффект преимущественной ориентации типичен для спутников вытянутой формы, таких как Прометей и Пандора.

Теоретические исследования (см., например, Goldreich, Peale, 1966; Peale, 1977; 1999) показывают, что в ходе долговременной приливной эволюции вращательного движения спутник проходит через различные спин-орбитальные резонансные состояния, пока не будет захвачен в одно из них. Наиболее вероятным финальным режимом вращения спутника является синхронное с движением по орбите. В синхронном вращении находятся все большие (с радиусом более 500 км) спутники планет. Значительная часть (около 90%) из известных спутников планет представляют собой тела неправильной формы с размерами от единиц до нескольких сотен километров — так называемые малые спутники. Вращательные состояния большинства известных малых спутников планет не установлены. Melnikov и Shevchenko (2010) по-

казали, что более 60% известных малых спутников с неустановленным в настоящее время режимом вращения находятся либо в регулярном (и более быстром, чем синхронное) вращении, либо вращаются хаотически. Хаотическое вращение должно наблюдаться у таких малых спутников, чья приливная эволюция уже завершена — в фазовом пространстве вращательного движения спутник приблизился к области, соответствующей синхронному вращению, однако синхронной резонанс является неустойчивым, либо вовсе не существует (см. подробнее Melnikov, Shevchenko, 2010). Следует ожидать, что в хаотической вращательной динамике малых спутников в окрестности синхронного резонанса может проявляться эффект преимущественной ориентации наибольшей оси фигуры спутника на планету. Далее нами подробно рассматривается возможность существования анизотропии в ориентации фигур малых спутников при нахождении их в хаотическом режиме вращения.

УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ

Динамика пространственного поступательно-вращательного движения спутника в гравитационном поле планеты определяется тремя параметрами — эксцентриситетом орбиты спутника e и отношением главных центральных моментов инерции A/C и B/C , где $A < B < C$. В случае плоского (в плоскости орбиты) вращения спутника динамика определяется величиной e и значением параметра $\omega_0 = \sqrt{3(B-A)/C}$, характеризующего асимметрию фигуры спутника. Далее используем прямоугольную систему координат $Oxuz$, определенную исходно в перигентре орбиты следующим образом: ось x направлена по вектору “перигентр орбиты спутника — планета”, ось y параллельна вектору орбитальной скорости в перигентре, ось z ортогональна орбитальной плоскости и дополняет систему до “правой”. Ориентация спутника относительно осей системы координат $Oxuz$ задается путем его воображаемых поворотов на углы Эйлера θ , φ , ψ из положения совпадения главных осей инерции спутника $a > b > c$ с осями системы координат до их реального положения в пространстве в следующей последовательности (согласно Wisdom и др., 1984): сначала делаем поворот на угол θ вокруг оси c , затем на угол φ вокруг оси a и, наконец, на угол ψ вокруг оси b .

Вращательное движение спутника описывается динамическими и кинематическими уравнениями Эйлера. Выпишем динамические уравнения Эйлера (Белецкий, 1965; Мельников, Шевченко, 2007):

$$\begin{aligned} A \frac{d\omega_a}{dt} - \omega_b \omega_c (B - C) &= -3 \frac{GM}{r^3} \beta \gamma (B - C), \\ B \frac{d\omega_b}{dt} - \omega_c \omega_a (C - A) &= -3 \frac{GM}{r^3} \gamma \alpha (C - A), \\ C \frac{d\omega_c}{dt} - \omega_a \omega_b (A - B) &= -3 \frac{GM}{r^3} \alpha \beta (A - B), \end{aligned} \quad (1)$$

где G – универсальная гравитационная постоянная; M – масса планеты; $\omega_a, \omega_b, \omega_c$ – проекции вектора угловой скорости вращения спутника ω на оси a, b, c ;

$r = a_s(1 - e^2)/(1 + e \cos f)$ – расстояние “спутник – планета”, где a_s – большая полуось орбиты, f – истинная аномалия; α, β, γ – направляющие косинусы главных осей инерции относительно направления на планету. Далее полагаем $a_s = 1$ и $GM = 1$. Таким образом, угловые скорости выражены в единицах среднего движения, расстояния – в единицах большой полуоси эллипса орбиты. Один орбитальный период соответствует 2π единицам времени.

Кинематические уравнения Эйлера и выражения для направляющих косинусов в принятой системе углов Эйлера имеют вид (Wisdom и др., 1984; Мельников, Шевченко, 2007):

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{\omega_c \cos \psi - \omega_a \sin \psi}{\cos \phi},$$

$$\frac{d\phi}{dt} = \omega_a \cos \psi + \omega_c \sin \psi, \quad (2)$$

$$\frac{d\psi}{dt} = \omega_b - (\omega_c \cos \psi - \omega_a \sin \psi) \operatorname{tg} \phi,$$

$$\alpha = \cos(\theta - f) \cos \psi - \sin(\theta - f) \sin \phi \sin \psi,$$

$$\beta = -\sin(\theta - f) \cos \phi, \quad (3)$$

$$\gamma = \cos(\theta - f) \sin \psi + \sin(\theta - f) \sin \phi \cos \psi.$$

При пространственном вращении спутника, которое имеет место, например при его хаотическом кувыркивании, в кинематических уравнениях Эйлера (2) присутствует сингулярность при $\phi = \pm \pi/2$. Чтобы избавиться от сингулярности, при численном интегрировании вместо углов Эйлера нами использовались переменные Родрига–Гамильтона ($\lambda_0, \lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$), связанные с углами Эйлера следующими соотношениями (Куприянов, 2014):

$$\lambda_0 = \cos \frac{\theta}{2} \cos \frac{\phi}{2} \cos \frac{\psi}{2} - \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{\phi}{2} \sin \frac{\psi}{2},$$

$$\lambda_1 = \cos \frac{\theta}{2} \sin \frac{\phi}{2} \cos \frac{\psi}{2} - \sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{\phi}{2} \sin \frac{\psi}{2}, \quad (4)$$

$$\lambda_2 = \cos \frac{\theta}{2} \cos \frac{\phi}{2} \sin \frac{\psi}{2} + \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{\phi}{2} \cos \frac{\psi}{2},$$

$$\lambda_3 = \cos \frac{\theta}{2} \sin \frac{\phi}{2} \sin \frac{\psi}{2} + \sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{\phi}{2} \cos \frac{\psi}{2}.$$

Переменные Родрига–Гамильтона (Борисов, Мамаев, 2001; Whittaker, 1917) являются регулярными во всей области задания – $-1 \leq \lambda_i \leq 1, i = 0, \dots, 3$. При использовании переменных Родрига–Гамильтона вместо кинематических уравнений Эйлера (2), представляющих собой систему из трех уравнений, мы имеем систему из четырех дифференциальных уравнений (Куприянов, 2014):

$$\frac{d\lambda_0}{dt} = -\frac{1}{2}(\lambda_1 \omega_a + \lambda_2 \omega_b + \lambda_3 \omega_c),$$

$$\frac{d\lambda_1}{dt} = \frac{1}{2}(\lambda_0 \omega_a + \lambda_3 \omega_b + \lambda_2 \omega_c),$$

$$\frac{d\lambda_2}{dt} = \frac{1}{2}(\lambda_3 \omega_a + \lambda_0 \omega_b + \lambda_1 \omega_c),$$

$$\frac{d\lambda_3}{dt} = -\frac{1}{2}(\lambda_2 \omega_a + \lambda_1 \omega_b + \lambda_0 \omega_c). \quad (5)$$

Направляющие косинусы в параметрах Родрига–Гамильтона имеют вид (Куприянов, 2014):

$$\alpha = (\lambda_0^2 + \lambda_1^2 - \lambda_2^2 - \lambda_3^2) \cos f +$$

$$+ 2(\lambda_0 \lambda_3 + \lambda_1 \lambda_2) \sin f,$$

$$\beta = 2(\lambda_1 \lambda_2 + \lambda_0 \lambda_3) \cos f +$$

$$+ (\lambda_0^2 - \lambda_1^2 + \lambda_2^2 - \lambda_3^2) \sin f, \quad (6)$$

$$\gamma = 2(\lambda_0 \lambda_2 + \lambda_1 \lambda_3) \cos f + (\lambda_2 \lambda_3 + \lambda_0 \lambda_1) \sin f.$$

При моделировании поступательно-вращательного движения спутника численно интегрировалась система уравнений (1) и (5). Ориентация фигуры спутника и скорость его вращения в начальный момент времени задавалась углами Эйлера и их производными по времени и переход к переменным Родрига–Гамильтона происходил непосредственно перед численным интегрированием уравнений движения.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ХАОТИЧЕСКОГО ВРАЩЕНИЯ СПУТНИКА

Цель нашего численного моделирования состояла в выявлении анизотропии в ориентации фигуры малого спутника при его хаотическом вращении в окрестности синхронного резонанса. Для этого, посредством интегрирования уравнений вращательного движения спутника на длительном интервале проводилось определение σ – относительной величины времени, когда наибольшая ось фигуры спутника при хаотическом вращении ориентирована по направлению на планету (см. выше).

В качестве модельных тел были выбраны Прометей (С16) и Пандора (С17), вращательная динамика которых в синхронном резонансе близка к неустойчивой (Melnikov, Shevchenko, 2008), поэтому эти спутники являются наиболее вероятными кандидатами на нахождение в хаотическом режиме вращения. В табл. 1 приведены начальные значения орбитальных параметров и значения физических параметров Прометей и Пандоры, использовавшиеся в численных экспериментах. Значения отношений главных центральных моментов инерции спутников вычислены по формулам: $A/C = (b^2 + c^2)/(a^2 + b^2)$, $B/C = (a^2 + c^2)/(a^2 + b^2)$, справедливым для случая, когда спутник представляет собой трехосный эллипсоид с однородной плотностью. Для численного интегрирования уравнений движения использо-

Таблица 1. Орбитальные и физические параметры Прометея и Пандоры. Данные о величинах эксцентриситетов орбит и размерах спутников взяты из работ (Porco и др., 2005; Thomas, 2010)

	Прометей (С16)	Пандора (С17)
e	0.0023	0.0042
$a \times b \times c$, км	$68.2 \times 41.6 \times 28.2$	$52.2 \times 40.8 \times 31.5$
A/C	0.3958	0.6053
B/C	0.8534	0.8468
ω_0	1.1717	0.8512

вался интегратор DOP853 (Hairer и др., 1993), реализующий метод Рунге–Кутты 8-го порядка, с автоматически изменяемой величиной шага интегрирования. Интегрирование проводилось на промежутке времени $t = 10^6$ орбитальных периодов (около 1600 лет), точность интегрирования $\epsilon = 10^{-12}$, максимальный шаг интегрирования $\Delta t = 10^{-3}$. Численные эксперименты показали, что при интегрировании на интервале времени $t \geq 10^6$ среднеквадратичное отклонение величины σ , вычисленной для разных начальных данных, составляет $\Delta\sigma \leq 10\%$. При интегрировании на временах $t = 10^4$ – 10^5 величина $\Delta\sigma$ достигает 30% (Melnikov, Shevchenko, 2008).

Плоское хаотическое вращение спутника

Рассмотрим сначала плоское вращение спутника, в этом случае его динамика может быть описана в рамках модели возмущенного математического маятника. Приняв $\varphi = \psi = d\varphi/dt = d\psi/dt = 0$ из уравнений (1) и (2), получим уравнение маятника:

$$\frac{d^2\theta}{dt^2} - \frac{\omega_0^2}{2r^3} \sin 2(\theta - f) = 0.$$

При плоском вращении наибольшая ось фигуры спутника находится в плоскости орбиты, ось вращения совпадает с наименьшей осью инерции спутника и ортогональна плоскости орбиты. Ориентацию спутника определяет угол θ , представляющий собой угол между наибольшей осью фигуры спутника и радиус-вектором “центр масс спутника – планета”.

На рис. 1 приведен пример сечения фазового пространства, построенного для случая плоского вращения Прометея. Сечение определено в перигеорбитальной орбите спутника – при численном интегрировании значения $(\theta, d\theta/dt)$ фиксировались, когда $t = 2\pi m$, $m = 0, 1, 2, \dots$. В случае плоского вращения спутника для значений параметров e и ω_0 , соответствующих Прометею (см. табл. 1), существуют две моды синхронного резонанса (Мельников, Шевченко, 2007), их центрам на рис. 1 соответствуют координаты $(0, 1.01)$ и $(0, 0.18)$. В качестве начальных значений θ и $d\theta/dt$ для численных экспериментов по определению величин

σ выбирались координаты точек, принадлежащих на сечении фазового пространства хаотическому слою в окрестности сепаратрисы первой моды синхронного резонанса.

На рис. 1 заштрихованная область по θ соответствует ориентации наибольшей оси фигуры Прометея на Сатурн. Вертикальные границы этой области $\theta = \pm 0.42$ определены угловым размером Сатурна (средний радиус Сатурна – $R = 57600$ км) и расстоянием до него (средний радиус орбиты Прометея – $r = 139400$ км). В случае изотропного плоского хаотического вращения спутника величина σ пропорциональна отношению площади хаотического слоя, заключенного в заштрихованной области на рис. 1, к площади всего хаотического слоя на сечении и составляет в нашем случае $\sigma_{\text{норм}} = 11.9\%$. Определим величину σ для модельного хаотического вращения Прометея посредством численных экспериментов.

