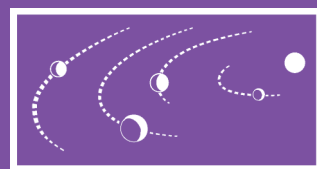




АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ВЕСТНИК

Исследования Солнечной системы



НАУКА

— 1727 —

СОДЕРЖАНИЕ

Том 58, номер 5, 2024

Ударные кратеры на Земле диаметром больше 200 км — численное моделирование <i>Б. А. Иванов</i>	509
Определение оптимальных параметров токовых систем магнитосферы Меркурия по данным KA MESSENGER <i>А. С. Лаврухин, И. И. Алексеев, Д. В. Невский</i>	526
Анализ воды в реголите Луны с помощью прибора ЛАЗМА-ЛР в ходе миссии Луна-27 <i>А. Е. Чумиков, В. С. Чепцов, Т. А. Абраамян</i>	539
Распространение гидромагнитных волн возмущения и гравитационная неустойчивость в замагниченной вращающейся теплопроводной анизотропной плазме <i>А. В. Колесниченко</i>	554
О природе электрофонных явлений, сопровождающих прохождение метеорных тел через атмосферу Земли <i>А. Д. Филоненко</i>	569
Астрометрия и фотометрия потенциально опасного астероида 65690 (1991 DG) <i>А. В. Девяткин, Д. Л. Горшанов, В. Н. Львов, С. Д. Цекмейстер, С. Н. Петрова, А. А. Мартюшева, К. Н. Наумов</i>	590
Смещение фотоцентра в позиционных наблюдениях активных астероидов (6478) ГОЛТ и (248370) 2005 QN173/433P <i>С. Р. Павлов, Ю. А. Чернетенко</i>	599
Исследование динамической эволюции компактной планетной системы Kepler-51 <i>Э. Д. Кузнецов, А. С. Перминов</i>	608

УДК 523.6

УДАРНЫЕ КРАТЕРЫ НА ЗЕМЛЕ ДИАМЕТРОМ БОЛЬШЕ 200 КМ — ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

© 2024 г. Б. А. Иванов^{а,*}

^аИнститут динамики геосфер им. М.А. Садовского РАН, Москва, Россия

*e-mail: boris_a_ivanov@mail.ru; ivanov.ba@idg.ras.ru

Поступила в редакцию 26.08.2023 г.

После доработки 14.03.2024 г.

Принята к публикации 18.03.2024 г.

Три самых больших ударных кратера, останки которых найдены на Земле к настоящему времени, имели сразу после образования диаметры около 200 км. Поиски следов ударных структур большего размера продолжают. В данной работе приводятся результаты численного моделирования процесса образования земных ударных кратеров большего, чем уже найденные, размера. Показано, что предполагаемый геотермический градиент существенно влияет на начальную геометрию области ударного расплава, что может облегчить поиски останков глубоко эродированных древних ударных структур.

Ключевые слова: ударные кратеры, метеоритные удары, уравнение состояния, Земля, Венера, Марс

DOI: 10.31857/S0320930X24050017, EDN: LTSBID

ВВЕДЕНИЕ

В последние десятилетия было установлено, что ударные структуры (кратеры, бассейны) являются важными составляющими ландшафта Луны и других планетных тел земного типа. Многие планетные тела зафиксировали очень древние удары, в то время как на крупнейших планетах земного типа, таких как Земля и Марс, следы древних ударов были стерты. На Венере стандартная модель скорости накопления числа кратеров дает наибольшее время накопления наблюдаемых кратеров от 0.5 до 1 млрд лет. Единственной планетой, где мы можем использовать геологию и геофизику для поиска древних кратеров, является Земля. Несмотря на подвижную литосферу и тектонику плит, на Земле найдены более 150 ударных структур (или их останков).

Особый интерес представляют три ударные структуры — Вредефорт, Садбери и Чиксулуб. Они часто называются “Большая тройка” — “The Big Three” или “Three of a Kind” (Grieve, Theriault, 2000). Исходный (“свежий”) диаметр всех трех структур оценивается величиной около 200 км.

Две структуры очень древние (Вредефорт — около 2 млрд лет, Садбери — около 1.85 млрд лет). Самая молодая структура — Чиксулуб возрастом 65 млн лет — перекрыта более молодыми осадочными отложениями. Структура Садбери подверглась сильной эрозии и тектонической деформации. Структура Вредефорт эродирована на глубину от 6 до 8 км, позволяя изучать ранее заглубленные уровни земной коры.

Проблема, обсуждаемая ниже, состоит в том, как выглядели бы земные ударные структуры, большие по размерам, чем “Большая тройка”. Частичный ответ может быть найден на Венере.

Оценка частоты ударов астероидов одного размера (“болидное отношение”) составляет примерно 0.7 от земного значения (см. обзор Werner, Ivanov, 2015). На Венере с оценкой глобального возраста поверхности менее 1 млрд лет наблюдаются 10 кратеров с диаметром более 100 км и один кратер диаметром более 200 км (кратер Мид, $D = 270$ км, рис. 1). Шкала высот/глубин дана относительно самой глубокой измеренной точки вблизи центра кратера. Волнообразные участки местности вокруг кратера ограничивают точность

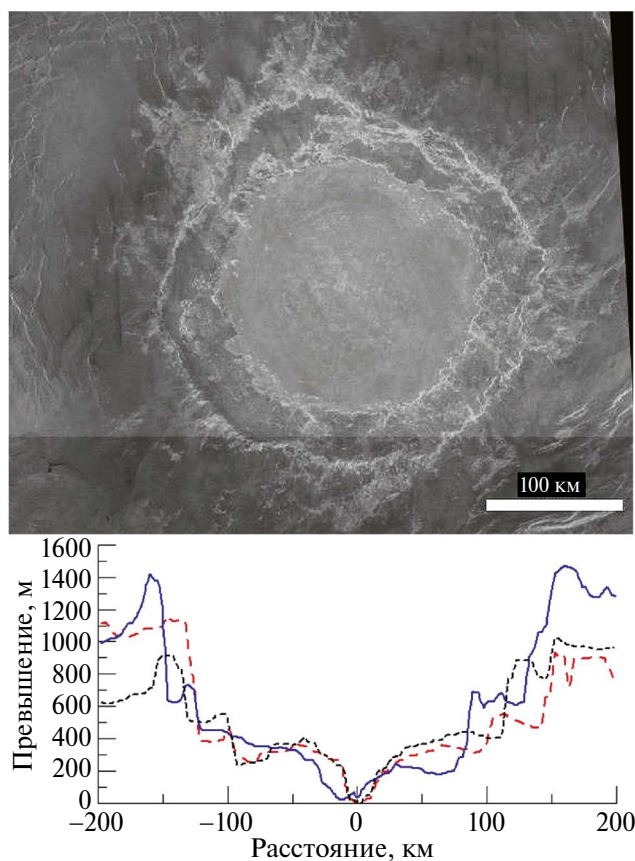


Рис. 1. Вверху — изображение самого большого из известных ударных кратера на Венере, названного Мид (Mead), диаметром $D = 270$ км. Внизу — профили высоты вдоль трех диаметров (пунктирная, точечная и сплошная кривые) через кратер Мид. Изображение и профили высот построены автором с помощью общедоступного программного обеспечения JMars (<https://jmars.asu.edu>) по данным полета к Венере КА Magellan (<https://www.jpl.nasa.gov/missions/magellan/>).

определения глубины в пределах от 1 до 1.4 км. Более точные профили по первичным данным радиовысотометра в работе (Ivanov, Ford, 1993) дают примерно такую же картину (см. рис. 2 в работе (Иванов, 2005))

Следующие по убыванию размеров кратеры имеют диаметры ~ 180 км (Изабелла) и ~ 150 км (Мейтнер). Оценки времени накопления всех наблюдаемых венерианских кратеров находятся в интервалах: 1) менее 750 млн лет (McKinnon и др., 1997), 2) 200–600 млн лет (Strom и др., 1994) и 3) намного меньших значений, $\sim 180 \pm 70$ млн лет (Bottke и др., 2016). Большой разброс этих значений объясняется, в основном, постоянным совершенствованием моделей эволюции орбит

кратерообразующих малых тел и уточнением соотношения частоты падений на Луну, Землю и Венеру (Werner, Ivanov, 2015). Несмотря на указанные неопределенности, наличие на Венере 10 ударных кратеров с $D > 100$ км, образовавшихся за время от 200 до 600 млн лет (Schaber и др., 1992), должно соответствовать такому же количеству ударных кратеров, накопленных за период 1–2 млрд лет на земных континентах (учитывая, что их площадь составляет треть поверхности Земли). Заметим, что для кратеров диаметром более 100 км плотная атмосфера Венеры не может ни разрушить, ни затормозить ударник. Можно предположить, что скорость деградации кратеров на Земле должна быть больше из-за эрозии, осадконакопления и тектоники плит. Однако на Земле мы можем находить глубоко эродированные и погребенные астроблемы современными методами геологии и геофизики.

Некоторое представление о том, как выглядят сохранившиеся крупные ударные кратеры, можно получить по изображениям и топографии кратеров Меркурия и Марса (рис. 2, рис. 3). Однако примерно в три раза меньшая сила тяжести на этих планетах требует дополнительного обсуждения геометрии больших кратеров. Профиль кратера на Марсе (рис. 3) сильно изменен более молодыми геологическими процессами, включая образование более молодых кратеров, однако положение внутреннего кольца все еще заметно. Для иллюстрации того, каким мог быть начальный профиль кратера, на нижнем рисунке пунктиром показан профиль более молодого и лучше сохранившегося кратера Лио (Lyot, $D \sim 200$ км) глубиной ~ 4 км, сравнимой с глубиной кратера на Меркурии, показанного на рис. 2.

Зачастую поиск следов древних ударных событий включает поиск объемных отложений множественных выбросов из кратеров (Simonson, Glass, 2004; Johnson, Melosh, 2012; Johnson и др., 2016; Bottke, Norman, 2017; Schulz и др., 2017; Lowe, Byerly, 2018). Реже изучаются следы возможных отдельных ударных событий в “подозрительных” районах. Исследование одного из таких мест (Манитсок в Гренландии, англ. Maniitsoq) было предложено Garde и др. (2012). Несколько лет назад автор принял участие в обсуждении гипотезы Garde и провел небольшую серию численных расчетов (Garde и др., 2011). Уже без участия автора изучение гипотезы Garde продолжается (Trowbridge и др., 2017). Нам представляется, что и в более общем плане, независимо от проверки ударного происхождения структуры Манитсок, результаты моделирования крупных

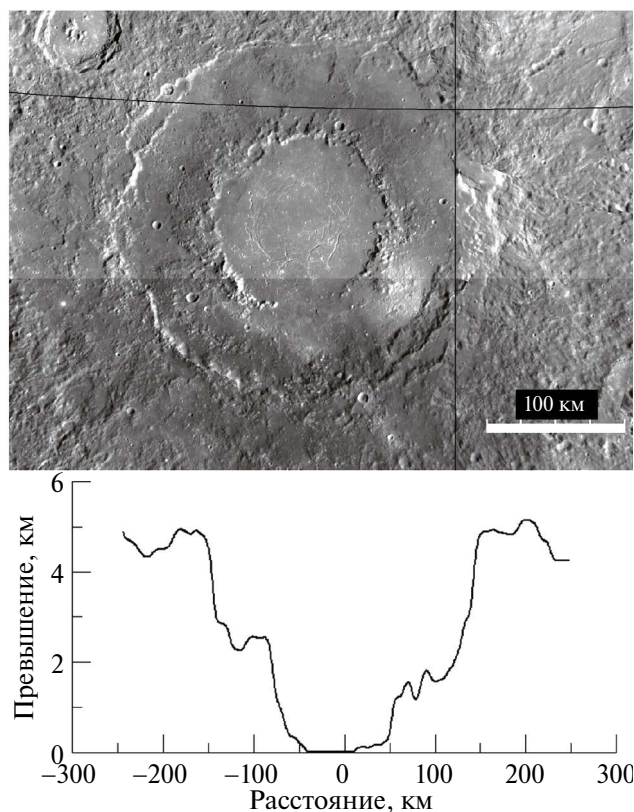


Рис. 2. Ударный кратер Рахманинов ($D \sim 300$ км) на Меркурии (вверху) и высотный профиль поверхности вдоль диаметра кратера (внизу). Внутренний кратер имеет глубину около 4.5 км. Изображение и профили высот построены автором с помощью общедоступного программного обеспечения JMars (<https://jmars.asu.edu>) по результатам полета к Меркурию КА Messenger (https://www.nasa.gov/mission_pages/messenger/main/index.html).