На рис. 2 приведены примеры зависимостей $\sigma(t)$ и $\theta(t)$, построенные для хаотической траектории с начальными данными $\theta = -\pi/2$, $d\theta/dt = 1$. Интегрирование проводилось на временах до $t = 10^6$ орбитальных периодов. Для удобства дальнейшего анализа на рис. 2 приведены только начальные участки полученных зависимостей. Схожие зависимости были получены для других начальных данных $(\theta, d\theta/dt)$ и параметров задачи (e, ω_0) . Из рис. 2 видно, что на зависимости $\sigma(t)$ присутствуют относительно длинные промежутки времени (до 10 тыс. орбитальных периодов), где $\sigma \approx 14.2\%$, т.е. на 20% превышает изотропную норму. Анализ зависимости $\theta(t)$ показывает, что на промежутках времени, где изотропная норма превышена, характер вращательной динамики отличается от близлежащих участков – амплитуда колебаний угла θ меньше, на зависимости вместо хаотично расположенных точек присутствуют регулярные структуры. Такая динамика угла θ характерна для либрационного движения спутника на синхронном резонансе. Очевидно, имеет место “прилипание” хаотической траектории к границам областей с регулярным движением в фазовом пространстве (см., например, Shevchenko, Scholl, 1997; Shevchenko, 1998). Отметим также на зависимости $\theta(t)$, представленной на рис. 2, концентрацию точек в окрестности значений $\theta = \pm\pi/2$. Наблюдаемый эффект можно объяснить как большей толщиной хаотического слоя в этих областях фазового пространства (см. рис. 1), так и “зависаниями” возмущенного математического маятника в окрестности точек неустойчивого равновесия (Chirikov, 1979).

Пространственное хаотическое вращение спутника

Рассмотрим теперь случай пространственного хаотического вращения спутника в окрестности синхронного резонанса. Определение величины σ проводилось для множества заданных хаотиче-

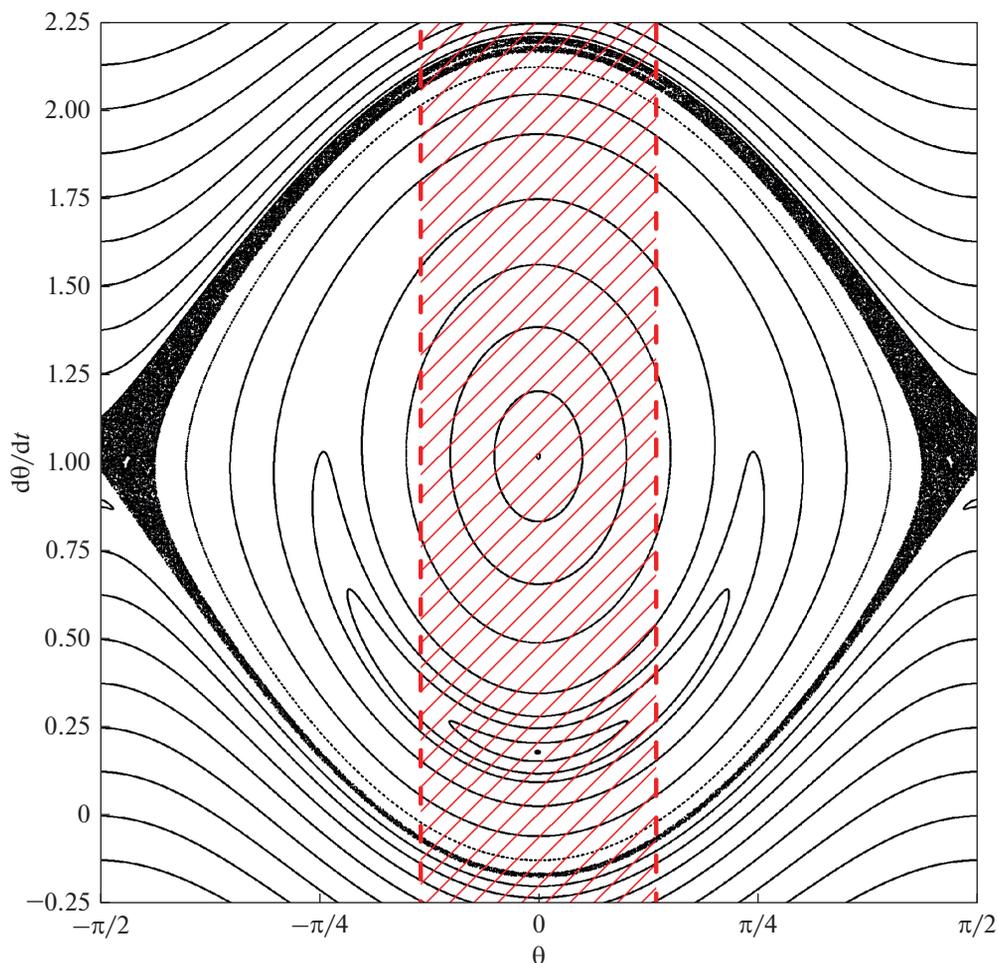


Рис. 1. Сечение фазового пространства плоского вращательного движения спутника. $e = 0.0023$, $\omega_0 = 1.1717$ (“Прометей”). Заштрихованная область соответствует ориентации наибольшей оси фигуры Прометея на Сатурн.

ских траекторий пространственного вращательного движения спутника. Для избранных значений e , A/C и B/C (табл. 1) хаотические траектории задавались начальными данными $(\theta, \varphi, \psi, d\theta/dt, d\varphi/dt, d\psi/dt)$, характеризующими ориентацию и скорость вращения спутника. Движение спутника начиналось в перигеуме орбиты, т.е. в момент $t = 0$ принято $f = 0$. Начальные значения θ и $d\theta/dt$ выбирались так, чтобы они принадлежали хаотическому слою в окрестности сепаратрисы синхронного резонанса на сечении фазового пространства плоского вращательного движения спутника (см. рис. 1). Рассматривалось хаотическое пространственное вращение спутника, поэтому было принято: $\varphi = 10^{-4}$ — ось вращения спутника в начальный момент времени отклонялась от нормали к плоскости орбиты на указанную величину. Для остальных начальных данных: $\psi = d\varphi/dt = d\psi/dt = 0$, т.е. множество исследуемых хаотических траекторий определяется начальными значениями θ и $d\theta/dt$.

На рис. 3 для случая Прометея представлены типичные примеры полученных зависимостей от времени интегрирования для σ и w — величины

модуля вектора угловой скорости вращения спутника. Зависимости получены для хаотической траектории с начальными данными $\theta = -\pi/2$, на рис. 3 приведены только начальные участки полученных зависимостей. Из рис. 3 видно, что, как и в случае плоского хаотического вращения (см. рис. 2), в случае пространственного хаотического вращения на зависимости $\sigma(t)$ присутствуют относительно длинные промежутки времени (до 10 тыс. орбитальных периодов), где величина σ в 2–3 раза превышает изотропную норму для пространственного хаотического вращения Прометея $\sigma_{\text{norm}} = 8.9\%$. На этих промежутках времени величина w колеблется почти периодически с малой амплитудой, т.е. скорость вращения спутника примерно постоянна, а не меняется непредсказуемым образом с большой амплитудой. Как и в случае плоского вращения, имеет место “прилипание” хаотической траектории к границам областей с регулярным движением в фазовом пространстве. Этот эффект, по всей вероятности, играет главную роль в проявлениях анизотропии в ориентации фигур малых спутников при их про-

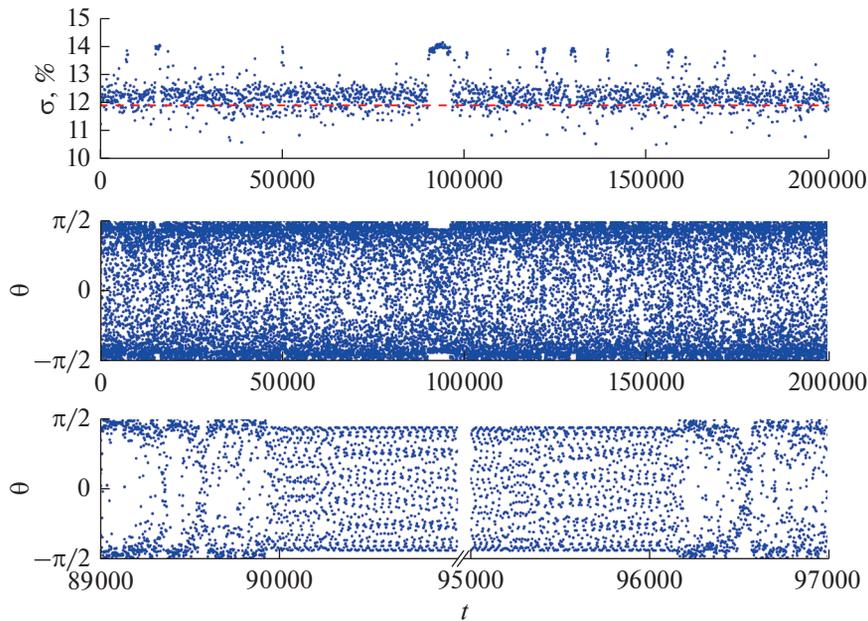


Рис. 2. Примеры зависимостей от времени интегрирования для σ – относительной величины времени, когда фигура спутника ориентирована по направлению на Сатурн, и θ – угол между наибольшей осью фигуры спутника и радиус-вектором “центр масс спутника – планета”. $e = 0.0023$, $\omega_0 = 1.1717$ (“Прометей”). Горизонтальная штриховая линия на верхней панели соответствует изотропной норме для плоского хаотического вращения Прометея – $\sigma_{\text{ном}} = 11.9\%$. На нижней панели представлен фрагмент зависимости $\theta(t)$ в увеличенном по горизонтальной оси масштабе. Время t указано в орбитальных периодах.

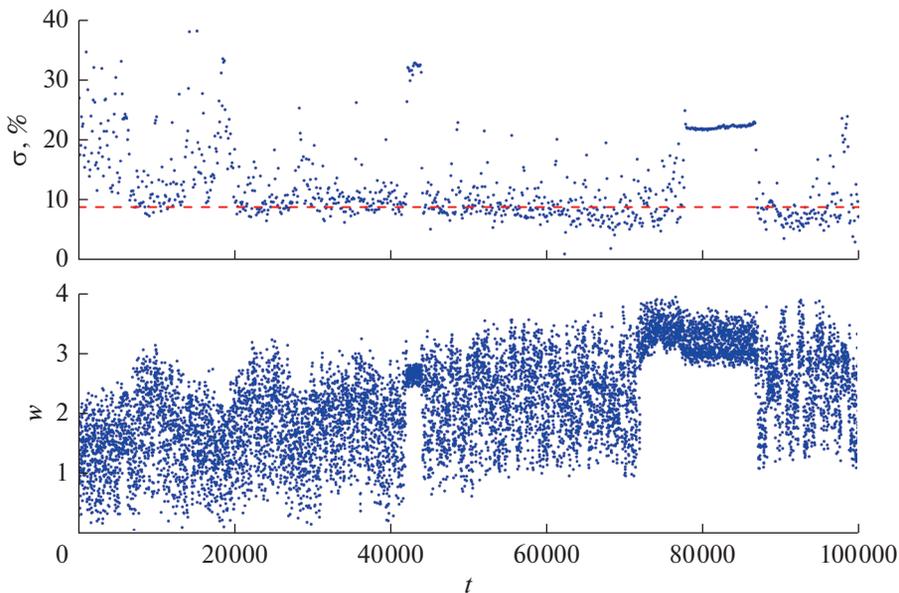


Рис. 3. Примеры зависимостей от времени интегрирования для σ – относительной величины времени, когда фигура спутника ориентирована по направлению на Сатурн, и w – величины угловой скорости вращения спутника. $e = 0.0023$, $A/C = 0.3958$, $B/C = 0.8534$ (“Прометей”). Горизонтальная штриховая линия соответствует изотропной норме для пространственного хаотического вращения Прометея – $\sigma_{\text{ном}} = 8.9\%$. Время t указано в орбитальных периодах.

странственном хаотическом вращении. В частности, на рис. 3 видно, что хаотическая траектория прилипает к областям фазового пространства, соответствующим резонансам 5 : 2 (при $t = 40000$ – 45000) и 3 : 1 ($t = 70000$ – 85000).

Для обоих спутников, Прометея и Пандоры, вычисленный в работе Shevchenko (1999, табл. 1)

параметр адиабатичности (равный отношению частоты возмущения к частоте малых колебаний на резонансе, в данном случае (синхронном) $\lambda \approx 1$, а “прилипания” эффективны при $\lambda \sim 1$ и $\lambda > 1$ (Shevchenko, 2010). Поэтому неудивительно, что режим прилипания, обуславливающий наблюдаемую анизотропию ориентации, имеет место. От-

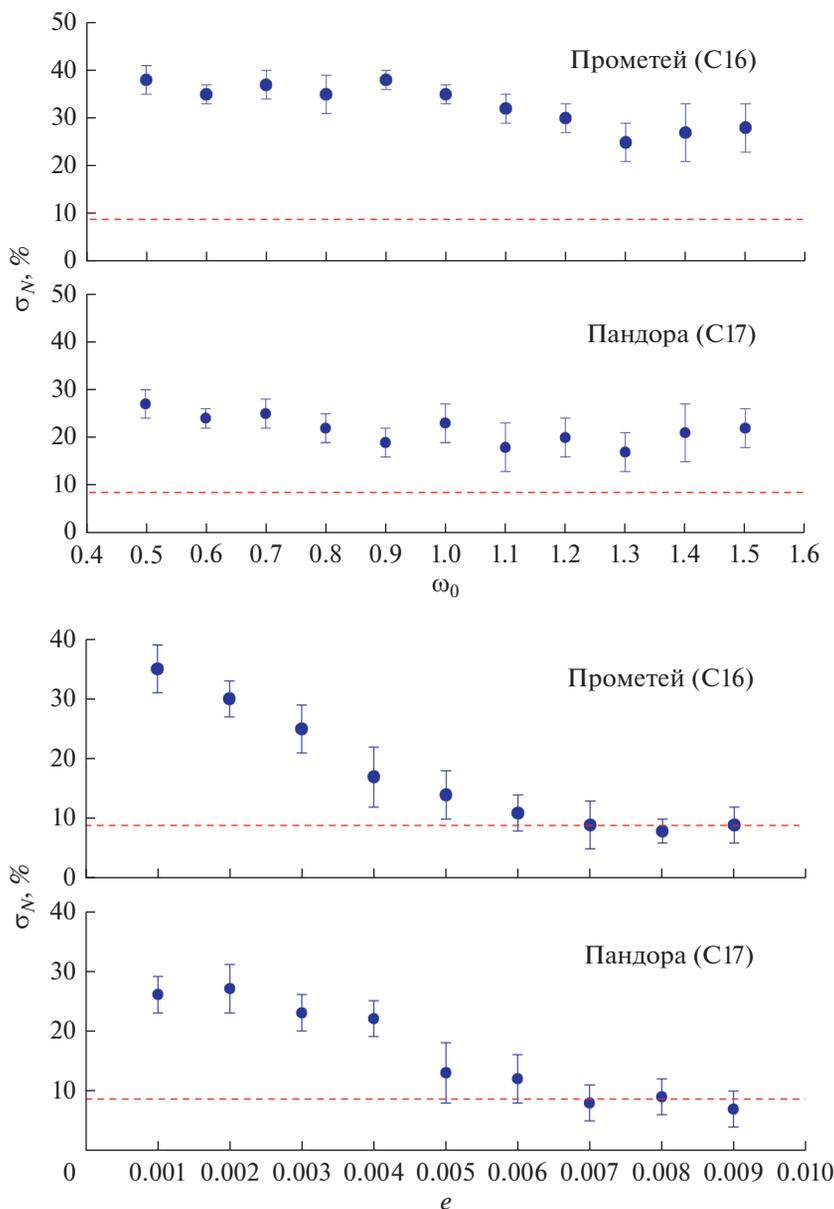


Рис. 4. Зависимости относительной величины времени, когда фигура спутника ориентирована по направлению на Сатурн, от ω_0 при $e = 0.0023$ (Прометей), 0.0042 (Пандора) и e при $\omega_0 = 1.1717$ (Прометей), 0.8512 (Пандора). Горизонтальные штриховые линии соответствуют изотропным нормам для хаотического вращения Прометея и Пандоры.