земных ударных структур представляют интерес для поиска еще найденных (если они вообще сохранились) древних ударных кратеров диаметром больше чем ~ 200 км у известной в настоящее время “Большой тройки” – Вредефорт, Садбери и Чиксулуб.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

За последние годы опубликовано много работ по численному моделированию крупномасштабных ударов. В данной работе использован пакет программ, известный как SALEB, подробно описанный ранее (Ivanov и др., 1997; 2010; Ivanov, Melosh, 2003; Иванов, 2005). Подгонка модельных параметров для наилучшего воспроизведения ударных структур “Большой

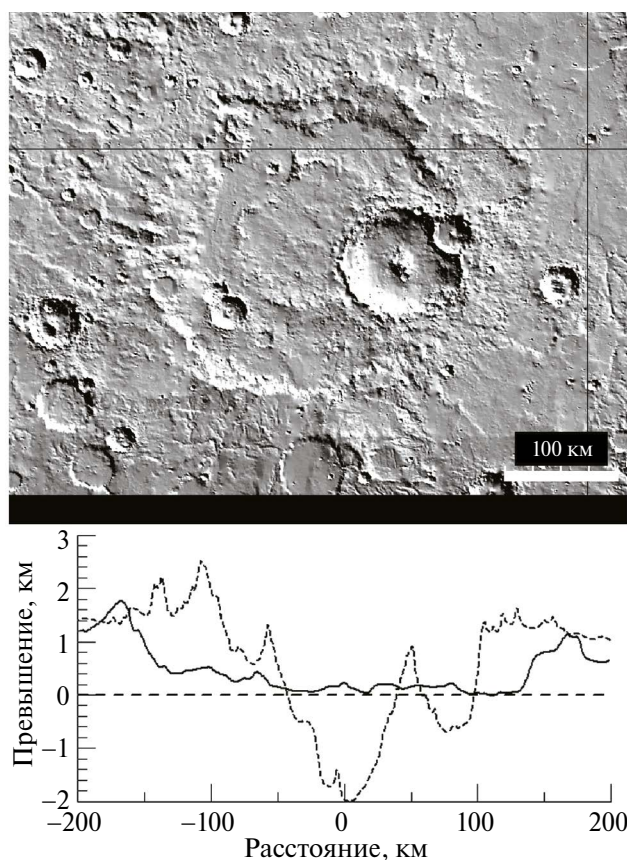


Рис. 3. Древний ударный кратер Шпретер (Schröter, $D \sim 300$ км) на Марсе (вверху) и высотный профиль поверхности вдоль диаметра кратера (внизу, сплошная линия). Пунктиром показан профиль более молодого и лучше сохранившегося кратера Лيو (Lyot, $D \sim 200$ км). Изображение и профили высот построены автором с помощью общедоступного программного обеспечения JMars (<https://jmars.asu.edu>) по результатам нескольких полетов КА NASA к Марсу (https://www.nasa.gov/mission_pages/mars/missions/index.html).

тройки” описана в работе (Иванов, 2005), где для верификации модели были использованы данные полевых и лабораторных наблюдений для кратера Вредефорт (Reimold, 1996; Gibson, Reimold, 1999; Lana и др., 2003a; 2003b). Выбор параметров для модели подтверждается недавними двумерными и трехмерными расчетами для кратера Чиксулуб (Riller и др., 2018). Модели термодинамических и прочностных свойств горных пород в описанных выше работах продолжают активно использоваться в численном моделировании крупных земных кратеров (Allen и др., 2022; Posiolova и др., 2022; Allibert и др., 2023; Huber и др., 2023).

Поскольку первоначальное моделирование подразумевало ударную структура в Гренландии, были использованы данные о современной толщине земной коры (Kumar и др., 2007), с поправками на возможную глубину эрозии на примере структур Садбери и Вредефорт. При современной толщине коры, ~35 км, изучались варианты с толщиной древней коры до 50 км. Недавние исследования Steffen и др. (2017) дают более детальные значения — в южной Гренландии граница Мохоровичича погружается от глубины ~30 км до >50 км при движении с запада на восток.

В дальнейшем при описании численного моделирования мы используем общепринятую в работах по данной тематике терминологию. Сложилась традиция (отчасти под влиянием обширной литературы по пробиванию брони снарядом) называть падающее высокоскоростное тело (астероид или ядро кометы) термином “ударник” (“projectile”), а верхние слои планет или астероидов, в которых и образуется ударный кратер — “мишенью” (“target”). При этом и ударник, и мишень могут иметь сложное строение — например, Земля как мишень может рассматриваться как многослойное тело, состоящее из сферических оболочек, воспроизводящих кору, мантию и ядро (см., например, Ivanov и др., 2010).

Термодинамические свойства материала мишени описывались, как и ранее, таблицами, рассчитанными по программе ANEOS (Thompson, Lauson, 1972) с входными параметрами для гранита (Pierazzo и др., 1997), базальта (Pierazzo и др., 2005), и дунита (Benz и др., 1989). Дунит моделировал материал мантии, гранит поверх базальта (или, для простоты, — однородный гранит) моделировали породы земной коры. Предполагаемые температуры плавления в прочностной модели (Collins и др., 2004) и их зависимость от окружающего давления были ранее описаны в работе (Ivanov и др., 2010).

В процессе постановки модельных задач было установлено, что в случае существенного влияния плавления на процесс формирования кратера необходимо уделить особое внимание модельной кривой плавления коры и мантии и применению модели акустической флюидизации, чему будет посвящен следующий раздел. Заканчивая общее описание модели, заметим, что в большей части модельных вариантов предполагается вертикальный удар сферического астероида (ударника) со скоростью $U = 15$ км/с. Для простоты, в большинстве вариантов ударник был сделан из того же вещества, что и верхний

слой коры. Представляемый ряд модельных вариантов предполагает диаметры ударников в 2 и в 4 раза больших, чем “номинальный” ударник, образующий кратер Вредефорт — сфера диаметром от 12 до 14 км при скорости удара 15 км/с (Иванов, 2005). Эти модельные варианты, для краткости, обозначаются $2 \times V$ и $4 \times V$.

ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ МОДЕЛИ И ВАРИАЦИЯ МОДЕЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ

В большинстве прогонов мы используем параметры модели акустической флюидизации (АФ) в том виде, в каком они были предложены Ivanov и Turtle (2001) и Ivanov и Artemieva (2002) для описания временного снижения сухого трения в горных породах вокруг образующегося ударного кратера. В некоторых прогонах модели мы немного варьируем выбранные параметры, исследуя устойчивость модели к этим вариациям.

Наиболее сильное влияние имеет вид предполагаемой геотермы — насколько быстро температура породы увеличивается с глубиной $T(z)$ и насколько близко температура $T(z)$ приближается к температуре плавления $T_m(z)$, которая также увеличивается с глубиной из-за повышенного литостатического давления. Для моделирования крупнейших земных ударных кратеров Ivanov (2005) использовал геотерму с линейным градиентом у поверхности от 13 до 15 К/км. Здесь мы будем называть ее “холодной” геотермой. Пытаясь воспроизвести большую относительно кратера зону плавления, соответствующую предположенной Garde и др. (2012) для гипотетической структуры Манитсок, мы изучили влияние возможных геотерм, проходящих на некоторой глубине близко к кривой плавления $T_m(z)$. Эти несколько вариантов названы здесь “горячими” геотермами. Предполагаемый ход этих геотерм и кривых плавления показан на рис. 4. “Холодные” и “горячие” геотермы в случае Луны и их влияние на образование кратера обсуждались ранее в работе (Ivanov и др., 2010).

Здесь мы должны сделать несколько замечаний для будущего улучшения модели. Компьютерная модель должна описывать то, как плотность, сжимаемость, прочность/трение и температура плавления изменяются с глубиной. Температура плавления в такой модели имеет важное значение, так как ее величина определяет исчезновение трения вблизи точки плавления. До сих пор часто используется описание коры как единого слоя с единственной

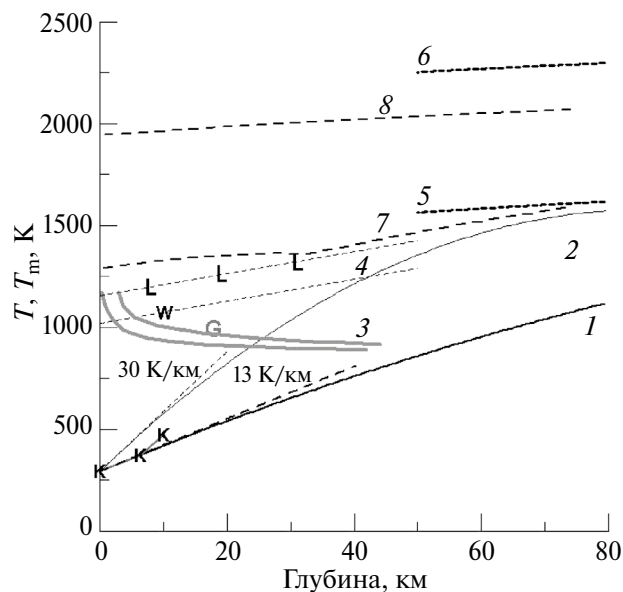


Рис. 4. Примеры геотерм с относительно низкими (1 – “холодный” случай) и относительно высокими (2 – “горячий” случай) предполагаемыми приповерхностными градиентами температуры; 3 – ликвидус и солидус для водонасыщенного гранита (Boettcher, Wyllie, 1968), “G” – экспериментальная точка из (Goetze, 1971); 4 – то же для сухого гранита, “L” – точки ликвидуса из (Dell’Angelo, Tullis, 1988), “W” – гранит из (Rutter, Neumann, 1995). Пунктирные линии 4 аппроксимируют данные для ликвидуса $T_{liq}(K) = 1156 + 5.41 z$ (км) и солидуса гранита $T_{sol} = 1020 + 5.41 z$. Знаки “K” иллюстрируют температурный градиент в кольской сверхглубокой скважине (Роров и др., 1999). 5 и 6 – оценочное положение солидуса для верхней мантии (5 – фаялит, 6 – форстерит).

функцией $T_m(p)$. Чтобы смоделировать кратерообразование, проникшее ниже коры, нам нужно предположить начальный температурный градиент и повышение температуры плавления с повышением литостатического давления.

Тепловой градиент в земной коре изменяется в широких пределах из-за разнообразия минерального состава пород земной коры (см., например, Miller и др., 2003; Hasterok и др., 2019). Бурение нескольких глубоких скважин глубиной до 10 км выявило отклонения от условий простой теплопроводности, объясняемые потоком жидкости на неожиданно глубоких горизонтах (Попов и др., 1998). В Кольской сверхглубокой скважине температурный градиент на глубинах 5–9 км оценивается в ~ 20 К/

км (см. Попов и др., 1998, рис. 8.2 там). На глубинах $z \sim 10$ км температура пород достигает ~ 500 К в Кольской скважине (Kukkonen, Clauser, 1994; Попов и др., 1999) и ~ 550 К в скважине КТВ (Kontinentale Tiefbohrprogramm der Bundesrepublik Deutschland, Clauser и др., 1997).

Furlong и Chapman (2013) рассматривают основные подходы к построению вертикальной минеральной и тепловой структуры земной коры. Температура на границе Мохо изменяется в зависимости от величины теплового потока, а кажущееся отсутствие расплавленной нижней коры требует изменения минерального состава породы с глубиной, поэтому наша простая “гранитная” кора не работает с типичной $T_m(p)$ для “мокрого гранита” (Furlong, Chapman, 2013). Для районов с толстой корой (до 55 км, например, в Финляндии) геолого-геофизический анализ указывает на относительно холодную астеносферу с $T \sim 700$ К на глубине $z \sim 55$ км и $T \sim 1400$ К на глубине $z \sim 180$ км (Kukkonen, 1998). Региональная вариация минеральной и тепловой структуры коры может иметь существенное значение (см., например, Schutt и др., 2018; Puziewicz и др., 2019) и будущие модели должны быть переформулированы с использованием более свежих геофизических данных (Camarano, Guerri, 2017; Artemieva, Shulgin, 2019).

Профиль температуры мантии приблизительно моделируется как адиабата подходящего пиролитового состава, ограниченного скоростями упругих волн (Stixrude, Lithgow-Bertelloni, 2011). Тепловые градиенты в диапазоне от 0.5 до 1 К/км представляются хорошим выбором для начала моделирования.

Одним из недостатков моделей вещества, наиболее часто используемых в расчетах, является чрезмерное упрощение описания плавления породы. Чтобы правильно интерпретировать результаты, мы должны сделать некоторые замечания о возможных неточностях.

1. Представляемые результаты моделирования были накоплены в течение последних 15 лет, когда уравнение состояния ANEOS, используемое для построения таблиц уравнения состояния, не включало явное описание плавления (см. обзор и способы улучшения модели в (Collins, Melosh, 2014)). Даже после недавних усовершенствований ANEOS по-прежнему описывает плавление в “металлическом” стиле: скачок энтропии при постоянной температуре при заданном давлении. Настоящее плавление мульти-минеральных пород является сложным

динамическим процессом. Сложное поведение кривых солидуса и ликвидуса пород земной коры зависит от содержания воды на первых 50 км ($p \sim 1.2$ ГПа или ~ 12 кбар), и статическая температура солидуса может уменьшаться с глубиной (Katz и др., 2003). Минеральный состав вещества между солидусом и ликвидусом может меняться во времени — эксперименты по определению минерального состава частичного расплава могут длиться от 100 до 200 ч (см., например, Pichavant и др., 2019). При высоких ударных давлениях, когда горные породы должны расплавляться сразу за фронтом ударной волны, лабораторные эксперименты демонстрируют временный перегрев твердого тела (Luo, Ahrens, 2004), еще раз подчеркивая важность кинетических аспектов описания плавления горных пород и минералов. С помощью имеющихся моделей мы можем только приближенно моделировать плавление породы как равновесный процесс.

В модели, используемой здесь, предполагается гладкая кривая плавления для каждого материала, $T_m(p)$, с монотонным увеличением температуры плавления с давлением (Collins и др., 2004). В отсутствие более совершенных моделей мы используем то же значение $T_m(p)$ для оценки уменьшения прочности пород по мере приближения материала к солидусу (Ohnaka, 1995). При моделировании ударных событий крупного масштаба, когда исходная температура увеличивается с глубиной, а конечное положение частицы после ударного сжатия может быть расположено на достаточной глубине (с повышенной температурой плавления), наши простые модели могут дать только качественную иллюстрацию плавления коры и мантии в реальной Земле.

2. Механическое моделирование всей земной коры должно включать в себя в перспективе широкий спектр параметров, приближающих описание к сложному поведению пород земной коры. Влажный гранит имеет температуры ликвидуса и солидуса, снижающиеся с повышением давления и содержания воды — на глубине от 40 до 50 км может происходить плавление при температурах ~ 900 К (Goetze, 1971; Rutter, Neumann, 1995). Обезвоживание глубоких слоев земной коры повысит температуру плавления. По этим причинам термодинамически согласованное уравнение состояния для гранита, пригодное для компьютерного моделирования кратерообразования, еще не создано. Модельные варианты в данной работе

использовали упрощенное описание плавления породы с помощью одной кривой Симона для “гранита ANEOS”. Температура плавления при низком давлении варьировалась в диапазоне от ~ 1000 К (сухой ликвидус для гранита Вестерли) до ~ 2000 К (сухое плавление кварца). На рис. 4 показаны “горячие” и “холодные” модельные тепловые профили, в данной работе различаемые по максимальному приближению теплового профиля $T(z)$ к предполагаемой кривой плавления $T_m(z)$ на глубинах 20–80 км.

Аналогичная упрощенная модель мантии использует “дунит” ANEOS из работы (Benz и др., 1989) с параметрами для форстерита. С точки зрения моделирования мы можем использовать конгруэнтную кривую плавления форстерита $T_m = 2171 \times (p/2.44 + 1)^{1/11.4}$, предложенную в работе (Presnall, Walter, 1993) для давлений ниже ~ 14 ГПа (это соотношение записано в стиле программы SALE (см. Collins и др., 2004) температура измерена в К, давление — в ГПа).

Другой конечный состав оливина, фаялит, конгруэнтно плавится до ~ 6 ГПа (глубина ~ 200 км). Опубликованные ранее экспериментальные данные могут быть интерполированы (Akimoto и др., 1967) уравнением Симона $T_m = 1478 \times (p/4.1 + 1)^{1/4.8}$.

Промежуточные по содержанию Mg/Fe оливины плавятся не конгруэнтно, что не учитывается в нашей простой модели. Кроме того, модельные перидотиты имеют большую разницу температур солидуса и ликвидуса (Jennings, Holland, 2015). У нас пока нет простого подхода к моделированию плавления и механических свойств многокомпонентных горных пород вблизи кривой плавления. Для предварительного поиска возможных эффектов мы варьируем температуру расплава при нулевом давлении для модельного материала “мантии” в интервале от ~ 1500 К до 2000 К с зависимостью от давления $T_m(p)$ в соответствии с экспериментальными данными, приведенными выше.

В представляемых здесь результатах моделирования температура плавления используется в основном для описания термического размягчения породы вблизи солидуса. По этой причине количество расплава в нашей модели дает только качественные оценки возможных ударных воздействий на континентальные области с различным тепловым градиентом, различным содержанием воды в реальных ударных расплавах и малоизученного для широкого круга горных пород уменьшения внутреннего трения вблизи точки плавления.

РАЗМЕР ПЕРЕХОДНОГО КРАТЕРА И ЗАКОНЫ ПОДОБИЯ

Для контроля размеров расчетного переходного кратера мы используем стандартный подход безразмерных π -параметров (Schmidt, Housen, 1987), где масштаб удара задается параметром

$$\pi_2 = (1.61gD_{\text{пр}})/U^2. \quad (1)$$

Здесь g — ускорение силы тяжести, $D_{\text{пр}}$ — диаметр сферического ударника (или диаметр сферы равного объема для несферических ударников; D -projectile), а U — скорость удара. Соответствующие безразмерные параметры представляют диаметр D_{ic} , глубину d_{ic} , и объем V_{ic} переходного кратера:

$$\pi_{D_{\text{ic}}} = D_{\text{ic}}(\rho/m)^{1/3}, \pi_{d_{\text{ic}}} = d_{\text{ic}}(\rho/m)^{1/3} \text{ и } \pi_{V_{\text{ic}}} = V_{\text{ic}}(\rho/m), \quad (2)$$

где m — масса ударника и ρ — эффективная плотность материала мишени.

Заметим, что в более полной теории подобия вводятся дополнительные безразмерные параметры для описания отношения плотностей ударника и мишени и прочностных параметров материала (Holsapple, Schmidt, 1979; Schmidt, Housen, 1987; Prieur и др., 2017). В большинстве наших расчетов ударник состоял из ANEOS-гранита с начальной плотностью 2.7 г/см³.

Важно прокомментировать используемые параметры переходного кратера. Хотя размеры переходного кратера легко извлечь из параметров расчетных ячеек (например, проследив положение границы по частично заполненным ячейкам), надо принимать во внимание, что нужные нам радиус, глубина и объем переходного кратера могут достигаться в различные моменты времени. В данной работе в начальную эйлерову сетку в центре каждой ячейки помещалась безмассовая частица-маркер, движение которой через расчетную сетку определялось по вектору скорости, интерполированной по значениям скоростей в четырех узлах прямоугольной сетки, образующей ячейку, в которой находится маркер в данный момент времени.

До некоторой степени последовательность достижения различных параметров переходной полости зависит от масштаба ударного события. В модельных вариантах данной работы (переходный кратер диаметром от ~80 до ~200 км) сначала достигается максимальная глубина переходного кратера (через 20–25 с после удара). Небольшая

проблема с определением максимальной глубины состоит в договоренности о том, считать ли дном кратера положение маркера с начальной нулевой глубиной или измерять немного меньшую глубину под поверхностью самой глубокой ячейки с материалом деформированного ударника. В данной работе мы, как правило, измеряем глубину до первой ячейки на оси симметрии, содержащей конденсированный материал. При использованной здесь скорости удара $U=15$ км/с сильного испарения для использованных материалов не происходит.

В момент времени достижения переходным кратером максимального объема (от 60 до 80 с после удара) радиус кратера продолжает расти. Во многих работах величина радиуса переходного кратера, используемая в соотношении (2), фиксируется в момент прохождения максимума зависимости объема от времени. Радиус переходного кратера определяется по вертикальной скорости движения материала на краю кратера на уровне доударной поверхности — мы записываем радиус переходного кратера в момент, когда вертикальная компонента скорости меняет знак с направленной вверх (“выброс”) на направленную вниз (“проседание”). Это значение близко к величине радиуса переходного кратера, определяемого в момент достижения максимума объема кратера ниже исходной поверхности. В наших модельных вариантах смена знака вертикальной скорости обычно наблюдается чуть раньше, чем объем достигает максимума, но в вариантах с наибольшим ударником (например, “4 × Вредефорт”, 4 × V), максимум объема достигался на ~30 с раньше (60 с после удара против 90 с для смены знака вертикальной скорости). В течение этих 30 с радиус переходного кратера возрастал с 94 до 114 км. Следовательно, расхождение в значениях радиуса (диаметра) переходного кратера может составлять 10–15% только из-за различного определения этой величины.

Описание подобия кратеров в π -формулировке, согласно уравнениям (1) и (2), оказывается удобным только в упрощенных случаях (однородная мишень, малая прочность вещества, постоянный коэффициент трения и т.д.), когда безразмерные параметры переходного кратера (2) могут быть аппроксимированы простыми степенными зависимостями от масштабного параметра π_2 (1) в широком диапазоне его значений. Недавно в набор характерных параметров были добавлены однородная пористость материала и однородная прочность вещества (Wunnemann и др., 2006;

Elbeshausen и др., 2009; Poelchau и др., 2013; Prieur и др., 2017). В реальной крупномасштабной задаче эти параметры изменяются по глубине, ставя под сомнение простые степенные π -соотношения. К счастью, для больших земных кратеров переменная по глубине пористость слабо влияет на подобие кратеров (Collins, 2014).

Любое дальнейшее усложнение задачи (многослойность мишени, тепловое разупрочнение горных пород и т.п.) приводит к усложнению законов подобия. Ivanov и Kamyshenkov (2012) представили ряд вариантов численного моделирования в широком интервале скорости удара, от 5 до 30 км/с. Если определить “эффективность” механического воздействия на мишень как безразмерную глубину или диаметр переходного кратера — уравнения (2) — при постоянном значении параметра π_2 — уравнение (1), то можно сказать, что удары с низкой скоростью менее эффективны, чем удары с $U \geq 15$ км/с, что, скорее всего, связано с нелинейными эффектами прочности/трения от температуры. В целом, эффективность высокоскоростных ударов стремится к пределу закона подобия для мишени без пористости, прочности и внутреннего трения при больших π_2 (рис. 5 и рис. 6).

В данной работе модель рассматривает слоистую мишень (кора поверх мантии), где наличие более плотного нижнего слоя может повысить “эффективную” плотность мишени при проникновении переходного кратера в более плотную мантию. После этого предупреждения мы приводим график модельного безразмерного диаметра переходного кратера на рис. 5. Зависимости для безразмерной глубины переходного кратера показаны на рис. 6 в сравнении с данными из работы (Ivanov, Kamyshenkov, 2012).

Рис. 5 и рис. 6 показывают, что для ударов с низкой скоростью ($U = 5$ км/с) зависимости переходных глубин и диаметров модельных кратеров от масштаба на графиках в двойном логарифмическом масштабе имеют вид примерно параллельных прямых с интерполяцией экспериментальных данных для сухого песка (Schmidt, 1987; Schmidt, Housen, 1987). Модельные кратеры немного шире и глубже, чем лабораторные кратеры в песке, так как численная модель не учитывает пористость материала мишени. Поправочный коэффициент эффективности по диаметру кратера для пористого сухого песка составляет около 0.8 — модельный ударный переходный кратер при низкой скорости удара примерно на 20% больше, чем экспериментальные кратеры в пористом сухом песке.

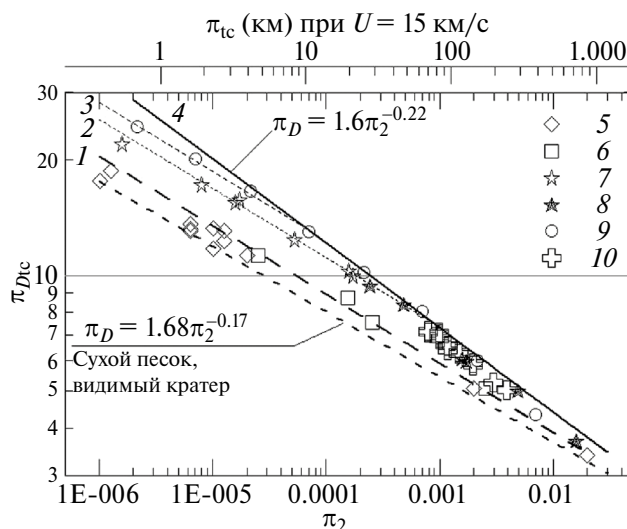


Рис. 5. Безразмерный диаметр переходного кратера π_{Dc} (уравнение (2)) зависимости от безразмерной величины ударника π_2 (уравнение (1)). На верхней горизонтальной оси для наглядности показан диаметр ударника (км) для земной силы тяжести и скорости удара $U = 15$ км/с. Экспериментальная зависимость для сухого песка (нижний пунктир) взята из работы (Schmidt, Housen, 1987). Аппроксимация расчетных данных для низкоскоростных ударов ($U = 5$ км/с) показана длинными штрихами (1). Закон подобия для мишени без пористости показан сплошной кривой 4. Приближение расчетных точек к линии 4 при высоких скоростях удара показано линиями 2 (скорость удара $U = 20$ км/с) и 3 ($U = 30$ км/с). Расчетные точки 5–9 взяты из результатов моделирования для однородных мишеней с сухим трением и тепловым разупрочнением (Ivanov, Kamyshenkov, 2012). Расчеты с коэффициентом трения 0.6 для $U = 5$ км/с: 5 — сферический ударник; 6 — эллиптический ударник с толщиной в половину горизонтального диаметра; 7 — трение 0.6, мишень ANEOS-кварцит (Melosh, 2007), $U = 20$ км/с; 8 — трение 0.6, мишень — CaO (лайм), $U = 20$ км/с; 9 — то же, что и 8, но для $U = 30$ км/с; 10 — настоящая работа.

Законы подобия для среды без пористости (см. рис. 5 для диаметра и рис. 6 для глубины кратера) в свое время были предложены как экстраполяция экспериментальных данных для водонасыщенного песка, представленных в работе (Schmidt, Housen, 1987). Экспериментальные законы подобия для сухого песка (рис. 5 и рис. 6) в течение многих лет часто упоминались как типичные законы подобия для пористых мишеней — в отличие от соотношений на основе

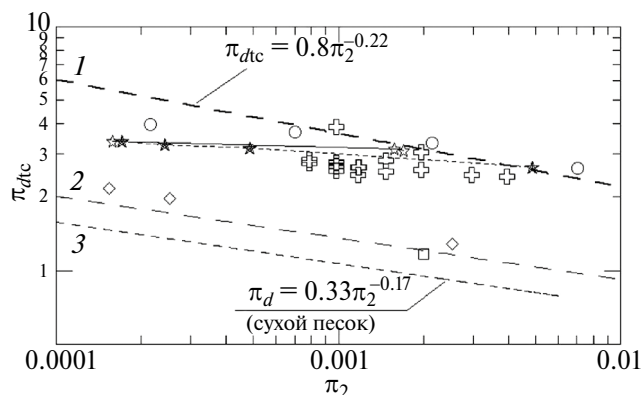


Рис. 6. Расчетные точки для глубины переходного кратера в однородной мишени с сухим трением (Ivanov, Kamyshekov, 2012) в сравнении с результатами данной работы. Используются те же значки, что и на рис. 5. 1 – обобщенная зависимость от масштаба глубины переходного кратера в однородной мишени без прочности (Schmidt, Housen, 1987). 2 – расчетная зависимость для низкоскоростных ударов в мишень с сухим трением (Ivanov, Kamyshekov, 2012). 3 – обобщенная экспериментальная зависимость глубины кратеров в сухом песке (Schmidt, Housen, 1987).

данных для влажного песка, широко цитируемых как закон подобия для непористых пород при крупномасштабных ударах, где влияние прочности начинает быть гораздо меньше влияния силы тяжести. Детальное численное моделирование в последние годы позволило более точно охарактеризовать эти законы подобия. Например, Nowka и др. (2010) показали, как уменьшение пористости при постоянном сухом трении плавно повышает эффективность кратерообразования, сохраняя тот же “наклон” кривой в двойных логарифмических координатах π_d – π_2 . В то же время для нулевой пористости увеличение сухого трения в мишени снижает эффективность кратерообразования, уменьшая степень при α в типичном степенном законе подобия $\pi_d \sim \pi_2^{-\alpha}$ от 0.22 (малая прочность $\approx$ “гидродинамическая” мишень) до ~ 0.17 (ранее – показатель степени для сухого песка, теперь – показатель степени для мишени с сухим трением) (см. короткое обсуждение в работе (Werner, Ivanov, 2015)).