метим значительное (на 200–300%) превышение изотропной нормы $\sigma_{\text{норм}}$ при пространственном хаотическом вращении, по сравнению с ее превышением на 20% в случае плоского хаотического вращения спутника. Эффект анизотропии выражен существенно сильнее при пространственном вращении малого спутника.

Чтобы учесть влияние выбора начальных данных на величину σ , для Прометея и Пандоры определялась средняя величина $\sigma_N = \frac{1}{N} \sum_{k=0}^N \sigma_k$, где σ_k — вычислялось для хаотической траектории, заданной начальными данными $(\theta_k, d\theta_k/dt)$. Для задания начальных данных проводилось раз-

биение интервала $[-\pi/2, \pi/2]$ на $N = 100$ отрезков одинаковой длины. Затем для каждого значения $\theta_k = -\pi/2 + \pi k/N$, $k = 0, \dots, N - 1$, выбиралась соответствующая величина $d\theta_k/dt$ так, чтобы начальные данные задавали траекторию, принадлежащую на сечении фазового пространства плоского вращательного движения (рис. 1) хаотическому слою в окрестности синхронного резонанса. Вычисленное нами значение σ_N для Прометея составило $(29 \pm 4)\%$, для Пандоры — $(21 \pm 3)\%$, что согласуется с оценками Melnikov и Shevchenko (2008), полученными на меньшей статистике.

На рис. 4 представлены полученные для Прометея и Пандоры зависимости того, как измене-

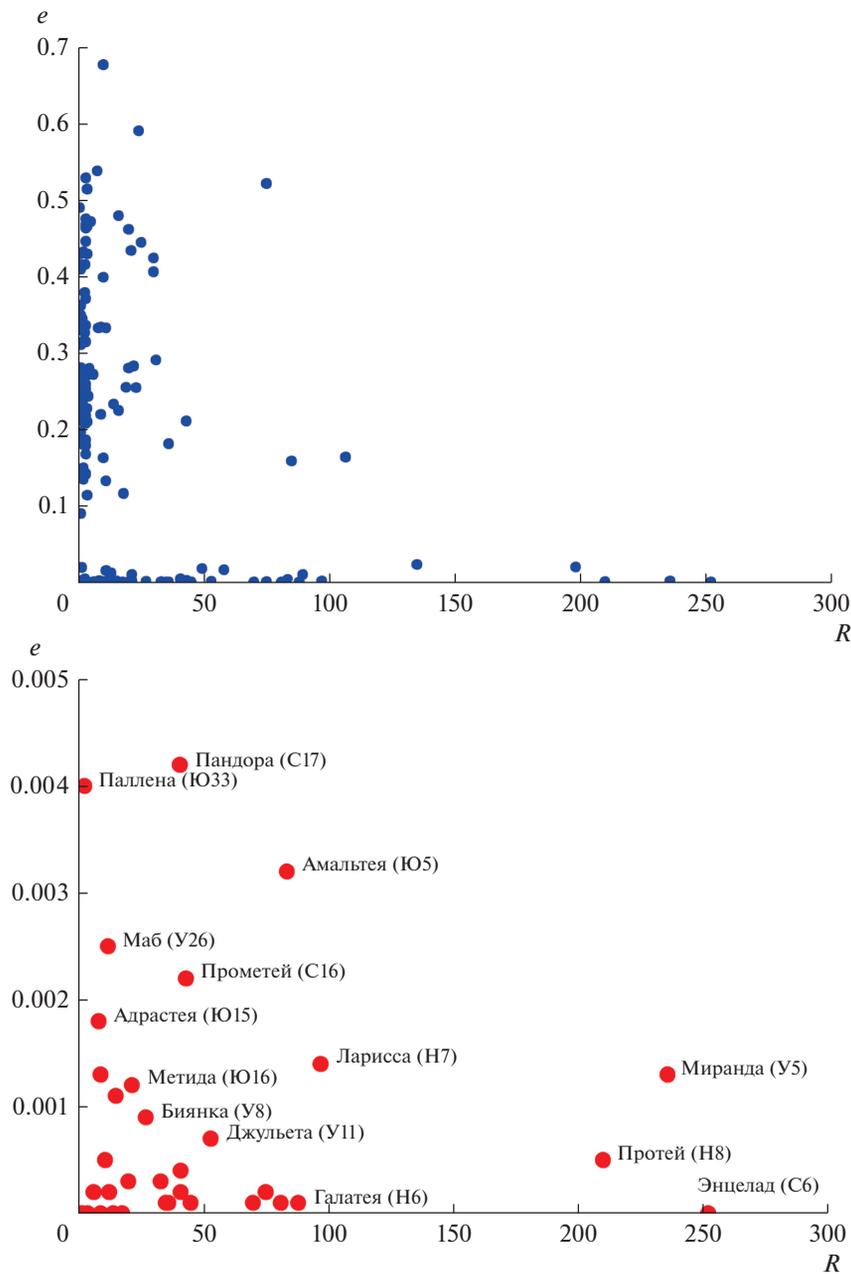


Рис. 5. Диаграмма “ $e-R$ ”, где R – средний радиус фигуры спутника в км. Точками указаны положения (JPL Solar System Dynamics, 2020) малых спутников для которых $1 \text{ км} \leq R \leq 300 \text{ км}$. На нижней панели в увеличенном по e масштабе указаны малые спутники с $e \leq 0.005$; в хаотической динамике таких спутников может иметь место эффект преимущественной ориентации наибольшей оси фигуры спутника на планету.

ние e и ω_0 (формы спутника) влияет на величину σ_N . Зависимость $\sigma_N(\omega_0)$ построена посредством вариации величины A/C при фиксированном значении $B/C = 1$. Из рис. 4 видно, что изменение формы спутника не оказывает существенного влияния на σ_N , в то же время при увеличении e более 0.005, наблюдается падение величины σ_N до значений, соответствующих изотропным нормам для пространственного хаотического вращения рассмотренных спутников. Полученные резуль-

таты говорят о том, что эффект анизотропии в ориентации фигуры спутника при его пространственном вращении характерен для малых спутников с $e \leq 0.005$. В динамике спутников с большими эксцентриситетами орбит этот эффект не выражен – вращение таких малых спутников сугубо хаотическое.

На рис. 5 представлена диаграмма “ $e-R$ ”, где R – средний радиус фигуры спутника, на которой указано положение 92 известных малых спутни-

ков. Из более чем 200 известных в настоящее время спутников планет Солнечной системы (JPL Solar System Dynamics, 2020) были отобраны малые спутники, для которых: $1 \text{ км} \leq R \leq 300 \text{ км}$. На нижней панели рис. 5 в увеличенном масштабе по e приведена часть диаграммы “ $e-R$ ”, где указано положение 36 малых спутников для которых $e \leq 0.005$. Для шести из этих спутников состояния вращения не установлены (спутники имеют $R < 10 \text{ км}$ и, скорее всего, весьма быстро вращаются), для 30 спутников принят (Archinal и др., 2018) синхронный режим вращения. Согласно нашим численным экспериментам в динамике этих спутников, составляющих 30% от всех известных малых спутников, присутствует эффект анизотропии в ориентации фигуры спутника при его хаотическом вращении в окрестности синхронного резонанса.

Как отмечено в Archinal и др. (2018), выводы о синхронном вращении спутника иногда основываются не на анализе наблюдательных данных, а на дополнительных предположениях, например, на теоретической оценке величины T_{despin} — времени приливного замедления первоначально быстрого вращения спутника до синхронного (см. подробнее Peale, 1977; 1999). Если это время мало по сравнению с возрастом Солнечной системы (например, для Прометея и Пандоры $T_{\text{despin}} < 150000$ лет, Kourprianov, Shevchenko, 2005), то считается, что спутник завершил свою приливную вращательную эволюцию и находится в синхронном режиме вращения. Однако, если синхронное вращение неустойчиво (Kourprianov, Shevchenko, 2005; Melnikov, Shevchenko, 2008; 2010), то спутник может вращаться хаотически в настоящее время и в его динамике будет наблюдаться рассмотренный нами эффект анизотропии в ориентации фигуры.

Если у малого спутника $e \leq 0.005$ и высока вероятность нахождения в хаотическом режиме вращения (например, вращение в синхронном резонансе неустойчиво), необходимо проводить детальное численное моделирование его возможной пространственной хаотической вращательной динамики. Моделирование позволит оценить длину ряда наблюдений, необходимую для достоверного определения режима вращения спутника. Для Прометея и Пандоры, согласно нашим численным экспериментам, длина такого ряда наблюдений должна составлять порядка 10 тыс. орбитальных периодов (≈ 16 лет). Численные эксперименты показывают, что интервал времени, на котором при хаотическом вращении наблюдается сходное с регулярным поведение в ориентации фигуры спутника со временем, может быть велик (тысячи орбитальных периодов). Поэтому нельзя исключать, что и уже определенный из анализа наблюдений синхронный режим вращения некоторых малых спутников является проявлением рассмотренного нами здесь эффекта анизотропии в ориентации фигуры спутника при его хаотическом вращении в окрестности синхронного резонанса.

тическом вращении в окрестности синхронного резонанса.

ВЫВОДЫ

В настоящей работе проведено детальное исследование эффекта преимущественной ориентации (эффекта анизотропии) наибольшей оси фигуры спутника по направлению на планету, имеющего место при пространственной хаотической вращательной динамике малого спутника в окрестности синхронного резонанса. Под преимущественной ориентацией подразумевается, что относительное время нахождения наибольшей оси фигуры спутника в пределах конуса с углом раствора равным углу, под которым со спутника виден диск планеты, превышает изотропную норму, при которой все направления ориентации фигуры спутника в пространстве равновероятны.

Проведенные массовые численные эксперименты для различных значений параметров задачи (эксцентриситет орбиты и форма спутника) показали, что эффект анизотропии в ориентации фигуры спутника должен быть наиболее заметен в хаотической вращательной динамике малых спутников с эксцентриситетами орбит менее 0.005. Показано, что главную роль в наблюдаемом эффекте, вероятно, играет прилипание хаотической траектории к областям фазового пространства с регулярным вращением. Анализ данных об орбитальных параметрах и фигурах известных спутников планет Солнечной системы показал, что в возможной хаотической динамике 30% известных малых спутников присутствует рассмотренный нами эффект преимущественной ориентации наибольшей оси фигуры спутника на планету. Установлено, что наличие эффекта анизотропии в ориентации фигуры спутника может помешать идентификации хаотического режима его вращения, если длина ряда наблюдений недостаточно велика. Хаотическое вращательное движение спутника может быть схоже с регулярным (синхронным) на интервалах времени в тысячи орбитальных периодов. Численное моделирование возможной хаотической вращательной динамики малого спутника позволяет оценить длину ряда наблюдений, необходимую для достоверного определения режима вращения спутника.