В описанных выше терминах наши расчеты дополняют ранее опубликованные данные (Ivanov, Kamyshekov, 2012) и иллюстрируют (рис. 5 и рис. 6) плавный переход, по мере роста масштабного параметра π_2 , от режима “сухого трения” к режиму “сплошного материала” (“гидродинамическое подобие”). В то же время

следует отметить, что для материалов с нелинейными механическими свойствами (термическое разупрочнение, переменные предел пластичности и коэффициент трения и т.п.) простого закона подобия с одним показателем степени недостаточно для оценки эффективности кратерообразования. Например, данные для глубины высокоскоростных переходных кратеров (рис. 6) образуют почти “плоскую” зависимость π_{drc} – π_2 в интервале величин π_2 от $\sim 2 \times 10^{-5}$ до $\sim 2 \times 10^{-3}$, в отличие от низкоскоростных ударов. Безусловно, закон подобия для мишеней с “реальными” моделями механической прочности должен включать более сложную зависимость от скорости удара по сравнению с простыми степенными соотношениями с параметром α , равным 0.17 или 0.22.

КОЛЛАПС ПЕРЕХОДНОГО КРАТЕРА

Полная временная последовательность процесса образования кратера была описана ранее (см., например, Иванов, 2005). Для кратера Вредефорт наиболее подходящий модельный набор параметров при вертикальном ударе включает астероид диаметром 14 км при скорости удара 15 км/с. Из точки удара распространяется ударная волна, и переходный кратер начинает расти в материале мишени, механически поврежденном ударной волной. Для модельного кратера Вредефорт примерно через 30 с после удара переходный кратер достигает максимальной глубины и начинает обрушаться в поле тяжести. Центральная часть околоратерного течения показана на рис. 7, где расплавленный материал показан красным цветом лагранжевых трассеров, нагретых выше 1700 К. В показанном на рис. 7 варианте использован ударник диаметром 14 км, вертикально падающий на мишень со скоростью 15 км/с. Область расчета покрыта эйлеровой сеткой с размером ячеек 0.7×0.7 км. В каждую ячейку с материалом изначально помещен лагранжев трассер, который “записывает” давление, плотность и температуру в ячейке. Визуализация деформации мишени сделана с помощью черных точек для каждого десятого ряда и каждой десятой колонки изначального положения трассеров. Трассеры, “записавшие” температуру 1700 К и выше, показаны как красные точки и примерно показывают геометрию зоны расплава (температура выше солидуса). Цепочка синих трассеров состоит из трассеров, которые в конечной геометрии образуют будущую поверхность эрозии на глубине 8 км ниже

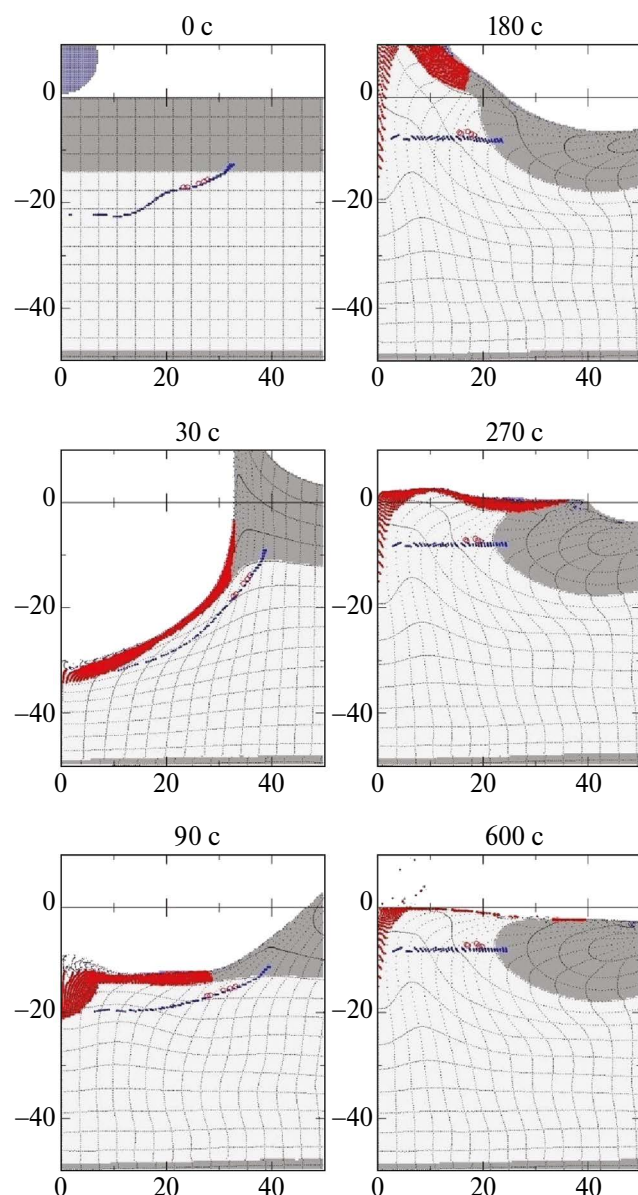


Рис. 7. Деформация и перемещение материала в центральной части модельного кратера масштаба кратера Вредерфорт. Значения расстояний по осям приведены в км. Время после удара указано над каждым рисунком.

начального уровня поверхности. В данном варианте используется трехслойная модель мишени — верхняя кора (темно-серый тон), нижняя кора (более светлый тон) и мантия (более темный тон глубже 50 км).

Рис. 7 иллюстрирует, что переходный кратер для удара такого масштаба (глубина и диаметр около 30–40 км) достаточно велик для того,

чтобы породы земной коры двигались обратно к центру во время гравитационного коллапса и выталкивали вверх большую часть ударного расплава, первоначально “размазанную” по дну переходного кратера. Во время коллапса будущий горизонт после ударной эрозии достигает конечного положения примерно через 180 с после удара, а последующее движение сосредоточено в обрушающемся центральном поднятии (см. исследования обрушения центрального подъема в работах Morgan и др., 2016; Baker и др., 2016).

Используя тот же набор модельных параметров, что и в описанной выше модели образования кратера Вредерфорт, мы увеличили размер ударника в 2 и 4 раза (соответственные модели названы $2 \times V$ и $4 \times V$), соответственно увеличив размер вычислительной ячейки при постоянном разрешении 20 CPPR (20 ячеек на диаметр ударника). Здесь возникает новая проблема для моделирования — можно ли предполагать, что модель временного уменьшения сухого трения из-за акустической флюидизации (АФ-модель, Melosh, Ivanov, 1999) действует для глубинных мантийных пород так же, как и для кристаллических пород коры? В более общей формулировке — применим ли наш опыт моделирования для воспроизведения временного уменьшения сухого трения вокруг образующегося ударного кратера для глубоких мантийных пород при более высоком давлении и температуре? Не имея однозначного ответа на этот вопрос, мы начали с двух версий моделей — с применением и без применения АФ-модели для мантийных пород.

Результаты моделирования по вариантам $2 \times V$ и $4 \times V$ представлены на рис. 8–10. Моделирование с удвоенным по диаметру ударником ($2 \times V$, рис. 8) показывает отсутствие ударного расплава в мантии. Использование АФ-модели для мантии влияет на геометрию поднятия мантии, но не влияет на главный результат удвоения размеров ударника — появление глубокой, заполненной расплавом горловины в центре кратера.

Следующее удвоение размера ударника до 56 км ($4 \times V$) при той же скорости удара и той же структуре мишени приводит к ударному плавлению мантии и увеличению объема “озера” расплава в центре кратера (рис. 9). Здесь влияние включения/выключения эффектов АФ в веществе мантии еще менее заметно, чем в варианте $2 \times V$, — повышенные литостатическое давление и температура приводят к пластическому поведению мантийного вещества даже без дополнительного уменьшения сухого трения, связанного с акустической флюидизацией.

Отметим, что в течение расчетных ~ 1000 с движение вещества в расплавленной зоне еще не прекращается — можно наблюдать медленное гравитационное разделение расплавленного материала коры меньшей плотности и более плотного расплава вещества мантии. Для этого масштаба ударного события окончательная геометрия зоны плавления установится после длительного теплового охлаждения с возможной дифференциацией новых горных пород, кристаллизующихся из ударного расплава.

На рис. 10 сравниваются профили модельных кратеров для вариантов модели, показанных на рис. 8 и рис. 9. На рис. 10 интервал меток

на вертикальной оси равен размеру расчетной ячейки, чтобы подчеркнуть приблизительный характер полученных профилей. Профиль финального кратера покрывается всего лишь 5–8 расчетными ячейками по вертикали, что ведет к низкому пространственному разрешению относительно “точной” формы кратера. В рамках имеющихся ограничений по пространственному разрешению мы можем только констатировать, что смоделированные кратеры имеют плоское дно (волнистость размером в ± 1 ячейку), глубину от 2 до 3 км и кратерный вал, приподнятый на 2.5–3 км над уровнем исходной поверхности мишени. В целом полученная в модели геометрия

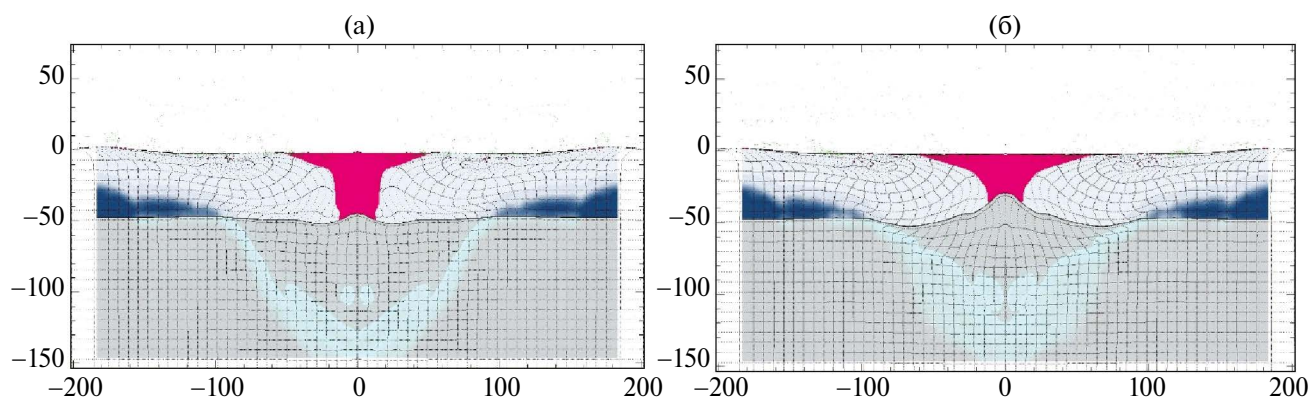


Рис. 8. Конечное (~ 18 мин. после удара) поперечное сечение модельного кратера для удвоенного (относительно ударника кратера Вредефорт) диаметра ударника (модель $V \times 2$, $D_{pr} = 28$ км, $U = 15$ км/с), рассчитанное без использования АФ-модели (модели акустической флюидизации) в мантии (а) и с использованием этой модели (б). Розовым цветом отмечено положение ударного расплава. Другие вариации цвета отражают различный уровень поврежденности горных пород (Collins и др., 2004). Расстояния по горизонтали и вертикали в км.

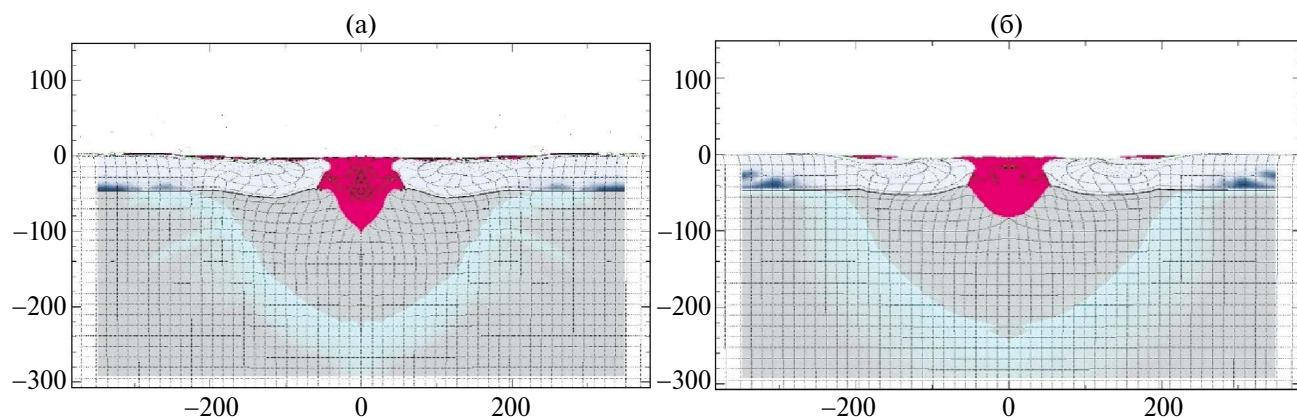


Рис. 9. Конечное (~ 18 мин после удара) поперечное сечение модельного кратера для учетверенного (относительно ударника кратера Вредефорт) диаметра ударника (обозначенного $4 \times V$, $D_{pr} = 57$ км, $U = 15$ км/с), рассчитанное без использования модели акустической флюидизации для материала мантии (а) и с использованием этой модели (б). Другие вариации цвета отражают различный уровень поврежденности горных пород (Collins и др., 2004). Расстояния по горизонтали и вертикали в км.

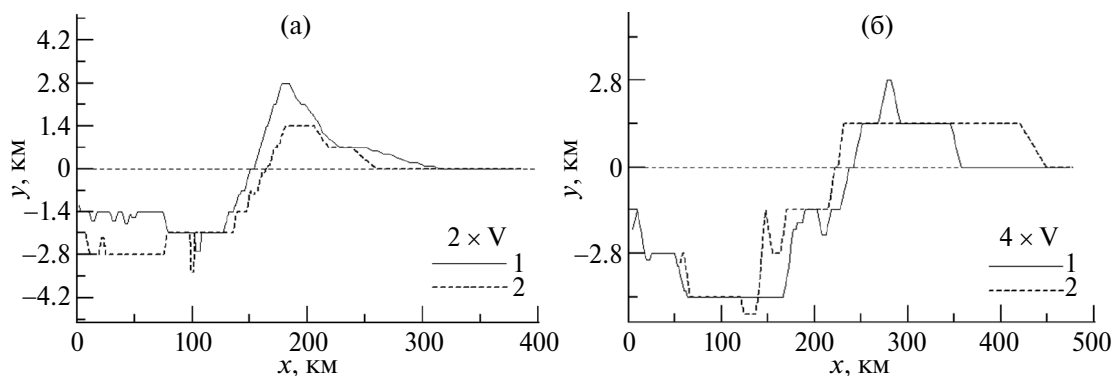


Рис. 10. Профили модельных кратеров для вариантов $2 \times V$ (а) и $4 \times V$ (б) с большим увеличением по вертикали, чтобы показать относительно малую глубину (~ 1.5 и ~ 3 км соответственно) финальных кратеров с видимыми диаметрами ~ 300 и ~ 500 км. Малые деления на вертикальной оси соответствуют размерам расчетных ячеек $\Delta x = 0.7$ км (вариант $2 \times V$) и $\Delta x = 1.4$ км (вариант $4 \times V$). Профили на панелях (а) и (б) соответствуют расчетам с использованием модели акустической флюидизации в мантии (1) и без ее использования (2).

кратеров не противоречит имеющейся информации о крупных ударных структурах на Луне, Венере, Марсе и Меркурии (рис. 1–3). Для Венеры (и, возможно, для других планетных тел) наблюдаемый современный рельеф может отличаться от модельной геометрии сразу после удара из-за медленных процессов, таких как вязкая релаксация (Karimi, Dombard, 2017).

СТРУКТУРА МИШЕНИ ПОД КРАТЕРАМИ

Считается, что на геологически активной Земле можно было бы найти крупные эродированные структуры (Plado и др., 1999). Поэтому основной интерес представляет выявление изначально глубоких ударных структур, которые могут быть вскрыты при эрозии. Уровень эрозии для двух крупнейших ударных структур (Вредефорт и Садбери) оценивается в 6–8 км в течение ~ 2 млрд лет после их образования (Иванов, 2005). На современном эрозионном срезе мы видим в основном ударно-измененные породы, поднятые с начальных глубин порядка $1/10 D$ и остатки первоначального бассейна ударного расплава (сильно деформированного постударной тектоникой). Для исследуемых ударов масштаба $2 \times V$ и $4 \times V$ мы получаем некоторое представление о возможном положении ударного расплава, так как в этих случаях смоделированное положение ударного расплава указывает на большую глубину ванны расплава.

Объем расплава. В представленном моделировании мы оценили объем ударного расплава как суммарный объем расчетных ячеек с конечной

температурой выше солидуса материала мишени. Часть расплавленных частиц выбрасывается за пределы расчетной сетки, некоторые небольшие порции горячего материала численно “разбавляются” более холодным материалом во время вычислительной адвекции — см. дискуссию (Ivanov и др., 2010). По этой причине полученные численные оценки являются приблизительными. Можно сравнить смоделированные и “измеренные” объемы ударного расплава, как это показано на рис. 11, выполненном на основе рис. 5 из работы (Werner, Ivanov, 2015). Здесь аналитическая оценка суммарного объема ударного расплава при ударах в кристаллическую мишень сопоставлена с геологическими оценками (Cintala, Grieve, 1998) для хорошо изученных земных ударных структур. Объемы ударного расплава, рассчитанные для предполагаемых земных кратеров с $D > 200$ км, представляются естественным продолжением предложенного ранее тренда $V_{\text{melt}}(D) \approx (0.0007 \div 0.0014) \times D^{3.3}$ (объем — в км^3 , диаметр — в км), где неопределенность в численном коэффициенте отражает возможность выброса части расплава за пределы центральной области (Werner, Ivanov, 2015).

“Горячий шток”. Сравнивая модельные удары с базовым масштабом $1 \times V$ ($1 \times V_{\text{Vredefort}}$ — рис. 7) и удары с двукратно и четырехкратно увеличенным диаметром возможных ударников ($2 \times V$ — рис. 8; и $4 \times V$ — рис. 9), отметим основной наблюдаемый эффект: в более крупных кратерах обрушение с подъемом дна переходного кратера не выталкивает вверх ударный расплав, создавая неглубокий бассейн расплава, окружающий

центральную горку в хорошо сохранившихся кратерах, таких как Болтышский кратер, Украина (Valter и др., 1982; Grieve и др., 1987). Вместо этого ударный расплав “зажимается” породами

коллапсирующего переходного кратера, образуя относительно узкую вертикальную область расплавленного материала — “горячий шток”.

Идея “горячего штока”, или вертикальной горловины, заполненной расплавом, в центре коллапсировавшего переходного кратера, была предложена Senft и Stewart (2011) для кратеров на ледяных телах. Наша модель воспроизводит аналогичный механизм для каменных тел. Когда объем ударно расплавленных пород становится сопоставимым с объемом переходного кратера, движение пород при коллапсе кратера “захватывает” ударный расплав вблизи вертикальной центральной оси — поднятие дна кратера не успевает вытолкнуть весь расплав на поверхность центральной горки, что происходит в моделях образования кратеров диаметром <200 км. Формирование центрального бассейна ударного расплава уверенно наблюдается при моделировании лунных и марсианских ударных бассейнов (Ivanov и др., 2010; Potter и др., 2012).

Из множества параметров геометрии “горячего штока”, наблюдаемых при моделировании, мы выбрали самый простой параметр — диаметр “горячего штока” на предполагаемом уровне эрозии на 20 км ниже уровня поверхности в момент удара (таблица). Крупнейшие кратеры на Венере, Марсе и Меркурии демонстрируют ограниченный интервал современных глубин в диапазоне 2–3 км. Следовательно, можно предположить, что вязкая релаксация исходного кратера не изменит кардинально положение “горячего штока”.

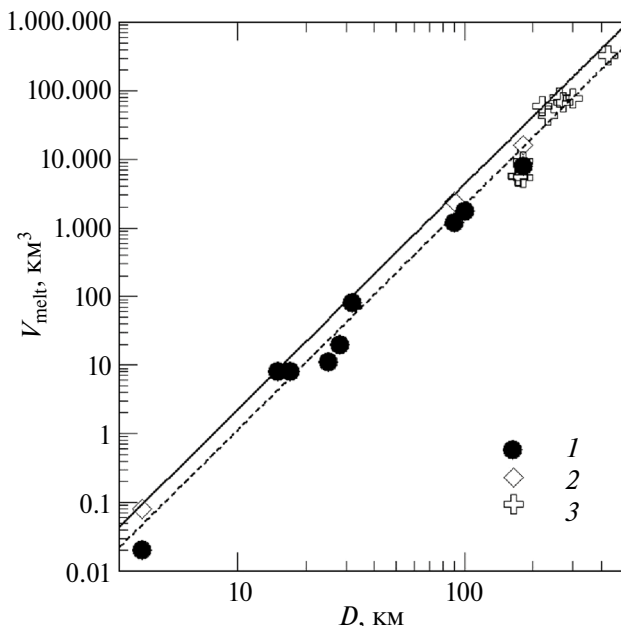


Рис. 11. Оценка объемов ударного расплава в известных земных метеоритных кратерах из работы (Cintala, Grieve, 1998): 1 — наблюдения, 2 — максимальные оценки, 3 — модельные результаты настоящей работы. Сплошная и пунктирная линии трендов описаны в тексте.

Таблица. Модельные параметры ударов: эквивалентный диаметр сферического ударника D_{pr} (D -projectile), тип теплового градиента — “холодный” (cold) или “горячий” (hot) — и основные конечные параметры моделируемой ударной структуры

Расчетный вариант	D_{pr}^1 , км	Тепловой градиент	D_r^2 , км	D_a^3 , км	W_{20}^4 , км	d_{ic}^5 , км	D_{ic}^6 , км
G3	32.2	cold	360	310	40	60	150
G4	32.2	hot	420	340	87	62	148
G5	28.2	hot	360	280		57	132
G6	24.2	cold	340	250	30	45	117
G7	16.1	hot	220	180	25	34	85
G8	12.1	hot	180	110		25	64

Примечания: 1) эквивалентный диаметр сферического ударника;

2) диаметр расчетного кратера по гребню вала;

3) диаметр расчетного кратера на уровне исходной поверхности;

4) W_{20} — диаметр центрального тела ударного расплава в центральном штоке на глубине 20 км под уровнем исходной поверхности мишени;

5) глубина переходного кратера (transient cavity depth);

6) диаметр переходного кратера (transient cavity diameter).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Данная работа была начата много лет назад в дискуссии с Адамом Гарде, который предполагал ударное происхождение структуры Манитсок в Гренландии (Garde и др., 2011; 2012). Недавние исследования (Yakymchuk и др., 2021) свидетельствуют против ударного происхождения этой структуры. Однако вопрос о возможности обнаружения земных ударных структур диаметром более 200 км и возрастом более 2 млрд лет остается открытым. Проведенное численное моделирование предсказывает долгоживущее “озеро” ударного расплава в центральной части достаточно большого кратера – частично об этом свидетельствуют геологические структуры в эродированном кратере Садбери, Канада (Grieve, Theriault, 2000). Независимое численное моделирование образования земного ударного кратера диаметром около 300 км (Trowbridge и др., 2017) в целом подтверждает результаты данной работы. Кроме того, результаты моделирования соответствуют геологии больших ударных кратеров, наблюдаемых на Венере, Меркурии и Марсе с космических аппаратов. Однако необходимы дополнительные исследования для оценки возможности сохранности останков земных ударных кратеров большого размера и возрастом более 2 млрд лет с учетом эрозии и земной тектоники.

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования РФ (тема № 122032900178-7).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Иванов Б.А. Моделирование крупнейших земных метеоритных кратеров // Астрон. вестн. 2005. Т. 39. С. 1–31. (Ivanov B.A. Numerical modeling of the largest terrestrial meteorite craters // Sol. Syst. Res. 2005. V. 39. P. 381–409.)
2. Попов Ю.А., Певзнер С.Л., Пименов В.П., Ромушкевич Р.А. Певзнер С.Л. Геотермические характеристики разреза СГ-3 // Кольская сверхглубокая. Научные результаты и опыт исследований / Ред. Лаверов Н.П., Орлов В.П. М.: МФ ТЕХНОНЕФТЕГАЗ, 1998. С. 176–190.
3. Akimoto S.-i., Komada E., Kushiro I. Effect of pressure on the melting of olivine and spinel polymorph of Fe_2SiO_4 // J. Geophys. Res. 1967. V. 72. №2. P. 679–686. <https://doi.org/10.1029/JZ072i002p00679>.
4. Allen N.H., Nakajima M., Wünnemann K., Helhoski S., Trail D. A revision of the formation conditions of the Vredefort crater // J. Geophys. Res.: Planets. 2022. V. 127. № 8. id. e2022JE007186.
5. Allibert L., Landeau M., Röhlen R., Maller A., Nakajima M., Wünnemann K. Planetary impacts: scaling of crater depth from subsonic to supersonic conditions // J. Geophys. Res.: Planets. 2023. V. 128. № 8. id. e2023JE007823.
6. Artemieva I.M., Shulgin A. Making and altering the crust: A global perspective on crustal structure and evolution // Earth and Planet. Sci. Lett. 2019. V. 512. P. 8–16.
7. Baker D.M.H., Head J.W., Collins G.S., Potter R.W.K. The formation of peak-ring basins: Working hypotheses and path forward in using observations to constrain models of impact-basin formation // Icarus. 2016. V. 273. P. 146–163.
8. Benz W., Cameron A.G.W., Melosh H.J. The origin of the Moon and the single-impact hypothesis III // Icarus. 1989. V. 81. № 1. P. 113–131.
9. Boettcher A.L., Wyllie P.J. Melting of granite with excess water to 30 kilobars pressure // J. Geol. 1968. V. 76. № 2. P. 235–244.
10. Bottke W.F., Norman M.D. The late heavy bombardment // Ann. Rev. Earth and Planet. Sci. 2017. V. 45. P. 619–647.
11. Bottke W.F., Vokrouhlicky D., Ghent B., Mazrouei S., Robbins S., Marchi S. On asteroid impacts, crater scaling laws, and a proposed younger surface age for Venus // Lunar and Planet. Sci. Conf. 47. 2016. Abs. № 2036.
12. Cammarano F., Guerri M. Global thermal models of the lithosphere // Geophys. J. Internat. 2017. V. 210. № 1. P. 56–72.
13. Cintala M.J., Grieve R.A.F. Scaling impact-melt and crater dimensions: Implications for the lunar cratering record // Meteorit. and Planet. Sci. 1998. V. 33. P. 889–912.
14. Clauser C., Giese P., Huenges E., Kohl T., Lehmann H., Rybach L., Šafanda J., Wilhelm H., Windloff K., Zoth G. The thermal regime of the crystalline continental crust: Implications from the KTB // J. Geophys. Res.: Solid Earth. 1997. V. 102. № B8. P. 18417–18441.
15. Cohen R.E. First-Principles Predictions of Elasticity and Phase Transitions in High Pressure SiO_2 and Geophysical Implications // *High-Pressure Research: Application to Earth and Planetary Sciences* / Eds: Syono Y., Manghnani M.H. Tokyo/Washington DC: Terra Sci. Publ./Am. Geophys. Union, 1992. P. 425–431.
16. Collins G.S. Numerical simulations of impact crater formation with dilatancy // J. Geophys. Res.: Planets. 2014. V. 119. P. 2600–2619.
17. Collins G.S., Melosh H.J. Improvements to ANEOS for multiple phase transitions // Lunar Planet. Sci. Conf. 45. Woodland, TX. 2014. Abs. № 2664.