Автор выражает признательность И.И. Шевченко за полезные замечания.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект № 19-02-00811).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Белецкий В.В. Движение искусственного спутника относительно центра масс. М.: Наука, 1965. 416 с.
 Борисов А.В., Мамаев И.С. Динамика твердого тела. Ижевск: НИЦ “Регулярная и хаотическая динамика”, 2001. 384 с.
 Девяткин А.В., Горшанов Д.Л., Грицук А.Н., Мельников А.В., Сидоров М.Ю., Шевченко И.И. Наблюдение

- ния и теоретический анализ кривых блеска естественных спутников планет // *Астрон. вестн.* 2002. Т. 36. № 3. С. 269–281.
- Куприянов В.В.* Численно-экспериментальное исследование вращательной динамики спутников планет // Дис. канд. физ.-мат. наук. СПб: ГАО РАН, 2014. 148 с.
- Лихтенберг А., Либерман М.* Регулярная и стохастическая динамика. М.: Мир, 1984. 528 с.
- Мельников А.В., Шевченко И.И.* Необычные режимы вращения малых спутников планет // *Астрон. вестн.* 2007. Т. 41. № 6. С. 521–530.
- Морбиделли А.* Современная небесная механика. Аспекты динамики Солнечной системы. М.—Ижевск: Институт компьютерных исследований, 2014. 432 с.
- Мюррей К., Дермотт С.* Динамика Солнечной системы. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2009. 588 с.
- Шевченко И.И.* О максимальных показателях Ляпунова хаотического вращения естественных спутников планет // *Космич. исслед.* 2002. Т. 40. № 3. С. 317–326.
- 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. Astr.* 2018. V. 130. № 22. P. 1–46.
- Black G.J., Nicholson P.D., Thomas P.C.* Hyperion: Rotational dynamics // *Icarus.* 1995. V. 117. № 1. P. 149–161.
- Chirikov B.V.* A universal instability of many-dimensional oscillator systems // *Phys. Reports.* 1979. V. 52. № 5. P. 263–379.
- Goldreich P., Peale S.* Spin-orbit coupling in the Solar system // *Astron. J.* 1966. V. 71. № 6. P. 425–438.
- JPL Solar System Dynamics.* <http://ssd.jpl.nasa.gov/>. Site manager: Park R.S. 2020.
- Hairer E., Nørsett S.P., Wanner G.* Solving Ordinary Differential Equations I. Nonstiff Problems. Berlin: Springer-Verlag, 1993. 528 p.
- Harbison R.A., Thomas P.C., Nicholson P.C.* Rotational modeling of Hyperion // *Celest. Mech. and Dynam. Astron.* 2011. V. 110. P. 1–16.
- Klavetter J.J.* Rotation of Hyperion. II – Dynamics // *Astron. J.* 1989. V. 98. P. 1946–1947.
- Kouprianov V.V., Shevchenko I.I.* Rotational dynamics of planetary satellites: A survey of regular and chaotic behavior // *Icarus.* 2005. V. 176. P. 224–234.
- Melnikov A.V., Shevchenko I.I.* On the rotational dynamics of Prometheus and Pandora // *Celest. Mech. and Dynam. Astron.* 2008. V. 101. № 1–2. P. 31–47.
- Melnikov A.V., Shevchenko I.I.* The rotation states predominant among the planetary satellites // *Icarus.* 2010. V. 209. P. 786–794.
- Shevchenko I.I.* On the recurrence and Lyapunov time scales of the motion near the chaos border // *Phys. Letters A.* 1998. V. 241. P. 53–60.
- Shevchenko I.I.* The separatrix algorithmic map: Application to the spin-orbit motion // *Celest. Mech. and Dynam. Astron.* 1999. V. 73. P. 259–268.
- Shevchenko I.I.* Hamiltonian intermittency and Lévy flights in the three-body problem // *Phys. Rev. E.* 2010. V. 81. P. 066216-1–066216-11.
- Shevchenko I.I., Kouprianov V.V.* On the chaotic rotation of planetary satellites: The Lyapunov spectra and the maximum Lyapunov exponents // *Astron. and Astrophys.* 2002. V. 394. P. 663–674.
- Shevchenko I.I., Scholl H.* Intermittent trajectories in the 3/1 Jovian resonance // *Celest. Mech. and Dynam. Astron.* 1997. V. 68. № 2. P. 163–175.
- Peale S.J.* Rotation histories of the natural satellites // *Planetary satellites* / Ed. J.A. Burns. Tucson: Univ. Arizona Press, 1977. P. 87–112.
- Peale S.J.* Origin and evolution of the natural satellites // *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.* 1999. V. 37. P. 533–602.
- Porco C.C., Baker E., Barbara J., Beurle K., Brahic A., Burns J.A., Charnoz S., Cooper N., Dawson D.D., Del Genio A.D., Denk T., Dones L., Dyudina U., Evans M.W., Giese B., Grazier K., Helfenstein P., Ingersoll A.P., Jacobson R.A., Johnson T.V., McEwen A., Murray C.D., Neukum G., Owen W.M., Perry J., Roatsch T., Spitale J., Squyres S., Thomas P.C., Tiscareno M., Turtle E., Vasavada A.R., Veverka J., Wagner R., West R.* Cassini Imaging Science: Initial results on Phoebe and Iapetus // *Science.* 2005. V. 307. P. 1237–1242.
- Thomas P.C.* Sizes, shapes, and derived properties of the Saturnian satellites after the Cassini nominal mission // *Icarus.* 2010. V. 208. P. 395–401.
- Whittaker E.T.* A Treatise on the Analytical Dynamics of particles and rigid bodies. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1917. 432 p.
- Wisdom J.* Rotation dynamics of irregularly shaped natural satellites // *Astron. J.* 1987. V. 94. № 5. P. 1350–1360.
- Wisdom J., Peale S.J., Mignard F.* The chaotic rotation of Hyperion // *Icarus.* 1984. V. 58. № 2. P. 137–152.

УДК 523.6

РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ МЕТЕОРНЫХ ТЕЛ В ДИАПАЗОНЕ СВЕРХНИЗКИХ ЧАСТОТ

© 2020 г. А. Д. Филоненко*

Луганский государственный университет им. Владимира Даля, Луганск, @

**e-mail: uy5lo@mail.ru*

Поступила в редакцию 03.04.2018 г.

После доработки 28.01.2020 г.

Принята к публикации 13.02.2020 г.

Представлена модель генерации электромагнитных полей в диапазоне ELF/VLF, сопровождающих конечную стадию эволюции метеорных тел в атмосфере Земли. Явление низко частотной радиоэмиссии являются экспериментально доказанным фактом, однако известные на данный момент модели генерации не подкреплены численными расчетами, которые не противоречили бы экспериментальным фактам. Настоящая модель не прибегает к экзотическим гипотезам, а на основании хорошо известных явлений показывает, каким образом могут реализоваться электромагнитные поля на заключительном этапе движения метеороида. Численно полученные оценки напряженности электрического поля и характер спектральной интенсивности отражает основные черты экспериментальных измерений.

Ключевые слова: метеор, болид, радиоэмиссия, спектр, сродство к электрону, VLF

DOI: 10.31857/S0320930X20040052

ВВЕДЕНИЕ

Проникновение в земную атмосферу метеорного вещества, космической пыли, а также космических лучей (в основном ядер различных атомов) вызывает множество явлений, в том числе и радиоэмиссию в широком диапазоне частот. Например, механизм радиоизлучения заряженных частиц, движущихся с около световыми скоростями известен относительно давно. Около 60 лет назад опубликована работа (Аскарьян, 1961), в которой впервые был описан механизм излучения широкого атмосферного ливня, суть которого связана с когерентным черенковским излучением избыточных электронов. В дальнейшем эта идея была дополнена и расширена во множестве работ применительно к реальным ливням (Филоненко, 2015).

Электрические явления, вызванные быстро движущимися метеорами, далеко не всегда имеют определенное объяснение. Прямыми измерениями было установлено, что прохождение метеорных тел (МТ) через атмосферу Земли сопровождается электромагнитным излучением. Кроме известного всем излучения в оптическом диапазоне, МТ излучает и в радиоволновом диапазоне. Относительно недавно опубликована работа (Obenberger и др., 1405.6772), в которой сообщается об обнаружении собственного излучения метеоров декаметровом радиотелескопом LWA1. Причем для многих событий установлена корреляция с

оптическим излучением, которое регистрировалось с помощью видеокамер сети кругового обзора небесной сферы (AllSkyFireballNetwork). Тщательный анализ радиосигналов показал, что они не могут быть отражением антропогенных радиопомех, а являются только результатом собственного излучения МТ (Obenberger и др., 1503.05150; 1510.04147; 1607.03002; 1609.04701). Модель собственного излучения метеоров была предложена в (Филоненко, 2018). Рассчитанные на основе ее характеристики излучения хорошо совпадают с экспериментальными данными (Obenberger и др., 1503.05150; 1510.04147; 1607.03002; 1609.04701).

Не менее интересное явление было описано в работе (Мусатенко и др., 2006). С помощью радиометра высокого разрешения в спектрах флуктуации радишумов ионосферной плазмы на длине волны 2 метра обнаружена линия, которая проявляется во время высокоскоростных метеорных потоков. Частота линии колеблется в пределах 12–60 Гц в зависимости от активности источника ионизации ионосферы, локальных характеристик метеорного потока, времени суток и пр. Математическая модель этого эффекта предложена в работе (Kornin, Popel, 2009), в которой предполагается, что в районе ионосферы во время метеорного потока образуется т.н. “металлический слой” толщиной несколько километров, состоящий из микрометровых частиц, образованных в процессе

конденсации паров металлов, входящих в состав метеоров. Эти частицы вследствие различных причин приобретают электрический заряд. При прохождении радиоизлучения ионосферы через такой слой пылевой плазмы возникает взаимодействие, приводящее к модуляции ионосферного радиосигнала на характерных частотах близких к пылевым акустическим волнам.

Давно было замечено, что падение крупных метеоритов оказывает сильное воздействие на телефонные сети и даже на городские сети электрического освещения. Известны также случаи, когда падающие яркие болиды изменяли на несколько секунд естественную ориентацию магнитной стрелки компаса (Астапович, 1958). Из этих наблюдений вытекало предположение об образовании статического заряда и, как следствие, магнитного поля при движении МТ в атмосфере Земли. Классическое толкование этого явления приводит к результатам, несовместимым с реальными возможностями. Магнитную индукцию, наводимую таким зарядом в точке наблюдения, можно считать порядка поля земного магнетизма, т.е. $\sim 10^{-5}$ Тл. Для расстояния r от наблюдателя до болида порядка нескольких десятков километров и характерной скорости $v \sim 10^5$ м/с, элементарная оценка индукции поля $B \approx (\mu_0/4\pi)qv/r^2$ дает величину заряда $q \sim 10^6$ Кл. Это соответствует напряженности электрического поля E на поверхности болида $E \sim 10^{18}$ В/м, что в принципе, не осуществимо и свидетельствует о более сложных процессах, чем элементарные представления.

Не менее загадочное явление — это электрофонные болиды. Суть его заключается в том, что наблюдатель практически одновременно видит свет и слышит звук, производимый летящим болидом (см., например, обзоры Vinković и др., 0211203; Serleha и др., 1998). Поскольку характерное расстояние до болида составляет несколько десятков километров и более, то, очевидно, что звук можно услышать только через полторы-две минуты, когда фактически болида уже нет. Крупные метеориты — это достаточно редкое явление. Поэтому даже на сегодняшний день нет достаточно полноценной статистики синхронного измерений радио, оптического и акустического излучения и существование электрофонных болидов вызывает естественное сомнение у ряда исследователей.

Не найдено пока объяснение и процессам, приводящим к излучению в килогерцовом диапазоне частот (VLF). Этот диапазон насыщен сильными радиопомехами естественного и антропогенного происхождения и для определенных выводов недостаточно регистрации только одних радиоимпульсов. В настоящее время известен ряд работ, в которых одновременно записаны радиосигналы и видеонаблюдения.

Например, в работе (Beech, Brown и др., 1995) описаны результаты 80-часового визуального/ви-

део наблюдения и одновременно с этим VLF излучения, проведенного во время метеорных потоков Лириды, Персеиды, Ориониды, Леониды и Геминиды. Только один болид из записанных событий, сообщает авторы, произвел ясный и убедительный VLF сигнал. Это был яркий болид, с визуальной величиной $M = -10^m(\pm 1)$, у которого заключительная стадия полета сопровождалась оптической вспышкой, и одновременно с этим одним из авторов и двумя другими наблюдателями было отмечено “жужжание”, исходящее из аудиовыхода VLF приемника. В этой работе приводится осциллограмма радиосигнала, и частотный спектр, из которого следует, что характерная частота спектра составляет ~ 2 кГц. Исходя из величины ЭДС индукции $U_i \approx 1$ В, наведенной в контуре с 360 витками и площадью $S = 1$ м², они находят, что индукция магнитного поля равна $B = 8 \times 10^{-6}$ Тл. Откуда авторы получают, что напряженность электрического поля в точке наблюдения имеет величину 2000 В/м.

В ноябре 1998 г. была проведена экспедиция хорватского физического общества в Монголию (Garaj, Vinković и др., 1999). Цель состояла в измерении электрофонных звуков и радиоизлучения очень низких частот от метеоров во время ожидаемого метеорного потока Леониды. Для визуальной записи метеоров были использованы ПЗС-камеры высокой чувствительности с покрытием неба на 55%. Для низкочастотных радиоприемников использовались вертикальные штыревые антенны. В целом экспериментальная установка могла записывать звуки, изображения и ELF/VLF радиосигналы синхронно. Точность синхронизации между различными каналами (аудио, видео, радио) была не менее ± 0.02 с. Для уменьшения техногенных радиопомех наблюдения проводились в ненаселенной области в 20 км к юго-востоку от Улан-Батора.

В ходе эксперимента были получены записи, не вызывающие сомнения в существование временной корреляцией между видео и радио ELF/VLF сигналами (см. рис. 3 в (Garaj, Vinković и др., 1999)). Однако электрофонные звуки в этих событиях не были обнаружены. Характерный радиосигнал представлял собой группу коротких импульсов, хаотически распределенных в интервале нескольких десятых долей секунды, т.е. фактически такого же вида, как и в (Beech, Brown и др., 1995). Наиболее густое скопление импульсов соответствовало максимуму яркости метеора. Авторы (Garaj, Vinković и др., 1999) несколько не сомневаются в том, что их источником является одно и то же явление.

Через год после этой экспедиции группа физиков из университета Тель-Авива провела исследования с целью проверки гипотезы об электрофонных звуках (Price, Blum, 2000). Измерения низкочастотных электромагнитных волн были выполнены во время метеорного потока Леониды в ночь на 18 ноября 1999 года. Эксперимент проводился на

полигоне для наблюдения ELF/VLF сигналов в Исследовательском институте университета Бен-Гуриона. Петлевые антенны ELF/VLF высотой 10 метров были выполнены в виде двух ортогональных треугольников с геометрической площадью около 81 м^2 у каждой петли. Одна из них установлена в направлении север—юг, а другая восток—запад. Чувствительность системы в широкополосном диапазоне (0.1–50, кГц) составляла 6, мкВ/м. Динамический диапазон канала антенна—предусилитель составлял 100 дБ.

Измерения показали, что метеорные спектры имеют минимум вблизи 5 кГц и большой максимум в диапазоне ELF (0.3–1.5, кГц), а также дополнительный более слабый максимум около 2, кГц. Из представленных данных в работе (Price, Blum, 2000) следует, что напряженность электрического поля в месте наблюдения не превышает нескольких сотен микровольт на метр. Результаты эксперимента, по мнению авторов (Price, Blum, 2000), дают убедительное доказательство того, что метеоры производят электромагнитное излучение при вхождении в атмосферу, что может объяснить звуки, слышимые во время наблюдений за большими метеорными телами.