18. Collins G.S., Melosh H.J., Ivanov B.A. Modeling damage and deformation in impact simulations // Meteorit. and Planet. Sci. V. 34 Supplement. 2004. V. 39(2). P. 217–231.
19. Dell'Angelo L.N., Tullis J. Experimental deformation of partially melted granitic aggregates // J. Metamorph. Geol. 1988. V. 6. № 4. P. 495–515.
20. 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.
21. Furlong K.P., Chapman D.S. Heat flow, heat generation, and the thermal state of the lithosphere // Ann. Rev. Earth and Planet. Sci. 2013. V. 41. № 1. P. 385–410.
22. Garde A.A., Ivanov B.A., McDonald I. Beyond Vredefort, Sudbury and Chicxulub // Meteorit. and Planet. Sci. Suppl. 2011. V. 74. Abs. № 5249.
23. Garde A.A., McDonald I., Dyck B., Keulen N. Searching for giant, ancient impact structures on Earth: The Mesoarchean Maniitsoq structure, West Greenland // Earth and Planet. Sci. Lett. 2012. V. 337. P. 197–210.
24. Gibson R.L., Reimold W.U. The significance of the Vredefort Dome for the thermal and structural evolution of the Witwatersrand Basin, South Africa // Mineral. Petrol. 1999. V. 66. P. 5–23.
25. Goetze C. High temperature rheology of Westerly granite // J. Geophys. Res. 1971. V. 76. № 5. P. 1223–1230.
26. Grieve R., Theriault A. Vredefort, Sudbury, Chicxulub: Three of a kind? // Ann. Rev. Earth and Planet. Sci. 2000. V. 28. P. 305–338.
27. Grieve R.A.F., Reny G., Gurov E.P., Ryabenko V.A. The melt rocks of the Boltysh impact crater, Ukraine, USSR // Contrib. Mineral. Petrol. 1987. V. 96. № 1. P. 56–62.
28. Hasterok D., Gard M., Cox G., Hand M. A 4 Ga record of granitic heat production: Implications for geodynamic evolution and crustal composition of the early Earth // Precamb. Res. 2019. V. 331. id. 105375.
29. Holland T., Powell R. Calculation of phase relations involving haplogranitic melts using an internally consistent thermodynamic dataset // J. Petrol. 2001. V. 42. № 4. P. 673–683.
30. Holsapple K.A., Schmidt R.M. A material-strength model for apparent crater volume // Proc. Lunar and Planet. Sci. Conf. 10th. N.Y.: Pergamon Press, 1979. P. 2757–2777.
31. Huber M.S., Kovaleva E., Rae A.S.P., Tisato N., Gulick S.P.S. Can Archean impact structures be discovered? A case study from Earth's largest, most deeply eroded impact structure // J. Geophys. Res.: Planets. 2023. V. 128. № 8. id. e2022JE007721.
32. Ivanov B.A., Artemieva N.A. Numerical modeling of the formation of large impact craters // Catastrophic Events and Mass Extinctions: Impact and Beyond, Geological Society of America. Spec. Pap. 356 / Eds: Koeberl C., MacLeod K.G. Boulder, Colorado: GSA, 2002. P. 619–630.
33. Ivanov B.A., Deniem D., Neukum G. Implementation of dynamic strength models into 2D hydrocodes: Applications for atmospheric breakup and impact cratering. I // J. Impact Eng. 1997. V. 20. № 1–5. P. 411–430.
34. Ivanov B.A., Ford P.G. The depths of the largest impact craters on Venus (abstract) // Lunar and Planet. Sci. Conf. 24. 1993. P. 689–690.
35. Ivanov B.A., Kamyshev D. Impact cratering: Scaling law and thermal softening // Lunar and Planet. Sci. Conf. 43. 2012. Abs. № 1407.
36. Ivanov B.A., Melosh H.J. Impacts do not initiate volcanic eruptions: Eruptions close to the crater // Geology. 2003. V. 31. № 10. P. 869–872.
37. Ivanov B.A., Melosh H.J., Pierazzo E. Basin-forming impacts: Reconnaissance modeling // GSA Special Papers 465 / Eds: Gibson R.L., Reimold W.U. Boulder, Colorado, USA: Geol. Soc. Am. 2010. P. 29–49.
38. Ivanov B.A., Turtle E.P. Modeling impact crater collapse: Acoustic fluidization implemented into a hydrocode // Lunar and Planet. Sci. Conf. 32. 2001. Abs. № 1284.
39. Jennings E.S., Holland T.J.B. A simple thermodynamic model for melting of peridotite in the system NCFMASOCr // J. Petrol. 2015. V. 56. № 5. P. 869–892.
40. Johnson B.C., Collins G.S., Minton D.A., Bowling T.J., Simonson B.M., Zuber M.T. Spherule layers, crater scaling laws, and the population of ancient terrestrial impactors // Icarus. 2016. V. 271. P. 350–359.
41. Johnson B.C., Melosh H.J. Impact spherules as a record of an ancient heavy bombardment of Earth // Nature. 2012. V. 485. № 7396. P. 75–77.
42. Karimi S., Dombard A.J. Studying lower crustal flow beneath Mead basin: Implications for the thermal history and rheology of Venus // Icarus. 2017. V. 282. P. 34–39.
43. Katz R.F., Spiegelman M., Langmuir C.H. A new parameterization of hydrous mantle melting // Geochem., Geophys. Geosyst. 2003. V. 4. № 9. P. 1–19.
44. Kukkonen I.T. Temperature and heat flow density in a thick cratonic lithosphere: The SVEKA transect, central Fennoscandian Shield // J. Geodyn. 1998. V. 26. № 1. P. 111–136.
45. Kukkonen I.T., Clauser C. Simulation of heat transfer at the Kola deep-hole site: Implications

- for advection, heat refraction and palaeoclimatic effects // *Geophys. J. Internat.* 1994. V. 116. № 2. P. 409–420.
46. Kumar P., Kind R., Priestley K., Dahl-Jensen T. Crustal structure of Iceland and Greenland from receiver function studies // *J. Geophys. Res.: Solid Earth*. 2007. V. 112. № B3. P. 1–19.
 47. Kurosawa K., Genda H. Effects of friction and plastic deformation in shock-comminuted damaged rocks on impact heating // *Geophys. Res. Lett.* 2018. V. 45. № 2. P. 620–626.
 48. Lana C., Gibson R.L., Kisters A.F.M., Reimold W.U. Archean crustal structure of the Kaapvaal craton, South Africa – evidence from the Vredefort dome // *Earth and Planet. Sci. Lett.* // 2003a. V. 206. № 1–2. P. 133–144.
 49. Lana C., Gibson R.L., Reimold W.U. Impact tectonics in the core of the Vredefort dome, South Africa: Implications for central uplift formation in very large impact structures // *Meteorit. and Planet. Sci.* 2003b. V. 38. P. 1093–1107.
 50. Lowe D.R., Byerly G.R. The terrestrial record of late heavy bombardment // *New Astron. Rev.* 2018. V. 81. P. 39–61.
 51. Luo S.-N., Ahrens T.J. Shock-induced superheating and melting curves of geophysically important minerals // *Phys. Earth and Planet. Inter.* 2004. V. 143–144. P. 369–386.
 52. McKinnon W.B., Zahnle K.J., Ivanov B.A., Melosh H.J. Cratering on Venus: Models and observations // *Venus II.* / Eds: Bougher S.W., Hunten D.M., Phillips R.J. Tucson, Arizona: Univ. Arizona Press, 1997. P. 969–1014.
 53. Melosh H.J. A hydrocode equation of state for SiO₂ // *Meteor. and Planet. Sci.* 2007. V. 42. № 12. P. 2079–2098.
 54. Melosh H.J., Ivanov B.A. Impact crater collapse // *Ann. Rev. Earth and Planet. Sci.* 1999. V. 27. P. 385–415.
 55. Melosh H.J., Ivanov B.A. Slow impacts on strong targets bring on the heat // *Geophys. Res. Lett.* 2018. V. 45. № 6. P. 2597–2599.
 56. Miller C.F., McDowell S.M., Mapes R.W. Hot and cold granites? Implications of zircon saturation temperatures and preservation of inheritance // *Geology*. 2003. V. 31. № 6. P. 529–532.
 57. Morgan J.V., Gulick S.P.S., Bralower T., Chenot E., Christeson G., Claeys P., Cockell C., Collins G.S., Coolen M.J.L., Ferrière L., and 28 co-authors. The formation of peak rings in large impact craters // *Science*. 2016. V. 354. № 6314. P. 878–882.
 58. Nowka D., Wünnemann K., Collins G.S., Elbeshhausen D. Scaling of impact crater formation on planetary surfaces // *Eur. Planet. Sci. Congress*. 2010. Abs. № 87. <https://meetingorganizer.copernicus.org/EPSC2010/EPSC2010-87.pdf>.
 59. Ohnaka M. A shear failure strength law of rock in the brittle-plastic transition regime // *Geophys. Res. Lett.* 1995. V. 22. № 1. P. 25–28.
 60. Plado J., Pesonen L. J., Puura V., Dressler B. O., Sharpton V. L. Effect of erosion on gravity and magnetic signatures of complex impact structures: Geophysical modeling and applications // *Large meteorite impacts and planetary evolution; II*. 1999. P. 229–239. Geological Society of America, Boulder, Colorado.
 61. Pichavant M., Weber C., Villaros A. Effect of anorthite on granite phase relations: Experimental data and models // *Compt. Rend. Geosci.* 2019. V. 351. № 8. P. 540–550.
 62. Pierazzo E., Artemieva N.A., Ivanov B.A. Starting conditions for hydrothermal systems underneath Martian craters: Hydrocode modeling // *Spec. Paper 384: Large Meteorite Impacts III*. 2005. P. 443–457.
 63. Pierazzo E., Vickery A.M., Melosh H.J. A reevaluation of impact melt production // *Icarus*. 1997. V. 127. P. 408–423.
 64. Poelchau M.H., Kenkmann T., Thoma K., Hoerth T., Dufresne A., Schöfer F. The MEMIN research unit: Scaling impact cratering experiments in porous sandstones // *Meteorit. and Planet. Sci.* 2013. V. 48. № 1. P. 8–22. <https://doi.org/10.1111/maps.12016>.
 65. Popov Y.A., Pevzner S.L., Pimenov V.P., Romushkevich R.A. New geothermal data from the Kola super-deep well SG-3 // *Tectonophysics*. 1999. V. 306. № 3. P. 345–366.
 66. Posiolova L.V., Lognonné P., Banerdt W.B., Clinton J., Collins G.S., Kawamura T., Ceylan S., Daubar I.J., Fernando B., Froment M., and 42 co-authors. Largest recent impact craters on Mars: Orbital imaging and surface seismic co-investigation // *Science*. 2022. V. 378. № 6618. P. 412–417.
 67. Potter R.W.K., Collins G.S., Kiefer W.S., McGovern P.J., Kring D.A. Constraining the size of the South Pole-Aitken basin impact // *Icarus*. 2012. V. 220. P. 730–743.
 68. Presnall D.C., Walter M.J. Melting of forsterite, Mg₂SiO₄, from 9.7 to 16.5 Gpa // *J. Geophys. Res.: Solid Earth*. 1993. V. 98. № B11. P. 19777–19783.
 69. Prieur N.C., Rolf T., Luther R., Wünnemann K., Xiao Z., Werner S.C. The effect of target properties on transient crater scaling for simple craters // *J. Geophys. Res.: Planets*. 2017. V. 122. P. 1704–1726.
 70. Puziewicz J., Czechowski L., Grad M., Majorowicz J., Pietranik A., Šafanda J. Crustal lithology vs. thermal state and Moho heat flow across the NE part of the European Variscan orogen: A case study from