Имея в виду единственное к тому времени теоретическое объяснение того, как производятся эти радиоволны (Keay, 1993; 1995), авторы (Price, Blum, 2000) приходят к выводу, что существующая теория не объясняет каким образом, едва видимые и мелкие метеоры производят радиосигналы. Кроме того, из работ (Keay, 1993; 1995) следует, что длительность радиоимпульсов должна составлять несколько секунд, а полученные ими экспериментальные значения не превышают 10 миллисекунд, причем весь этот сигнал представляет собой совокупность очень коротких (доли миллисекунды) импульсов.

Для описания электромагнитных явлений, сопровождающих вторжение метеороида в атмосферу Земли, необходимо чтобы физическая модель генерации VLF-излучения могла воспроизвести спектр импульса, его характер и спектральную интенсивность. С этой целью авторы (Beech, Foschini, 1999) привлекают для своей гипотезы явление ударной волны, возникающей перед телом, движущимся в атмосфере с гиперзвуковыми скоростями. Наличие большого градиента давления, температуры и других параметров в ударной волне, способствует сильной диффузии электронного газа по отношению к ионному газу и возникновению объемных зарядов. Чтобы оценить порядок величины электрического поля, генерируемого ударной волной, авторы (Beech, Foschini, 1999) ссылаются на результаты, опубликованные в (Зельдович, Райзер, 1996), однако не учитывают тот факт, что высокая напряженность электрического поля существует только в области двойного электрического слоя с толщиной порядка величины дебаевского радиуса. Поэтому в точке нахождения наблюдателя это поле будет чрезвычайно мало.

Цель настоящей работы — представить модель, следствия которой в некоторой степени лежат ближе к экспериментальным фактам. В ней заложен другой подход к проблеме генерации VLF-излучения, которое может являться следствием ускоренного движения заряженных мелких фрагментов метеороида, на стадии его разрушения. Причем, электрический заряд фрагменты приобретают в процессе электризации в атмосфере Земли.

Хорошо известно, что некоторые метеоры после достижения максимума свечения разрываются на мелкие фрагменты с визуально наблюдаемой сильной вспышкой. Такое завершение события не является исключительным явлением и подтверждается многими наблюдениями. Это может случиться вследствие разогрева тела и его саморазрушения под действием механических сил со стороны набегающего потока. Такое явление характерно для высокоскоростных метеоров. Вспышка в терминальной точке может сопровождаться взрывом распадом на многие мелкие фрагменты (Seplehaetal, 1998). Например, в работах (Егорова, Лохин, 2015; Егорова, Лохин 2017) авторы показали, что разрушение метеороида на множество мелких фрагментов подобно разрушению твердого тела при взрыве и описали модель, заключительная стадия которой описывает наблюдаемый эффект “теплого взрыва” метеороида.

ЭЛЕКТРИЗАЦИЯ МЕТЕОРОВ В АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

Заряжение метеорного тела в атмосфере земли происходит в процессе соударения набегающих молекул воздуха с поверхностью МТ и последующего захвата электрона атомом атмосферного кислорода. Такой процесс происходит с выделением энергии, которую называют сродством к электрону. Отрицательный ион кислорода остается в атмосфере, а МТ заряжается положительно. Этот механизм заряжения лежит в основе явления “электризации трением” (см., например, (Лёб, 1963)), при котором тесное соприкосновение двух различных тел приводит к переходу электронов с одного тела на другое. Возникший на границе двух тел так называемый двойной электрический слой практически не создает внешнего поля, однако если тела раздвинуть, то на каждом из них останутся заряды противоположного знака. Разность потенциалов между этими телами может достигать нескольких киловольт.

На больших высотах (60–70 км) длина свободного пробега молекул атмосферы близка к размерам самого фрагмента метеороида, поэтому при соударении с ним ион кислорода не остается на поверхности, а отразившись от нее, может приобрести скорость, близкую к скорости самого фрагмента.

Фактически элементарный процесс излучения при таком взаимодействии начинается с момента отрыва электрона. Однако молекула кислорода

быстро останавливается при столкновениях с молекулами окружающего воздуха и практически не излучает, а продолжающееся замедленное движение осколка и его последующее заряджение будут определять низкочастотную часть спектра. Для этого нужно чтобы его размеры были такой величины, при которой время торможений было порядка миллисекунды. Тогда основная часть спектра будет лежать в килогерцовом диапазоне частот.

Наиболее важный факт в этом процессе заключается в том, что излучение фрагментов метеороида будет квазикогерентным. Фактически это означает, что если бы осколки разлетались в разные стороны, то их излучение не является строго когерентным, а приведенные далее оценки являются оценками сверху. Более того, если представить себе, что сферически симметрично взорвался покоящийся заряженный метеороид, то, как хорошо известно, излучение в этом случае отсутствовало бы. Однако скорость разлета фрагментов намного меньше скорости метеороида ($v_0 \sim 5 \times 10^4$ м/с), поэтому направление движения осколков будет в основном совпадать с направлением движения метеороида и это означает (как было сказано выше), что излучение будет квазикогерентным. Разумеется, для этого вывода важен тот факт, что время разрушения метеороида при взрыве порядка миллисекунды. В конечном итоге это означает, что верхняя оценка мощности излучения будет пропорциональна квадрату суммарного заряда фрагментов.

Для метеороида с массой несколько килограммов режим свободномолекулярного обтекания переходит в режим сплошной среды на высоте около 80–70, км. На высотах 70–50, км и ниже вследствие образования ударной волны следует ожидать “теплого взрыва” (Егорова, Лохин, 2015; Егорова, Лохин, 2017), при котором метеороид разрушится на мелкие осколки. Однако и для них на этой высоте может сохраниться режим свободномолекулярного обтекания, если их характерный размер близок к длине свободного пробега молекул атмосферы ($\lambda = 10^{-3}$ м на высоте 70 км).

Рассмотрим эту часть модели более подробно. Для упрощения оценок будем считать, что оторвавшийся осколок имеет форму, близкую к сферической. Под действием силы торможения $F = \Gamma S \rho_a v^2$ он движется замедленно. Здесь v – скорость фрагмента, $\Gamma \sim 1$ – аэродинамический коэффициент сопротивления, ρ_a – плотность атмосферы, S – площадь поперечного сечения, и m – его масса. В этом случае состояния осколка можно описать уравнением движения $m \frac{dv}{dt} = -\Gamma S \rho_a v^2$ и уравнением потери массы $\frac{dm}{dt} = -\Lambda \frac{S \rho_a v^3}{2Q}$, где Λ – коэффициент теплопередачи равный или меньший единице, так как энергия, идущая на абляцию фрагмента, не превышает кинетической

энергии набегающего потока молекул и Q – удельная теплота плавления или испарения материала фрагмента. Отношение $\Lambda/2Q$ обозначают обычно, как σ , характерное значение которого принимают равным $\sigma = 2 \times 10^{-8}$, в единицах $\text{с}^2/\text{м}^2$. Эти уравнения дают решения, которые можно записать в виде (см., например, Бронштэн, 1981):

1. зависимость характерного размера фрагмента от начальной v_0 и конечной v скоростей

$$r(v) = r_0 e^{\frac{\sigma}{6}(v^2 - v_0^2)}, \quad (1)$$

2. интервал времени, затраченный для этого

$$t(v) = -\frac{4r_0 \rho_m}{3\rho_a \Gamma} \int_{v_0}^v e^{\frac{\sigma}{6}(x^2 - x_0^2)} \frac{dx}{x^2}, \quad (2)$$

3. пройденный путь за это время

$$z(v) = -\frac{4r_0 \rho_m}{3\rho_a \Gamma} \int_{v_0}^v e^{\frac{\sigma}{6}(x^2 - x_0^2)} \frac{dx}{x}, \quad (3)$$

4. величина мгновенного ускорения, как функция скорости

$$a(v) = -\frac{3\rho_a}{4r_0 \rho_m} v^2 e^{-\frac{\sigma}{6}(v^2 - v_0^2)}. \quad (4)$$

На рис. 1 графически представлены все эти зависимости для выбранных значений следующих величин: $v_0 = 5 \times 10^4$ м/с – начальная скорость фрагмента, плотность атмосферы на высоте 70 км $\rho_a = 0.8 \times 10^{-4}$ кг/м³, $r_0 = 10^{-4}$ м, $\Gamma = 1$ – характерная величина коэффициента сопротивления. Размер фрагмента $r(v)$ изменяется очень быстро (1). Например, в момент достижения максимального ускорения (4) радиус фрагмента равен приблизительно $r = 6.4 \times 10^{-8}$ м, что соответствует скорости $v = 1.76 \times 10^4$ м/с в момент времени (2) $t = 0.77 \times 10^{-3}$ с.

Средняя длина свободного пробега молекулы на характерной высоте ~60–70 км равна приблизительно $\lambda = 10^{-4}$ метров и сравнима с размером предполагаемого осколка метеороида. По мере увеличения заряда $Q(v)$ этого фрагмента при соударении с атомом кислорода его электрическое поле препятствует выходу иона из зоны притяжения. Поэтому предельная величина заряда $Q(v)$ определится условием равенства энергии $qQ(v)/4\pi\epsilon_0 r(v)$ электрического взаимодействия иона с зарядом qi величины его кинетической энергии, которая в предельном случае может быть порядка $m_i v^2/2$, т.е., приравнявая, получим

$$Q(v) = \frac{2\pi m_i \epsilon_0}{q} v^2 r(v). \quad (5)$$

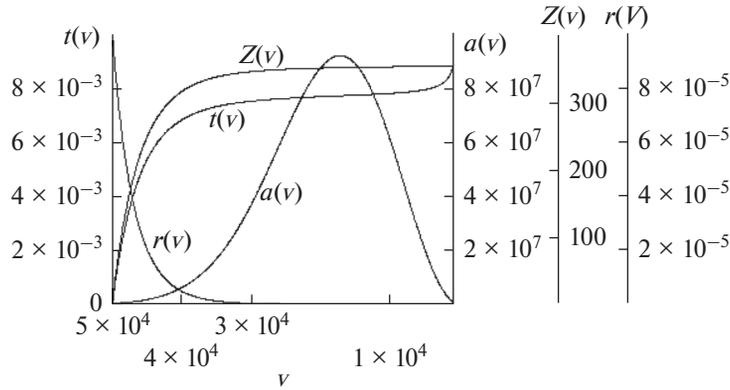


Рис. 1. Зависимость характерных величин фрагмента с начальным размером $r_0 = 10^{-4}$ м от скорости.

Выражение (5) фактически означает, что величина заряда фрагмента в процессе движения зависит от его скорости и размера. Рассмотрим в качестве примера движение тела с формой шара и неизменными радиус и скорость. Например, пусть скорость равна $v = 5 \times 10^4$ м/с и радиус $r = 10^{-3}$ м. Тогда выражение (5) соответствует заряду $Q \approx 10^{-10}$ Кл. Теперь оценим минимальное расстояние L , необходимое для сообщения такого заряда фрагменту из равенства $L\pi r^2 N_a = Q/q$, где $N_a = 2 \times 10^{21}$ – концентрация молекул атмосферы на высоте около 70 км. Это дает величину пути $L \approx 10^{-7}$ м. Если предположить, что из количества соударения равном 10^7 хотя бы одно из них заканчивается отрывом электрона, то даже в этом случае на пути в 1 метр будет передан максимально возможный заряд. Этот пример показывает, что максимальная величина заряда отслеживается выражением (5) практически мгновенно.

СПЕКТР ИЗЛУЧЕНИЯ

Для оценки напряженности электрического поля волны нужно учитывать тот факт, что наблюдатель находится от МТ на расстоянии нескольких десятков километров и больше, а длина электромагнитной волны $\lambda = c/v$ для частоты $\nu \approx 1$ кГц равна 300 км. Это значит, что в оценку напряженности поля с помощью формул дипольного приближения будет внесена существенная погрешность, более того, в ближней зоне вклад кулоновского поля может быть очень существенным. Это, прежде всего, означает, что измерения поля классическими антеннами, рассчитанными для дальней зоны, вряд ли целесообразно.

Далее оценим поле, вызванное одним фрагментом с зарядом $Q(5)$ с учетом вышесказанного. Поскольку размеры фрагмента намного меньше длины излучаемых волн и расстояния до наблюда-

теля, то объемную плотность тока точечного заряда (т.е. фрагмента МТ) можно выразить посредством дельта-функции (см., например, Ландау, Лифшиц, 1967)

$$j(r', t) = \bar{e}_z Q(t) v \delta[z' - z(t)] \delta(x') \delta(y'). \quad (6)$$

Здесь выбрана система отсчета, в которой заряд Q движется вдоль оси Z , а наблюдатель находится на оси X . Переменные (x', y', z') соответствуют координатам произвольного элементарного объема $dV' = dx' dy' dz'$ пространства. Поскольку (6) выражено явно от времени, то для нахождения спектральной плотности тока

$$j(r', \omega) = \bar{e}_z \int_0^\tau e^{i\omega t} Q(t) v(t) \times \delta[z' - z(t)] \delta(x') \delta(y') dt.$$

Следует перейти к переменной $\nu = \nu(t)$ с помощью выражений (1)–(4)

$$j(r', \omega) = \bar{e}_z \int_0^\tau e^{i\omega(\nu)} Q(\nu) v \times \delta[z' - z(\nu)] \delta(x') \delta(y') dt(\nu).$$

Тогда индукцию электромагнитного поля выразится, как $\mathbf{B} = \text{rot} \mathbf{A}(\omega, r)$, причем, \mathbf{A} – векторный потенциал электромагнитного поля, определяемый как:

$$\mathbf{A}(\omega, r) = \frac{\mu_0 e^{ikr}}{4\pi r} \int j(r', \omega) e^{-ikr'} dV',$$

где $\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}' = k(x' \sin \theta + z' \cos \theta)$ скалярное произведение волнового вектора $|\mathbf{k}| = \omega/c$ на радиус-вектор \mathbf{r}' произвольного элемента пространства dV' , r – расстояние до наблюдателя $\mu_0 \approx 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м – магнитная постоянная, θ – угол наблюдения.