- SW Poland // *Int. J. Earth Sci.* 2019. V. 108. № 2. P. 673–692.
71. *Reimold W.U., Gibson R.L.* Geology and evolution of the Vredefort impact structure, South Africa // *J. African Earth Sci.* 1996. V. 23. № 2. P. 125–162.
 72. *Riller U., Poelchau M.H., Rae A.S.P., Schulte F.M., Collins G.S., Melosh H.J., Grieve R.A.F., Morgan J.V., Gulick S.P.S., Loft J., Diaw A., McCall N., Kring D.A.* IODP–ICDP Expedition 364 Science Party. Rock fluidization during peak-ring formation of large impact structures // *Nature*. 2018. V. 562. № 7728. P. 511–518.
 73. *Rutter E.H., Neumann D.H.K.* Experimental deformation of partially molten Westerly granite under fluid-absent conditions, with implications for the extraction of granitic magmas // *J. Geophys. Res.: Solid Earth*. 1995. V. 100. № B8. P. 15697–15715.
 74. *Schaber G.G., Strom R.G., Moore H.J., Soderblom L.A., Kirk R.L., Chadwick D.J., Dawson D.D., Gaddis L.R., Boyce J.M., Russell J.* Geology and distribution of impact craters on Venus: What are they telling us? // *J. Geophys. Res.: Planets*. 1992. V. 97. № E8. P. 13257–13301.
 75. *Schmidt R.M.* Preliminary scaling results for crater rim-crest diameter // *Lunar and Planet. Sci. Conf.* 18th. 1987. P. 878–879. <https://articles.adsabs.harvard.edu/pdf/1987LPI....18..878S>
 76. *Schmidt R.M., Housen K.R.* Some recent advances in the scaling of impact and explosion cratering // *Int. J. Impact Eng.* 1987. V. 5. № 1–4. P. 543–560.
 77. *Schulz T., Koeberl C., Luguat A., van Acken D., Mohr-Westheide T., Ozdemir S., Reimold W.U.* New constraints on the Paleoproterozoic meteorite bombardment of the Earth - Geochemistry and Re-Os isotope signatures of spherule layers in the BARB5 ICDP drill core from the Barberton Greenstone Belt, South Africa // *Geochim. et Cosmochim. Acta*. 2017. V. 211. P. 322–340.
 78. *Schutt D.L., Lowry A.R., Buehler J.S.* Moho temperature and mobility of lower crust in the western United States // *Geology*. 2018. V. 46. № 3. P. 219–222.
 79. *Senft L.E., Stewart S.T.* Modeling the morphological diversity of impact craters on icy satellites // *Icarus*. 2011. V. 214. № 1. P. 67–81.
 80. *Simonson B.M., Glass B.B.* Spherule layers records of ancient impacts // *Ann. Rev. Earth and Planet. Sci.* 2004. V. 32. P. 329–361.
 81. *Steffen R., Strykowski G., Lund B.* High-resolution Moho model for Greenland from EIGEN-6C4 gravity data // *Tectonophysics*. 2017. V. 706–707. P. 206–220.
 82. *Stixrude L., Lithgow-Bertelloni C.* Thermodynamics of mantle minerals. II. Phase equilibria // *Geophys. J. Int.* 2011. V. 184. № 3. P. 1180–1213.
 83. *Strom R.G., Schaber G.G., Dawsow D.D.* The global resurfacing of Venus // *J. Geophys. Res.* 1994. V. 99. № E5. P. 10899–10926.
 84. *Thompson S.L., Lauson H.S.* Improvements in the Chart-D radiation hydrodynamic code. III: Revised analytical equation of state. Albuquerque, NM: Sandia Laboratories, 1972. SC-RR-71 0714. 119 p.
 85. *Trowbridge A.J., Garde A.A., Melosh H.J., Andronicos C.L.* iSALE numerical modeling of the Maniitsoq structure, West Greenland: A crustal-scale column of mechanical mixing reaching the Moho // *Lunar and Planet. Sci. Conf.* 48. 2017. Abs. № 2305. <https://www.hou.usra.edu/meetings/lpsc2017/pdf/2305.pdf>
 86. *Valter A.A., Dobryansky Y.P., Lasarenko E.E., Tarasyuk V.K.* Shock metamorphism of quartz and estimation of masses motion in the bases of Boltysh and Ilyinets astroblemes of the Ukrainian Shield // *Lunar and Planet. Sci. Conf.* 13. 1982. Houston, TX. 819–820. <https://articles.adsabs.harvard.edu/pdf/1982LPI....13..819V>
 87. *Werner S.C., Ivanov B.A.* Exogenic dynamics, cratering, and surface ages (chapter 10.10) // *Treatise on Geophysics (Second Edition)* / Ed. Schubert G. Oxford: Elsevier, 2015. P. 327–365.
 88. *Wunnemann K., Collins G.S., Melosh H.J.* A strain-based porosity model for use in hydrocode simulations of impacts and implications for transient crater growth in porous targets // *Icarus*. 2006. V. 180. № 2. P. 514–527.
 89. *Yakymchuk C., Kirkland C.L., Cavosie A.J., Szilas K., Hollis J., Gardiner N.J., Waterton P., Steenfelt A., Martin L.* Stirred not shaken; critical evaluation of a proposed Archean meteorite impact in West Greenland // *Earth and Planet. Sci. Lett.* 2021. V. 557. id. 116730. (9 p.).

УДК 523.4-854; 523.41

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОПТИМАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ ТОКОВЫХ СИСТЕМ МАГНИТОСФЕРЫ МЕРКУРИЯ ПО ДАННЫМ КА MESSENGER

© 2024 г. А. С. Лаврухин^{a,*}, И. И. Алексеев^a, Д. В. Невский^{a,b}

^aНаучно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына,
Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

^bМосковский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия

*e-mail: lavrukhin@physics.msu.ru

Поступила в редакцию 07.12.2023 г.

После доработки 27.02.2024 г.

Принята к публикации 29.02.2024 г.

Мы используем параболоидную модель магнитосферы Меркурия и данные магнитометра КА MESSENGER, полученные в апреле 2011 г. для определения оптимальных параметров токовых систем магнитосферы Меркурия, в том смысле, что они дают наименьшую невязку (меньше 10 нТл) между предсказаниями модели и измерениями. Полученные модельные данные сравниваются с экспериментальными данными и моделью магнитосферного магнитного поля Меркурия KT17.

Ключевые слова: Меркурий, магнитосфера, моделирование

DOI: 10.31857/S0320930X24050021, EDN: LTPDYP

ВВЕДЕНИЕ

Меркурий, ближайшая к Солнцу планета, обладает собственным магнитным полем, достаточным для создания собственной магнитосферы вокруг планеты. Оно было довольно подробно изучено в результате работы миссии MESSENGER (Mercury Surface, Space ENvironment, GEochemistry, and Ranging). Данный космический аппарат совершил более 4000 оборотов вокруг планеты с 2011 по 2015 г. Формирование магнитосферы связано с возникающими в пространстве вокруг планеты токами, которые создают свое собственное магнитное поле, накладывающееся на планетарное магнитное поле. Эти токи, и, следовательно, создаваемое ими магнитное поле, могут меняться от пролета к пролету, или даже на масштабах одной орбиты КА из-за небольшого времени реконфигурации магнитосферы Меркурия, которое составляет порядка нескольких минут (Slavin и др., 2009). Для учета этих вкладов и для уточнения

оценки планетарного магнитного момента требуется модель магнитосферного поля.

Собственный магнитный момент Меркурия направлен на юг, как у Земли, но значительно слабее его. Магнитное поле на экваторе Меркурия составляет ~192 нТл, а центр диполя сдвинут к северу относительно центра планеты на $\sim 0.18 R_M$, где R_M — радиус Меркурия, равный 2439 км (Alexeev и др., 2008). Наклон диполя к оси вращения Меркурия относительно мал, $\sim 4^\circ$, с западной долготой в 193° для северного полюса.

Шкалой, характеризующей размер магнитосферы, является расстояние от центра планеты до подсолнечной точки магнитопаузы R_1 . Магнитосфера Меркурия по размеру невелика, ее масштаб в среднем порядка $1.4 R_M$ (Winslow и др., 2013), что составляет около 5% от земной магнитосферы. Большой эксцентриситет орбиты Меркурия (0.309 а. е. в перигелии и 0.469 а. е. в афелии) приводит к возникновению вариаций расстояния до подсолнечной точки из-за изменения давления солнечного ветра (Winslow и др.,

2013). Во время экстремальных событий, когда давление солнечного ветра очень велико, низкоширотная дневная магнитопауза может исчезнуть (Slavin и др., 2019). Также, при возрастании давления солнечного ветра и последующем приближении магнитопаузы к Меркурию, внутри него усиливаются индукционные токи, противодействующие сжатию магнитосферы, что может привести к увеличению дипольного момента планеты на 5% (Johnson и др., 2016).

Основной проблемой в создании динамической модели магнитного поля по данным КА MESSENGER является отсутствие данных о солнечном ветре выше по потоку относительно магнитосферы Меркурия во время нахождения КА внутри магнитосферы. За счет того, что время реконфигурации магнитосферы Меркурия составляет ~2 мин., измерения, проведенные до входа внутрь магнитосферы, были не актуальны для описания состояния магнитосферы уже через несколько минут при длительности внутримангнитосферного участка траектории в 1.5 ч. Таким образом, оценку динамического состояния магнитосферы можно получить только из наблюдений внутри магнитосферы при помощи модели.

Целью данной работы является определение оптимальных параметров токовых систем магнитосферы путем фитирования внутримангнитосферного магнитного поля, измеренного на борту КА MESSENGER за апрель 2011 г. Из всей миссии длительностью более четырех лет мы выбрали короткий промежуток времени работы КА на орбите для отработки метода анализа магнитосферных токовых систем. Для фитирования мы используем обновленную реализацию программы метода минимизации функционалов типа χ^2 FUMILIM (Sitnik и др., 2020; 2024). Параметры магнитосферы Меркурия анализируются при помощи параболоидной модели магнитосферы. Она была представлена в работе (Alexeev и др., 2008) для анализа данных КА Mariner-10, а затем для анализа первых двух пролетов КА MESSENGER в работе (Alexeev и др., 2010), где было включено влияние наклона диполя. В работе (Johnson и др., 2012) на основе параболоидной модели (Alexeev и др., 2008; 2010) и орбитальных данных MESSENGER за период с 24 марта 2011 г. по 12 декабря 2011 г. была получена усредненная по времени модель магнитосферы Меркурия.

Работа состоит из следующих разделов: данные КА MESSENGER, используемая в расчетах параболоидная модель магнитосферы и программа для фитирования модели описаны в разделе “Методика”; в разделе “Определение

оптимальных параметров токовых систем” описаны результаты наилучшего фитирования параметров токовых систем магнитосферы планеты на основе минимизации параметра χ^2 и дано сравнение с другой моделью магнитосферного магнитного поля; в разделе “Обсуждение” рассмотрены полученные результаты и пути возможного их улучшения; в разделе “Выводы” описаны полученные результаты работы.

МЕТОДИКА

Данные магнитометра КА MESSENGER

Данные о магнитном поле, измеренном на борту КА MESSENGER, были получены из архива планетарных данных (<https://pds-ppi.igpp.ucla.edu/search/?sc=Messenger&t=Mercury-&i=MAG>). Магнитометр и основные режимы его работы были подробно описаны в работе Anderson и др. (2007). Так как исходные данные были описаны в системе координат MSO (Mercury Solar Orbital), а параболоидная модель использует координаты в системе MSM (Mercury Solar Magnetospheric) в качестве входных, необходимо было провести их преобразование. Сдвиг внутреннего диполя планеты приводит к смещению начала координат, которое совпадает с центром планеты в случае системы координат MSO и с положением диполя в случае системы координат MSM. В системе координат MSO ось x направлена от центра планеты к Солнцу; ось z — перпендикулярна орбитальной плоскости Меркурия и направлена положительно на северный полюс мира; ось y — завершает правую тройку векторов. Система координат MSM получается из MSO путем сдвига центра системы координат на $-0.18 R_M$.

Параболоидная модель

Мы используем “параболоидную” модель магнитосферы Меркурия, основанную на моделях магнитосферы Земли (Alexeev и др., 2003). Данная модель описывает поле меркурианского диполя, сдвинутого от центра планеты, поле токов на магнитопаузе и токовую систему хвоста, включающую ток поперек хвоста магнитосферы и токи его замыкания на магнитопаузе. Магнитопауза аппроксимируется параболоидом вращения. Также учитывается частично проникающее в магнитосферу межпланетное магнитное поле (ММП). Подробно модель описана в работах (Alexeev и др., 2008; 2010).

Параболоидная модель имеет несколько преимуществ по сравнению с отмасштабированными для случая Меркурия моделями магнитосферы Земли. В частности, параболическая модель позволяет отдельно определять системы магнитопаузы и хвостового тока, чтобы позволяет лучше отразить условия в магнитосфере. Кроме того, параболическая модель также отдельно параметризует влияния высокой эффективности пересоединения, а также интенсивность и ориентацию ММП, и позволяет использовать значения, аналогичные тем, которые обнаружены на Меркурии, соответствующие его местоположению во внутренней гелиосфере. Масштабированные модели Земли довольно сложно модифицировать, включив в них какой-либо из этих важных факторов. Этот момент очень важен по ряду причин, включая, например, преобладание B_x -компоненты ММП на орбите Меркурия, что может иметь решающее значение для понимания структуры и некоторых динамических аспектов этой магнитосферы.

Параболоидная модель поля магнитосферы Меркурия определяется следующими параметрами: 1) R_1 — расстояние от центра Меркурия до подсолнечной точки на магнитопаузе; 2) R_2 — расстояние от центра планеты до внутреннего края токового слоя хвоста магнитосферы; 3) B_{M0} — магнитное поле диполя на экваторе Меркурия; 4) величина магнитного поля токового слоя хвоста магнитосферы на его внутреннем крае — B_t/α_0 , где $\alpha_0 = (1 + 2R_2/R_1)^{1/2}$; 5) Ψ — угол наклона между направлением магнитного диполя и направлением Z_{MSO} , хотя в данной работе для простоты предполагалось, что в первом приближении диполь не имеет угла наклона; 6) z_0 — смещение токового слоя хвоста относительно магнитной экваториальной плоскости; 7) b — часть проникающего в магнитосферу межпланетного магнитного поля B , задаваемого как $b = k_{IMF} \times B$, где k_{IMF} — коэффициент проникновения ММП в магнитосферу Меркурия. На рис. 1 представлена схема, иллюстрирующая основные параметры параболической модели магнитосферы Меркурия.

Внутри модельной магнитопаузы мы предполагаем два физических источника магнитного поля: внутреннее дипольное поле Меркурия и ток нейтрального слоя на ночной стороне планеты. Оба модуля создают магнитные поля, нормальные к границе магнитопаузы и экранированные токами магнитопаузы. Введение параболической системы координат позволяет найти

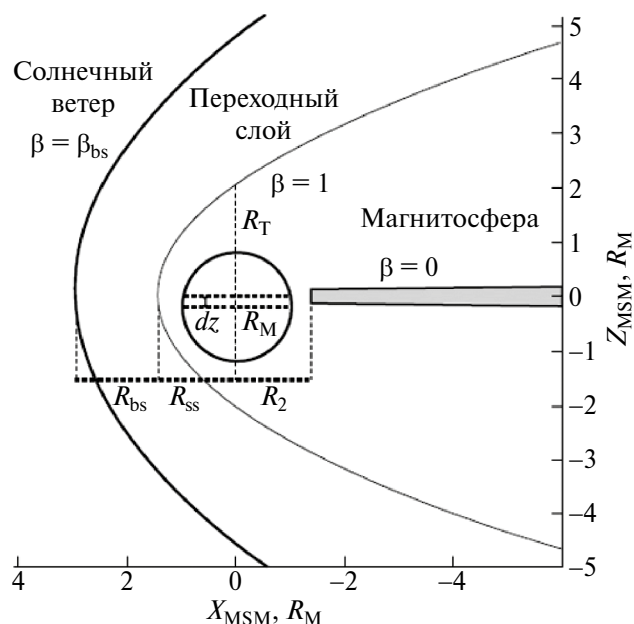


Рис. 1. Схема, иллюстрирующая основные параметры параболической модели магнитосферы Меркурия в солнечно-магнитосферной системе координат MSM. Параболоид вращения с параболической координатой $\beta = \beta_{bs}$ описывает поверхность головной ударной волны, параболический координатой $\beta = 1$ описывает поверхность магнитопаузы с расстоянием до подсолнечной точки $R_{ss} = R_1$.