Таким образом, имеем индукцию электромагнитного поля для количества осколков равное M/m , где M – масса метеороида.

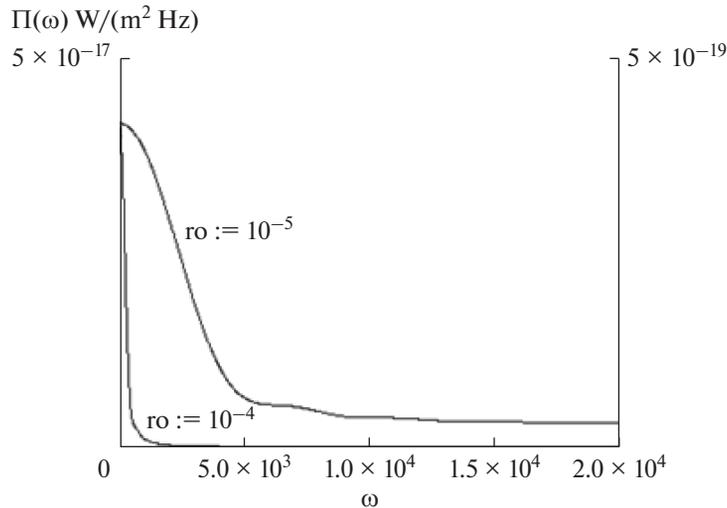


Рис. 2. Спектральная интенсивность излучения, сопровождающего разрыв метеороида на мелкие фрагменты. Для размера фрагмента $r_0 = 10^{-4}$ м шкала интенсивности расположена в правой части рисунка.

$$\mathbf{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \text{rot} \left(\mathbf{e}_z \frac{e^{ikr}}{r} \right) \frac{M}{m} \int_0^\tau e^{i\omega t(v)} Q(v) \times \quad (7)$$

$$\times v \delta[z' - z(v)] \delta(x') \delta(y') e^{-ikr'} \frac{dv}{a(v)} dV'.$$

Сначала следует проинтегрировать по пространству V' :

$$\mathbf{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \text{rot} \frac{e^{ikr}}{r} \frac{M}{m} \left[\int_{v_0}^{v_1} e^{i\omega t(v)} Q(v) v e^{-ikZ(v)} \frac{dv}{a(v)} \right],$$

где $\text{rot} \frac{e^{ikr}}{r} = e_y \left(ik - \frac{1}{r} \right) \frac{2}{r} e^{ikr} \cos \theta$. Энергия, излучаемая за секунду на площадь в 1 м^2 в единичном интервале частот равна $\Pi(\omega, r) = \frac{c}{\mu_0} |\mathbf{B}(\omega, r)|^2$. На рис. 2 графически показана зависимость удельной интенсивности (модуль вектора Умова–Пойнтинга) от частоты и размера фрагмента.

Максимальное значение интенсивности растет с уменьшением размера фрагмента. Одновременно с этим расширяется спектральный диапазон. Даже для размера фрагмента $r = 10^{-4}$ м значений спектральной интенсивности $\Pi \sim 5 \times 10^7$ Ян, соответствующее спектральной напряженности $E(\omega) \approx 1.5 \times 10^{-9} \text{ В/(м Гц)}$, что, вполне достаточно для уверенной регистрации радиоимпульса. Например, для простейшей антенны с действующей высотой $h \sim 10$ метров ЭДС на клеммах составит $U_i = E(\omega) \omega h = 15 \mu\text{В}$. Этого вполне доступно даже для простейших радиоприемников.

Характерной особенностью этого спектра является максимум при частоте $\omega = 0$. Это связано с тем, что в выражении (7) для ротора экспоненты

множителе $(ik - 1/r)$ оставлено слагаемое $1/r$, так как фактически часто наблюдения проводятся в ближней зоне, где кулоновское поле дает значительный вклад. В экспериментальных наблюдениях в диапазоне VLF эта составляющая спектра, чаще всего, обрезается преселектором радиоприемника. Поэтому эта часть спектра не регистрируется.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Генерация электромагнитных полей в диапазоне ELF/VLF, вызванная конечной стадией движения метеорных тел, являются экспериментально доказанным фактом. Однако в отношении механизма этого явления в настоящее время существует несколько гипотез, не подкрепленных численными расчетами, которые не противоречили бы экспериментальным фактам. В предлагаемой модели без введения экзотических гипотез на основе хорошо известных явлений показано, каким образом могут реализоваться электромагнитные поля на заключительном этапе движения метеороида. Весьма вероятно, что часто наблюдаемое “жужжание”, исходящее из радиоприемника VLF (Beech, Brown, 1995), связано с разлетом мелких фрагментов, которые излучают в килогерцовом диапазоне. Численно полученные оценки не претендуют на высокую точность вследствие отсутствия надежных экспериментальных данных. Тем не менее, вызванные этим фактом ошибки вряд ли превышают один порядок. Слабым местом в этой модели является допущение о возможном дроблении метеороида на мелкие осколки, однако теоретические работы (Егорова, Лохин, 2015; 2017) подкрепляют такую возможность.

На высоте, где происходит разрушение в виде “теплового взрыва”, возникает ударная волна и

скорость молекул кислорода достигших метеороида не столь велика, чтобы вызвать существенную электризацию. Однако после взрыва размеры большинства разлетающихся частиц сравнимы с длиной свободного пробега молекул ($\lambda = 3 \times 10^{-4} - 10^{-3}$ м на высоте 60–70 км (см. Атмосфера стандартная, 2004)) и обтекание будет иметь характер свободного молекулярного потока. Поэтому использование выше записанных формул не противоречит принятой модели электризации.

Из содержания модели VLF-излучения следует, что его спектральный состав должен зависеть от размера фрагментов и плотности метеороида, а это, в свою очередь, зависит от происхождения метеорного потока. Другими словами, характер взрывной стадии метеора и распределение осколков по размерам зависят от агрегатного состояния вещества метеора и его химического состава. Поэтому следует ожидать, что характерные особенности спектров известных метеорных потоков будут различаться. Этот вывод подтверждается в работе (Guha, Kumar, 2009).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Аскарьян Г.А. Избыточный отрицательный заряд электрон-фотонного ливня и когерентное излучение от него // ЖЭТФ. 1961. Т. 41. № 8. С. 616–618.
- Астапович И.С. Метеорные явления в атмосфере Земли. М.: Физ-мат лит. 1958. 640 с.
- Атмосфера стандартная. Параметры. Москва, ИПК изд-во стандартов, 2004, с. 180.
- Бронштэн В.А. Физика метеорных явлений. М.: Наука, 1981. 416 с.
- Егорова Л.А., Лохин В.В. О взрывоподобном разрушении метеороида // Экологический вестник научных центров Черноморского экономического сотрудничества (ЧЭС). 2017. № 4. С. 1–5.
- Егорова Л.А., Лохин В.В. О двухстадийном разрушении метеороида с концевой вспышкой // Вестн. Московского университета. 2015. Сер. 1: Математика. Механика, Изд-во Моск. ун-та (М.). № 4. С. 43–47.
- Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1996. 688 с.
- Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. М.: Наука, 1967. 460 с.
- Лёб Л. Статическая электризация. Госэнергоиздат. 1963. 408 с.
- Мусатенко С.И., Мусатенко Ю.С., Курочка Е.В., Ласточкин А.В., Чолий В.Я., Максименко О.И., Слипченко А.С. Пылевая плазма в среднеширотной ионосфере в периоды метеорных потоков // Геомагнетизм и аэрномия. 2006. Т. 46. № 2. С. 182–192.
- Филоненко А.Д. Радиоизлучение метеорных тел в диапазоне декаметровых волн // Геомагнетизм и аэрномия. 2018. Т. 58. № 5. С. 720–727.
- Филоненко А.Д. Радиоизлучение широких атмосферных ливней // УФН. 2015. Т. 185. № 7. С. 673–716.
- Beech M., Brown P., Jones J. VLF Detection of fireballs // Earth, Moon and Planets. 1995. V. 68. P. 181–188.
- Beech M., Foschini L. A space charge model for electrophonic bursters // Astron. and Astrophys. 1999. V. 345. P. L27–L31.
- Cepleha Z., Borovicka J., Eleford W. et al. Meteor phenomena and bodies // Space Sci. Rev. 1998. V. 84. P. 327–471.
- Garaj S., Vinkovi D., Zgrablic G. et al. Observational Detection of meteor-produced VLF electromagnetic radiation // Fizika A (Zagreb). 1999. V. 8. № 3. P. 91–98.
- Guha A., Kumar B., Rakesh R. Possible Detection of GEMINID 2007 Meteor Shower During Day-Time from VLF Radiation Spectra // Earth, Moon, and Planets. 2009. V. 105. № 1. P. 31–40.
- Keay C.S.L. Progress in Explaining the Mysterious Sounds Produced by Very Large Meteor Fireballs // Scientific Exploration. 1993. V. 7. № 4. P. 337–354.
- Keay C.S.L. Continued Progress in Electrophonic Fireball Investigations // Earth, Moon and Planets. 1995. V. 68. P. 361–368.
- Kopnin S.I., Popel S.I., M. Y. Yu. Phenomena associated with complex (dusty) plasmas in the ionosphere during high-speed meteor showers // Physics of Plasmas. 2009. V. 16. P. 063705.
- Obenberger K.S., Taylor G.B., Hartman J.M. et al. Detection of Radio Emission from Fireballs // arXiv: 1405.6772
- Obenberger K.S., Taylor G.B., Hartman J.M. et al. Monitoring the Sky with the Prototype All-Sky on the LWA1 // arXiv: 1503.05150
- Obenberger K.S., Taylor G.B., Lin C.S. et al. Dynamic Radio Spectra from two Fireballs // arXiv: 1510.04147
- Obenberger K.S., Dowell J.D., Hancock P.J. et al. Rates, Flux Densities, and Spectral Indices of Meteor Radio Afterglows // arXiv: 1607.03002
- Obenberger K.S., Holmes J.M., Dowell J.D. et al. Altitudinal dependence of meteor radio afterglows measured via optical counterparts // arXiv: 1609.04701
- Price C., Blum M. ELF/VLF radiation produced by the 1999 Leonid meteors // Earth, Moon and Planets. 2000. V. 82. P. 545–554.
- Vinkovic I.D., Garaj S., Lim P.L. et al. Global Electrophonic Fireball Survey: a review of witness reports // arXiv:astro-ph/0211203

УДК 523.44

ВОЗМОЖНОСТИ МНОГОЦВЕТНОЙ ФОТОМЕТРИИ МАЛЫХ ТЕЛ СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЫ С ТЕЛЕСКОПОМ ROBORHOT

© 2020 г. А. Э. Потоскуев^{a, *}, В. В. Бусарев^b, В. В. Крушинский^a, Э. Д. Кузнецов^a,
А. А. Попов^a, А. М. Соболев^a

^aУральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

^bМосковский государственный университет, Москва, Россия

*e-mail: aleksander.potoskuev@gmail.com

Поступила в редакцию 02.09.2019 г.

После доработки 26.02.2020 г.

Принята к публикации 30.04.2020 г.

Рассмотрены возможности по исследованию астероидов посредством многоцветной фотометрии на телескопе Roborhot. Роботизированный телескоп модифицированной системы Долла-Кирхема с диаметром главного зеркала 0.6 м и фокусным расстоянием 4.2 м оснащен трехканальным фотометром с фильтрами g' , r' и i' фотометрической системы SDSS с полем зрения $20'$. Использование трехканального фотометра при наблюдении малых тел позволит строить многоцветные кривые блеска без фазовых задержек. Диаграммы показателей цвета $r' - i'$ и $g' - r'$ позволят выполнить классификацию астероидов C- и S-типов. Высокоточные кривые блеска дадут возможность определять параметры вращения астероидов, что необходимо для корректного учета влияния эффекта Ярковского. Результаты многоцветных фотометрических наблюдений на телескопе Roborhot позволят решать комплексные научные задачи, связанные с исследованием физической и динамической эволюции малых тел Солнечной системы.

Ключевые слова: многоканальный фотометр, кривая блеска, астероиды, таксономия, показатели цвета

DOI: 10.31857/S0320930X20050072

ВВЕДЕНИЕ

Наблюдение астероидов Солнечной системы, сформированных из вещества одной протопланетной туманности, но имеющих отличия в составе ввиду различных условий их формирования, позволяет выделить среди них группы объектов с близкими спектральными характеристиками. В течение последних десятилетий было разработано несколько таксономических систем астероидов, в основе которых лежит разделение объектов по показателям цвета (в принятой фотометрической системе) или по спектрам объектов (Binzel и др., 2019). Основной трудностью прямого получения спектров астероидов с целью оценки состава их вещества является то, что большая их часть является объектами со слабым блеском по причине малых размеров и/или низких значений альбедо. Но эта задача может быть решена для значительно большего числа объектов с помощью многополосной фотометрии. Помимо этого, применение нескольких широкополосных светофильтров при наблюдении астероидов может быть использовано для построения кривых блеска объектов, что позволяет определить их геометрические и вра-

щательные характеристики (Pravec и др., 2019). Изменение показателя цвета в зависимости от фазы вращения астероида может свидетельствовать о фотометрической неоднородности его поверхности, которое, например, свойственно объектам, поверхность которых претерпевала изменения в сравнительно недавнее время (Li и др., 2015).

В данной работе рассмотрены возможности многоцветной фотометрии астероидов, которая будет осуществляться с помощью телескопа Roborhot, расположенного в Коуровской астрономической обсерватории (КАО) Уральского федерального университета (УрФУ). Далее будут приведены краткое описание инструмента и его характеристики, затем – примеры исследовательских задач, которые могут быть решены с его использованием.

ИНСТРУМЕНТ

Отличительной чертой телескопа Roborhot является сочетание многоканального фотометра и роботизированной системы управления комплексом. Инструмент был изготовлен с целью на-

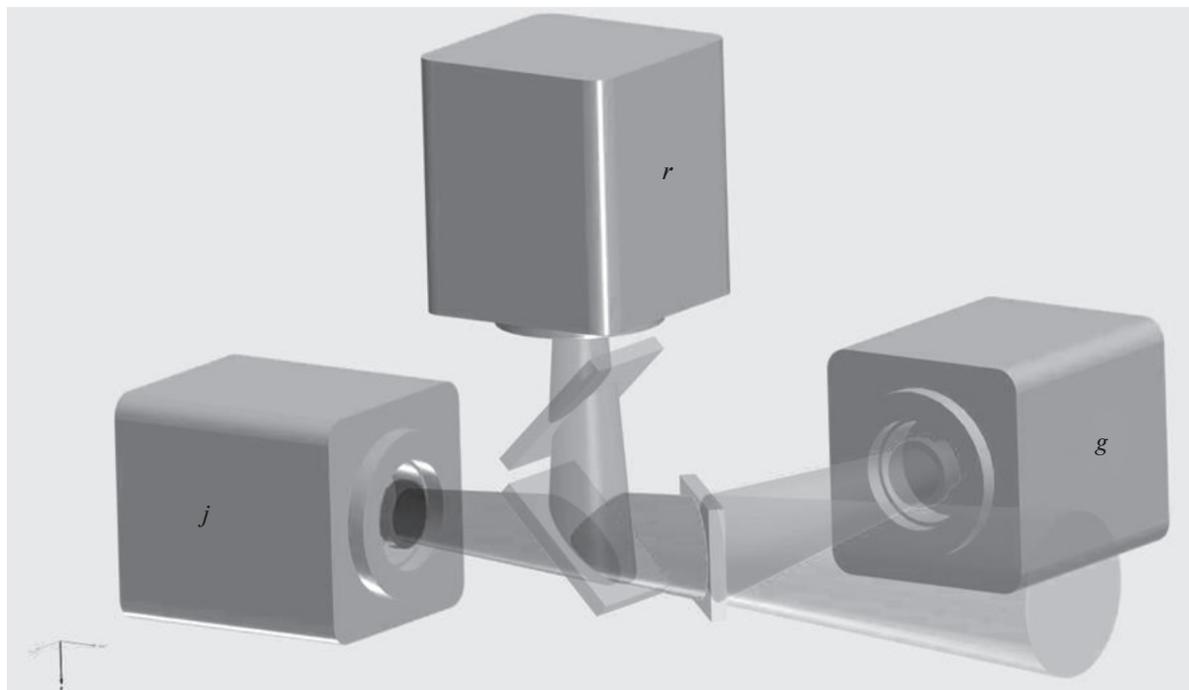


Рис. 1. Дизайн трехканального фотометра.

блюдения транзитных явлений и переменных источников света, а также редких краткосрочных событий, например, взрывов сверхновых или оптических послесвечений гамма-всплесков. Инструмент может быть успешно использован и при решении наблюдательных задач, связанных с движением и вращением астероидов. Дополнительное преимущество инструмента заключается в том, что имеется возможность наблюдения объекта в нескольких фотометрических полосах одновременно, что особенно важно при наблюдениях кратковременных событий, например, астероидов, сближающихся с Землей (АСЗ).

Телескоп, оснащенный многоканальным фотометром, имеет ряд преимуществ по сравнению с инструментом с одноканальным детектором и сменными фильтрами (например, фильтровым колесом). Во-первых, одновременные наблюдения в нескольких полосах предпочтительны для быстро изменяющихся источников света, например, для АСЗ или астероидов, имеющих короткие периоды осевого вращения. В построенных многоцветных кривых блеска не будет фазовой задержки, если экспозиции в разных полосах были одновременными. В этом случае непосредственно из наблюдательных данных может быть получено изменение показателя цвета в зависимости от фазы вращения астероида без ошибок фазового сдвига. Во-вторых, благодаря статической конфигурации детектора и параллельным наблюдениям в нескольких полосах, производимым при одних и тех же атмосферных условиях, фотомет-

рическая точность может быть повышена. Отсутствие подвижных частей в фотометре увеличивает стабильность инструмента, а наблюдательное время может быть использовано более эффективно, поскольку при данной конфигурации отсутствует необходимость в смене фильтров и последующих коррекциях фокусировки. Основным недостатком многоканального фотометра является наличие дополнительных оптических элементов, что снижает его итоговую оптическую пропускную способность, а наличие нескольких камер приводит к необходимости использования более сложного программного обеспечения для их синхронизации и к большей итоговой стоимости устройства.

Конструкция фотометра (см. рис. 1) обеспечивает хорошее качество изображений для телескопа с фокальным числом $F/D > 7$ и полем зрения около $20'$. В ней используются плоскопараллельные дихроичные фильтры деления нефокусированного потока света, что упрощает конструкцию, увеличивает оптическую пропускную способность и уменьшает общие габариты детектора.

Три канала устройства представлены в фотометрической системе SDSS с полосами g' , r' и i' , эффективные длины волн которых составляют 4775, 6130 и 7485 Å, соответственно (см. рис. 2). Все оптические элементы были изготовлены фирмой Asahi Spectra (<https://www.asahi-spectra.com>). Светофильтры установлены непосредственно перед затворами каждой из ПЗС-камер модели

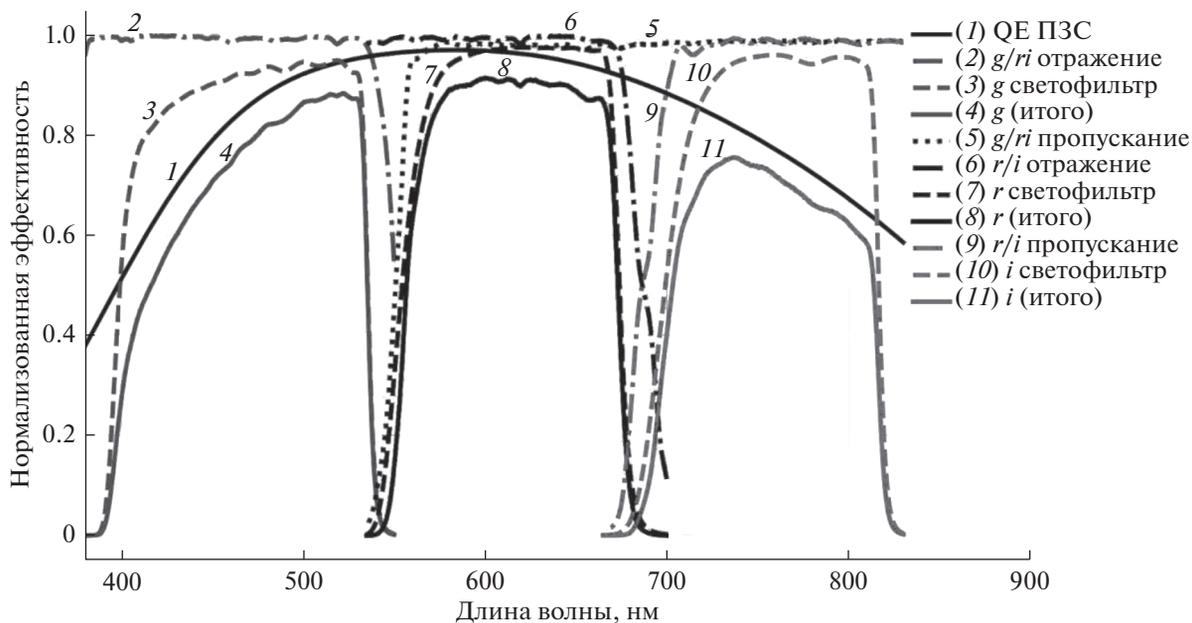


Рис. 2. Эффективность компонент фотометрической системы и общая эффективность в полосах пропускания светофильтров (предоставлено фирмой-производителем).

ML4240MB производства Finger Lakes Instrumentation (<http://www.flicamera.com>). Камеры оснащены матрицами с обратной засветкой модели E2V CCD42-40-1-368 MB с разрешением 2048×2048 пикселей и размером пикселя 13.5 мкм. Измеренные шум считывания (read noise) и коэффициент усиления (gain) составляют $8.3 e^-/\text{пиксель}$ и $1.4 e^-/\text{ADU}$, соответственно. Темновой ток матриц составляет порядка $0.2 e^-/\text{пиксель}$ в секунду при температуре -30°C . Охлаждение камер осуществляется системой Пельтье вплоть до -55°C относительно окружающей температуры.

Многоканальный фотометр установлен на телескопе Robophot, который является телескопом модифицированной системы Долла-Кирхема с диаметром главного зеркала 0.6 м и фокусным расстоянием 4.2 м. Поле зрения и размер пикселя имеют размеры $21'$ и $0.65''$, соответственно. По результатам тестовых наблюдений, полуширина (FWHM) функции рассеяния точки (PSF) составила $2.8''$ по всему полю зрения и ограничивалась атмосферными условиями. Нижняя оценка продолжительности ясного времени для КАО составляет порядка 400 ч за год. Оценка получена на основании анализа базы данных робот-телескопа MASTER-II Ural и архива метеорологических датчиков обсерватории. Для наблюдений астероидов на телескопе Robophot будет доступно не менее 75% наблюдательного времени (или 300 ч в год).

Телескоп и экваториальная монтировка изготовлены фирмой APM Telescopes (<http://www.professional-telescopes.net>), а весь инструмент расположен под куполом типа “раковина” с диаметром

3.5 м. Управление комплексом (представляющим собой фотометр, монтировку, купол, метеостанцию и сервер) целиком осуществляется посредством пакета RTS2 (Kubánek и др., 2004), который находится в свободном доступе и делает возможным полностью автономное использование комплекса.

Трехканальный фотометр на период отладки работы комплекса был использован для наблюдений на телескопе системы Несмита с диаметром главного зеркала 1.2 м в КАО. Полученная в результате тестовых наблюдений точность фотометрических измерений проиллюстрирована на рис. 3.

ИССЛЕДОВАНИЕ АСТЕРОИДОВ

Привлечение дополнительного наблюдательного материала необходимо для решения многих астероидных задач. Причиной тому является то, что лишь для относительно небольшого числа астероидов известны фотометрические и физические параметры, за исключением значения абсолютной звездной величины H (зачастую известной с погрешностью порядка десятых долей звездной величины). Для оценки альbedo и плотности астероида можно воспользоваться усредненными значениями, соответствующими определенному таксономическому классу (DeMeo, Carry, 2013; Carry, 2012). Как уже было отмечено в предыдущем разделе, трем каналам используемого фотометра соответствуют полосы g' , r' и i' фотометрической системы SDSS. Простое разделение

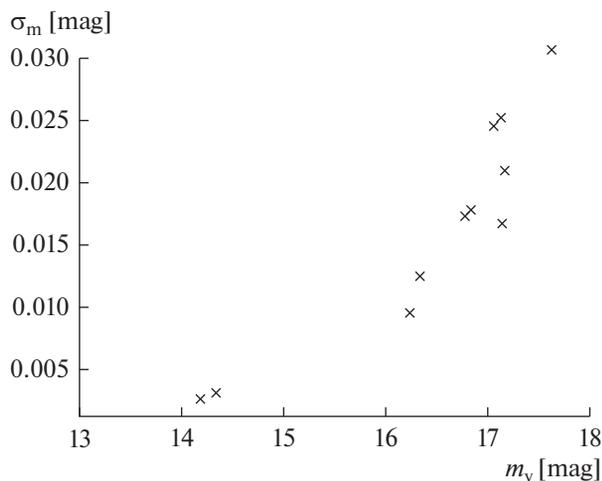


Рис. 3. Зависимость погрешности фотометрических измерений от видимой звездной величины наблюдаемого точечного источника (полоса g').

астероидов на S- и C-типы может быть осуществлено при помощи показателя цвета a , рассчитываемого по формуле (Ivezic и др., 2001):

$$a = 0.89(g' - r') + 0.45(r' - i') - 0.57, \quad (1)$$

где значение $a < 0$ соответствует C-типу и $a > 0$ – S-типу. Стоит отметить, что построение диаграммы зависимости показателя цвета $i' - z'$ от a позволило бы разделить объекты со значениями $a > 0$ на астероиды S-типа и V-типа (Mainzer и др., 2012). Поэтому рассматривается вариант усовершенствования оптической схемы фотометра с целью дополнения его светофильтрами u' и z' до классической системы SDSS. В таком случае было бы возможно осуществлять и оценку формы спектра отражения астероидов во всем видимом диапазоне. Как уже отмечалось, значительным преимуществом телескопа является достаточно большое поле зрения ($20'$). Это дает возможность одновременных наблюдений на одном кадре нескольких астероидов, что позволяет сократить количество наблюдательного времени при осуществлении обзорных исследований семейств астероидов.

Для оценки диаметра D астероида по известным значениям абсолютной звездной величины H и геометрического альbedo p_V можно использовать формулу (Pravec, Harris, 2007):

$$D = 1329 \text{ км} \cdot 10^{-H/5} / \sqrt{p_V}. \quad (2)$$

Формула (2) также может быть применена для оценки значения альbedo при известном значении диаметра.

При решении задач, включающих в себя моделирование эволюции орбит астероидов на больших промежутках времени, необходимо учитывать эф-

фект Ярковского и YORP-эффект (Pravec и др., 2019), которые напрямую зависят от геометрических и вращательных характеристик объекта (Vokrouhlicky и др., 2015). Учет эффекта Ярковского, который в первую очередь сказывается на дрейфе большой полуоси астероида, требует информации об ориентации оси вращения астероида, определяющей величину и знак возникающего эффекта. Однако, для более точной его оценки, необходима информация о таких физических параметрах объекта, как его размер, плотность и альbedo (Spoto и др., 2015).

YORP-эффект, оказывающий влияние на изменение ориентации оси и скорости вращения объекта, может быть смоделирован по заданным значениям периода и ориентации оси вращения астероида и предположении об его геометрической форме (Vokrouhlicky и др., 2015). Эволюция оси вращения также зависит от орбиты объекта, а для астероидов, находящихся на гелиоцентрических орбитах с большими значениями угла наклона и вращающихся в прямом направлении, она может иметь хаотический характер, как это было показано на примере астероида (4765) Wasserburg (Pravec и др., 2019): при моделировании эволюции оси вращения объекта на интервале времени 250 тыс. лет, при одинаковых начальных значениях ее наклона, но слабо меняющихся долготе полюса и параметре динамического сглаживания, результирующий наклон варьировался в пределах 110° .

Анализ кривых блеска астероидов позволяет определять геометрические и вращательные характеристики тел (см., например, Durech и Napiš, 2018). Оценка периода вращения может быть осуществлена посредством частотного анализа кривой блеска астероида. По набору кривых блеска, полученных при различных фазовых углах, может быть выполнено моделирование формы и определено положение оси вращения исследуемого объекта. В результате моделирования, однако, может быть получено несколько решений, содержащих оптимальные параметры геометрической формы и направления оси вращения. Построение кривых блеска по данным фотометрии, которые были получены при наблюдениях объекта до и после прохождения им оппозиции, является необходимым для более точных оценок вращательных и геометрических характеристик астероида (Oszkiewicz и др., 2017). Количество имеющихся моделей формы астероидов в базе данных DAMIT в 2010 г. оценивалось величиной порядка 1650 (Durech и др., 2010). Позже с учетом частичных моделей, требующих уточнений, их количество возросло до 2500 (Durech и др., 2017). По состоянию на 13.01.2020 база данных DAMIT содержит 4207 моделей для 2404 астероидов (<https://astro.troja.mff.cuni.cz/projects/damit/>).

Инструмент BlueEye600 robotic observatory (робот-телескоп системы Ричи-Кретъена с диаметром главного зеркала 60 см, параметр *seeing* $\approx 2''-3''$), обладающий близкими к телескопу Robophot характеристиками, был использован при решении аналогичной задачи — наблюдение астероидов с целью получения дополнительных фотометрических точек кривой блеска для уточнения геометрической модели наблюдавшихся ранее астероидов (Durech и др., 2018). Для решения такого рода задачи может потребоваться порядка нескольких сотен точек фотометрических измерений (Durech и др., 2016). На основании этого можно оценить количество моделей формы астероидов, которые можно построить в результате анализа кривых блеска — порядка 10–20 моделей формы астероидов в год (при 300 часах наблюдательного времени в год и экспозиции 180 с). Планируется, что обработка фотометрических наблюдений будет выполняться для всех астероидов, зафиксированных в кадре, а не только для целевого астероида. Это позволит оптимально использовать возможности телескопа и увеличить количество астероидов, имеющих модели формы. Моделирование геометрической формы астероида может быть выполнено путем инверсии кривой блеска с использованием, например, пакета программ ADAM (Viikinkoski, 2015). Кроме того, наблюдения астероидов могут быть нацелены на уточнение уже имеющихся моделей, для которых форма объекта или ориентация оси вращения определены неоднозначно.

Результаты широкополосной фотометрии могут быть использованы для исследования явлений, которые связаны с изменением цвета поверхности астероида. В связи с бомбардировкой поверхности тела микрометеоритами, облучением солнечными и космическими лучами, возникает изменение отражательных свойств верхних слоев объекта, которое сказывается на его наблюдаемом спектре (Brunetto et al., 2015). В процессе “созревания” поверхностного вещества астероида, в зависимости от таксономического класса, уменьшаются его альbedo и глубина абсорбционных линий, возникает спектральное покраснение (MacLennan и др., 2015). Обновление поверхностных слоев астероида может быть осуществлено под воздействием приливных сил, возникающих при тесных сближениях с массивными телами, а также в результате столкновений и/или разрушений астероидов (Binzel и др., 2019), при которых могут формироваться новые объекты с “молодыми” поверхностями. Подробное рассмотрение изменений показателей цвета в пределах периода вращения астероида может быть использовано для выдвижения гипотезы об эволюционном прошлом исследуемого объекта. Таким образом, благодаря наблюдениям астероидов на телескопе Robophot, возможно не только увеличение числа уже имеющихся моделей объектов и их уточне-

ние, но и построение уникальных многоцветных кривых блеска без фазовой задержки, что позволит исследовать малые тела Солнечной системы более детально.

На телескопе Robophot планируется проведение многоцветных фотометрических наблюдений объектов, входящих в пары, и групп астероидов, движущихся по близким орбитам (Kuznetsov, Safronova, 2018; Kuznetsov, Vasileva, 2019; Pravec и др., 2019). Анализ динамической эволюции орбит показывает, что ряд таких пар и групп образовались в процессе каскадного дробления родительского тела (Fatka и др., 2019). Поскольку в результате этого процесса образуются тела относительно небольшого размера (менее 30–40 км), то их динамическая эволюция существенно зависит от влияния эффекта Ярковского. Без сведений о физических параметрах астероида и параметрах его осевого вращения невозможно построить достоверное описание динамической эволюции группы астероидов, оценить возраст пар астероидов и установить последовательность дробления родительского тела (Kuznetsov и др., 2018; 2019a; 2019b).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Авторы планируют осуществить многоцветные фотометрические наблюдения малых тел Солнечной системы на телескопе Robophot с целью решения актуальных научных задач, связанных с исследованием астероидов. Использование трехканального фотометра при наблюдении малых тел позволит построить многоцветные кривые блеска без фазовых задержек, в результате анализа которых могут быть получены оценки вращательных и геометрических характеристик астероидов, наряду с исследованием спектральных свойств и состава вещества их поверхностных слоев. Построение диаграмм с показателями цвета $r' - i'$ и $g' - r'$ позволит выполнить классификацию астероидов C- и S-типов. Высокоточные кривые блеска дадут возможность определять параметры вращения астероидов, что необходимо для корректного учета влияния эффекта Ярковского. Результаты многоцветных фотометрических наблюдений на телескопе Robophot позволят решать комплексные научные задачи, связанные с исследованием физической и динамической эволюции малых тел Солнечной системы.

Фактически данная статья посвящена обсуждению важных методических вопросов по фотометрическим наблюдениям астероидов, которые еще предстоит выполнить. Полученные результаты авторы предполагают опубликовать в последующих статьях.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, тема № FEUZ-2020-0030.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Binzel R.P., DeMeo F.E., Turtelboom E.V., Bus S.J., Tokunaga A., Burbine T.H., Lantz C., Polishook D., Carry B., Morbidelli A., Birlan M., Vernazza P., Burt B.J., Moskovitz N., Slivan S.M., Thomas C.A., Rivkin A.S., Hicks M.D., Dunn T., Reddy V., Sanchez J.A., Granvik M., Kohout T.* Compositional distributions and evolutionary processes for the near-Earth object population: Results from the MIT-Hawaii Near-Earth Object Spectroscopic Survey (MITHNEOS) // *Icarus*. 2019. V. 324. P. 41–76.
- Brunetto R., Loeffler M.J., Nesvorný D., Sasaki S., Strazzulla G.* Asteroid Surface Alteration by Space Weathering Processes // *Asteroids IV* / Ed. Michel P., DeMeo F.E., Bottke W.F. Tucson: Univ. Arizona Press, 2015. P. 597–616.
- Carry B.* Density of asteroids // *Planet. Space Sci.* 2012. V. 73. P. 98–118.
- DeMeo F.E., Carry B.* The taxonomic distribution of asteroids from multi-filter all-sky photometric surveys // *Icarus*. 2013. V. 226. P. 723–741.
- Ďurech J., Hanuš J.* Reconstruction of asteroid spin states from Gaia DR2 photometry // *Astron. and Astrophys.* 2018. V. 620. Article id. A91.
- Ďurech J., Hanuš J., Ali-Lagoa V.* Shape models of asteroids reconstructed from WISE data and sparse photometry // *American Astron. Soc. Division for Planet. Sci. Meeting Abstracts #49*. 2017. eid. 110.27.
- Ďurech J., Hanuš J., Oszkiewicz D., Vančo R.* Asteroid models from the Lowell photometric database // *Astron. and Astrophys.* 2016. V. 587. Article id. A48.
- Ďurech J., Hanuš J., Brož M., Lehký M., Behrend R., Antonini P., Charbonnel S., Crippa R., Dubreuil P., Farroni G., Kober G., Lopez A., Manzini F., Oey J., Poncy R., Rinner C., Roy R.* Shape models of asteroids based on lightcurve observations with BlueEye600 robotic observatory // *Icarus*. 2018. V. 304. P. 101–109.
- Durech J., Sidorin V., Kaasalainen M.* DAMIT: a database of asteroid models // *Astron. and Astrophys.* V. 513. P. 13. Article id. A46.
- Fatka P., Pravec P., Vokrouhlický D.* Cascade disruptions in asteroid clusters // *Icarus*. 2019. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2019.113554>
- Ivezić Ž., Tabachnik S., Rafikov R., Lupton R.H., Quinn T., Hammergren M., Eyer L., Chu J., Armstrong J.C., Fan X., Finlator K., Geballe T.R., Gunn J.E., Hennessy G.S., Knapp G.R., Leggett S.K., Munn J.A., Pier J.R., Rockosi C.M., Schneider D.P., Strauss M.A., Yanny B., Brinkmann J., Csabai I., Hindsley R.B., Kent S., Lamb D.Q., Margon B., McKay T.A., Smith J.A., Waddel P., York D.G., SDSS Collaboration* Solar System Objects Observed in the Sloan Digital Sky Survey Commissioning Data // *Astron. J.* 2001. V. 122. P. 2749–2784.
- Kubánek P., Jelínek M., Nekola M., Topinka M., Štrobl J., Hudec R., Sanguino M., Ugarte P.A., Castro-Tirado A.J.* RTS2 – Remote Telescope System, 2nd Version // *AIP Conf. Proc.* 2004. V. 727. P. 753–756.
- Kuznetsov E.D., Glamazda D.V., G.T. Kaiser G.T., Krushinsky V.V., Popov A.A., Safronova V.S., Shagabutdinov A.A., Ustinov D.S., Vibe Yu.S.* Pairs of asteroids in close orbits // *Meteorit. and Planet. Sci.* 2018. V. 53. Iss. S1. A159.
- Kuznetsov E.D., Potoskuev A.E., Safronova V.S., Ustinov D.S.* Dynamical evolution of asteroid pairs with close orbits // *Proc. X All-Russian Conf. “Fundamental and Applied Problems of Modern Mechanics” (FAPMM 2018)*. AIP Conf. Proc. 2019a. V. 2103. Iss. 1. P. 020008-1–020008-6.
- Kuznetsov E.D., Rosaev A.E., Plavalova E.* The Yarkovsky effect estimation for some asteroid pairs with close orbits // *Meteorit. and Planet. Sci.* 2019b. V. 54. Iss. S2. A230.
- Kuznetsov E., Safronova V.* Application of metrics in the space of orbits to search for asteroids on close orbits // *Planet. and Space Sci.* 2018. V. 157. P. 22–27.
- Kuznetsov E.D., Vasileva M.A.* On new members of asteroid clusters similar to asteroid pairs // *Meteorit. and Planet. Sci.* 2019. V. 54. Iss. S2. A229.
- Li J.-Y., Helfenstein P., Buratti B.J., Takir D., Clark B.E.* Asteroid photometry // *Asteroids IV* / Eds. Michel P. et al. Tucson: Univ. Arizona Press, 2015. P. 129–150.
- MacLennan E.M., Emery J.P., Lucas M.P., Pinilla-Alonso N.* Assessment and Characterization of Space Weathering Styles on Asteroid Surfaces // *Space Weathering of Airless Bodies: An Integration of Remote Sensing Data, Laboratory Experiments and Sample Analysis Workshop*. 2015. V. 1878. P. 2033.
- Mainzer A., Masiero J., Grav T., Bauer J., Tholen D.J., McMillan R.S., Wright E., Spahr T., Cutri R.M., Walker R., Mo W., Watkins J., Hand E., Maleszewski C.* NEOWISE studies of asteroids with Sloan photometry: preliminary results // *Astrophys. J.* 2012. V. 745. Id. 7 (9 p.)
- Oszkiewicz D.A., Ski B.A., Moskovitz N., Kankiewicz H., Marciniak A., Licandro J., Galiazzo M.A., Zeilinger W.W.* Non-Vestoid candidate asteroids in the inner main belt // *Astron. and Astrophys.* 2017. V. 599. Id. A107.
- Pravec P., Harris A.W.* Binary asteroid population. 1. Angular momentum content // *Icarus*. V. 190. P. 250–259.
- Pravec P., Fatka P., Vokrouhlický D., Scheirich P., Ďurech J., Scheeres D.J., Kušnirak P., Hornoch K., Galad A., Pray D.P., Krugly Yu. N., Burkhonov O., Ehgamberdiev Sh.A., Pollock J., Moskovitz N., Thirouin A., Ortiz J.L., Morales N., Husarik M., Inasaridze R. Ya., Oey J., Polishook D., Hanuš J., Kučáková H., Vraštil J., Vilagi J., Gajdoš Š., Kornoš L., Vereš P., Gaftonyuk N.M., Hromakina T., Sergeyev A.V., Slyusarev I.G., Ayvazian V.R., Cooney W.R., Gross J., Terrell D., Colas F., Vachier F., Slivan S., Skiff B., Marchis F., Ergashev K.E., Kim D.-H., Aznar A., Serra-Ricart M., Behrend R., Roy R., Manzini F., Molotov I.E.* Asteroid pairs: A complex picture // *Icarus*. 2019. V. 333. P. 429–463.
- Spoto F., Milani A., Knezevic Z.* Asteroid family ages // *Icarus*. 2015. V. 257. P. 275–289.
- Viikinkoski M., Kaasalainen M., Durech J.* ADAM: A general method for using various data types in asteroid reconstruction // *Astron. and Astrophys.* 2015. V. 576. P. 11. Article id. A8.
- Vokrouhlický D., Bottke W.F., Chesley S.R., Scheeres D.J., Statler T.S.* The Yarkovsky and YORP Effects // *Asteroids IV* / Ed. Michel P., DeMeo F.E., Bottke W.F. Tucson: Univ. Arizona Press, 2015. P. 509–531.