аналитическое решение задачи экранировки дипольного поля параболической магнитопаузой. Тем не менее расчет структуры магнитосферы — расчет трехмерной формы силовых линий — приходится проводить численно.

Программа FUMILIM

Вариации параметров солнечного ветра и изменения в магнитосферных токовых системах приводят к изменениям магнитосферного магнитного поля со временем. Один из способов описания этих изменений состоит в изменении параметров токовых систем от одной орбиты к другой, в предположении, что в течение приблизительно часа состояние магнитосферы является стационарным, а в течение одного оборота КА — 12 ч. (или 8 ч. после июня 2012 г.) — параметры магнитосферы могут изменяться. Имея данные магнитометра вдоль орбит КА MESSENGER, можно найти параметры магнитосферных токовых систем, используя метод

максимального правдоподобия, находя минимум величины χ^2 :

$$\chi^2 = \sum_{1 \leq i \leq N} f_i, \text{ где } f_i = \frac{(B_{eix} - B_{uix})^2}{B_{eix}} + \frac{(B_{eiy} - B_{uiy})^2}{B_{eiy}} + \frac{(B_{eiz} - B_{uiz})^2}{B_{eiz}},$$

где f_i — квадрат величины вектора разности измеренного вектора магнитного поля B_{ei} и вектора магнитного поля, предсказываемого моделью B_{ui} в данной точке траектории i .

Программа для поиска минимума функционала, уравнение (1), рассчитывает модельный вектор магнитного поля B_{ui} , используя теоретическую параболоидную модель со свободными параметрами, которая позволяет рассчитать магнитное поле в магнитосфере планеты и сравнить его с полученными экспериментальными данными. Для определения параметров модели, дающих наилучшее фитирование, которые минимизируют среднеквадратичное стандартное отклонение между вектором модельного поля и измеренным магнитным полем, мы использовали код FUMILIM (Sitnik и др., 2020; 2024).

Для используемого набора данных при поиске минимума функционала (уравнение (1)) имеет смысл использовать информацию о знаке разности $B_{ei} - B_{ui}$, или, учитывая не только модуль векторов разности, но также и угол между двумя векторами. Подход, использованный в (Алехеев и др., 2010), учитывал только модуль вектора невязки и терял чувствительность к знаку различия между экспериментом и теорией. Этот эффект был особенно выражен для параметра, который существенен только для одной из составляющих векторной функции (к таким параметрам относятся значения соответствующих компонент ММП, проникающих в магнитосферу). Новая версия программы поиска минимума функционала FUMILIM (Sitnik и др., 2020; 2024) может аккуратно работать в том числе и с векторными функциями. В новой версии пакета программе передаются все три компоненты вектора невязки, упомянутые в уравнении (1).

Наша задача состоит в нахождении параметров, описывающих состояние токовых систем магнитосферы Меркурия, образующихся при взаимодействии плазмы солнечного ветра с планетарным полем. Нами был проведен тестовый запуск на пяти первых

из рассматриваемых орбитах. Для фитирования параметров токовых систем магнитосферы нами выбирался внутримангнитосферный участок, который для каждого витка занимает около часа. На этом участке есть перигермий — точка ближайшего сближения КА MESSENGER с Меркурием (поле максимально в этой точке — более 400 нТл). От этой точки мы расширяем отрезок для расчета χ^2 , рассматривая только ту часть витка, где возмущения магнитного поля слабы, а не всю внутримангнитосферную часть траектории от последнего пересечения магнитопаузы на нисходящей части орбиты до первого пересечения магнитопаузы на восходящей части орбиты. Делается это из-за наличия областей возмущений у границ магнитопаузы, которые являются помехой для определения глобальных токовых систем. Из построенного χ^2 -распределения (рис. 2), полученного в процессе обработки данных с пяти витков КА вокруг Меркурия, видно, что выбор участка траектории внутри магнитосферы, где возмущения большой амплитуды в районе магнитопаузы уже отброшены, проведен вполне удовлетворительно, и число точек, в которых χ^2 превышает двойное среднее, невелико. Если построить временные профили экспериментальных данных и результаты обработки одного из витков спутника для трех составляющих магнитного поля, то полученные кривые практически сливаются, из-за плотности экспериментальных точек трудно различить модельные и экспериментальные кривые.

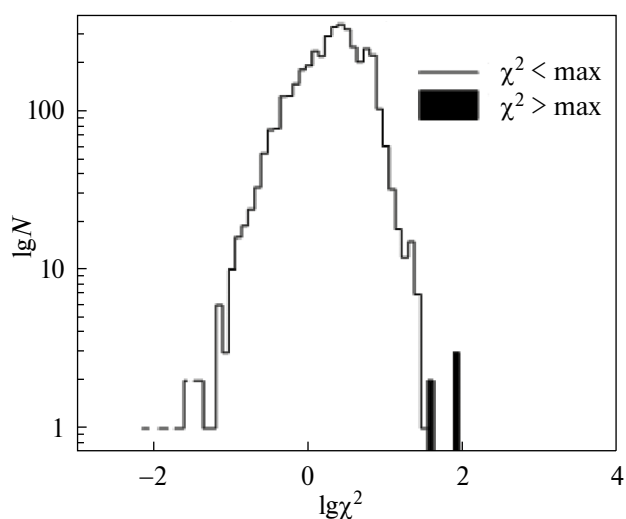


Рис. 2. Распределение χ^2 для первых пяти из рассматриваемых орбит.

Данные для гистограммы χ^2 формируются пакетом FUMILIM, а временные профили экспериментальных данных и модельные компоненты вектора поля строятся подпрограммой, встроенной в оболочку, которая выполняется сразу после окончания программы поиска минимума χ^2 , который задает оптимальные для данного витка параметры параболоидной модели.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОПТИМАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ ТОКОВЫХ СИСТЕМ

После проведения тестовых расчетов мы рассмотрели вариант обработки данных, полученных КА MESSENGER за первые 10 дней работы в апреле 2011 г., и в результате обработали 16 витков (для некоторых витков ряд данных был неполным). Наилучшая точность определения параметров для рассмотренных 16 витков была достигнута для интервала усреднения, равного 4 с. Тем самым “вес” исходного массива был понижен в четыре раза без заметной потери точности. При обработке массива было оптимизировано 112 параметров — 16 раз по 7 параметров модели магнитосферы для каждого отдельного витка. Параметры планетарного диполя (поле на экваторе, коширота и долгота северного полюса и смещения центра диполя по всем трем осям относительно центра планеты) для упрощения мы считали неизменными для всего рассматриваемого интервала времени. Для каждого оборота MESSENGER вокруг Меркурия параметры магнитосферы мы считали неизменными в течение всего магнитосферного участка траектории, который длился в среднем около часа. Два последовательных оборота разделяли 12 ч, во время которых, как правило, происходили изменения размеров и интенсивности магнитосферных токовых систем, как вследствие изменения условий в солнечном ветре, так и из-за внутренней динамики магнитосферы. Мы рассматривали только две магнитосферные токовые системы — токи на магнитопаузе, экранирующие дипольное поле от проникновения в переходный слой, и токовую систему хвоста магнитосферы. В итоге состояние магнитосферы на каждом витке описывалось четырьмя параметрами: B_t — поле токового слоя у его переднего края в нТл, R_1 — расстояние до подсолнечной точки на магнитопаузе в R_M , R_2 — расстояние до переднего края токового слоя в R_M , z_0 — смещение плоскости токового слоя в вертикальном направлении

относительно экваториальной плоскости магнитосферной системы координат в R_M . Еще три параметра задают три компоненты постоянного (меняющегося от одной орбиты к другой, но постоянного вдоль фиксированной орбиты MESSENGER) вектора магнитного поля, который делает невязку модели и измерений минимальной. Этот вектор B_{IMF} формируется проникающим из переходного слоя в магнитосферу вектором ММП и, как следствие, регулярного отклонения параболоида вращения от реальной магнитосферы, которое дает “корректирующую константу” в поле токов на магнитопаузе. В будущем, когда будет выполнено усреднение в невозмущенном потоке солнечного ветра, мы будем знать зависимость от времени вектора ММП и сможем разделить эти два члена в B_{IMF} . Однако сейчас остается неопределенность как в пространственном распределении проникающего межпланетного поля, так и в относительной величине коэффициента проникновения для разных компонент. Предварительные теоретические оценки дают коэффициент примерно 0.3 для B_{IMFy} , B_{IMFz} или для $B_{\perp}$ — перпендикулярной к линии Меркурий–Солнце компоненты — и на порядок меньше для продольного поля B_{IMFx} .

На рис. 3 приведены рассчитанные параметры параболоидной модели магнитосферы Меркурия с 28-го по 44-й виток КА MESSENGER. Величины R_1 , полученные в результате обработки всех рассматриваемых витков при помощи параболоидной модели, находятся в интервале $1.4 - 1.5 R_M$, что хорошо согласуется с полученными ранее другими методами результатами (Winslow др., 2013; Philpott и др., 2020). При этом заметна сильная изменчивость этого параметра, и, как следствие, всей небольшой магнитосферы Меркурия в целом. Параметры R_1 , R_2 , за исключением отдельных выбросов на “плохих” витках, варьируют в пределах нескольких десятков процентов. Они не сильно разнятся для соседних орбит, что указывает на достоверность полученных результатов. Тем не менее мы можем проанализировать изменения, которые произошли после первых пролетов MESSENGER к апрелю 2011 г. (к началу эпохи орбитальной фазы миссии MESSENGER). Размер полярной шапки на Меркурии колеблется около средней величины, равной 46° . Средние за 16 витков в апреле 2011 г. значения оптимальных параметров, дающих минимальную невязку с данными MESSENGER, таковы: поле токового слоя у его

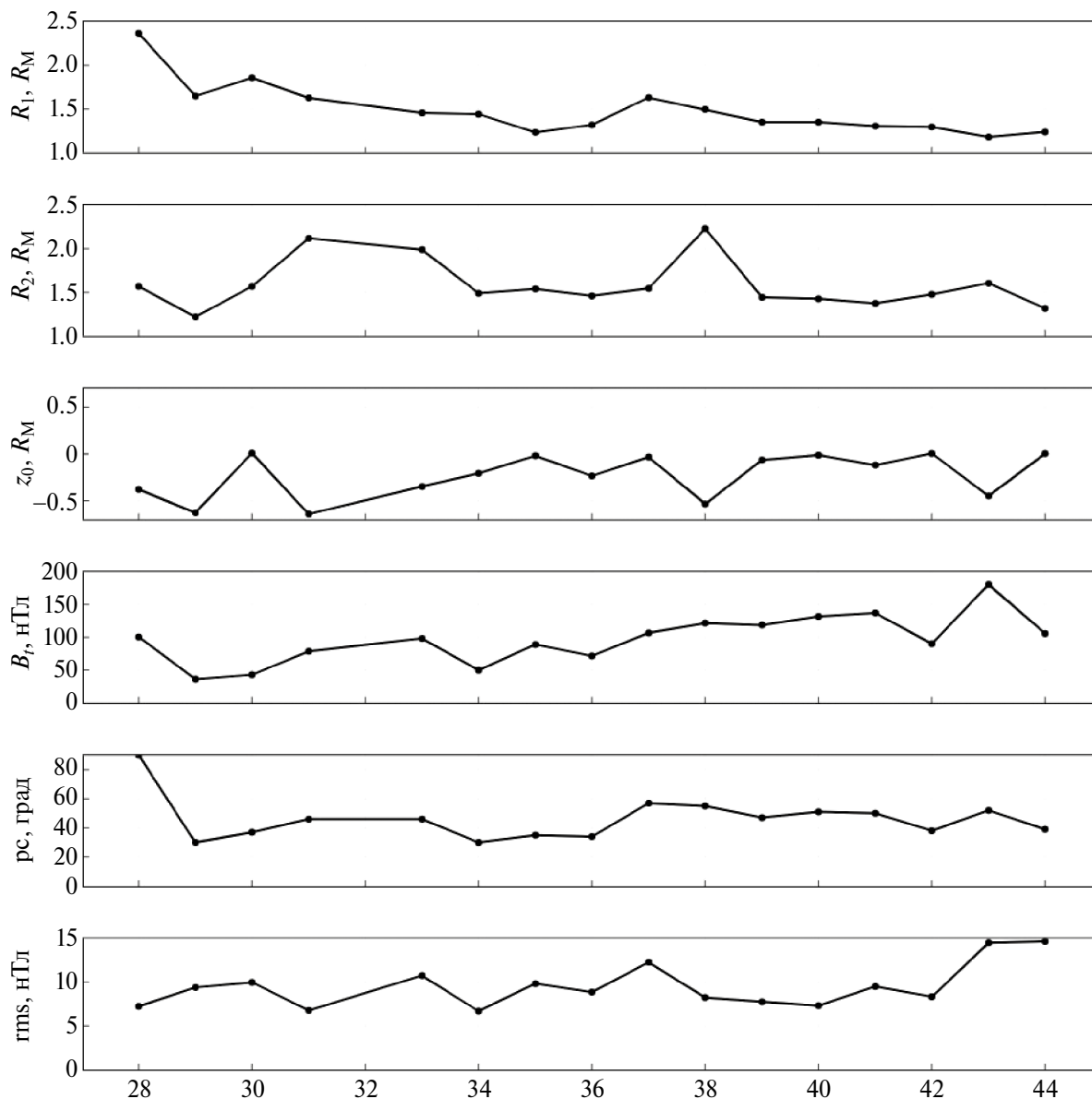


Рис. 3. Рассчитанные параметры параболоидной модели магнитосферы Меркурия с 28-го по 44-й витки КА MESSENGER. По оси абсцисс указан номер витка, по оси ординат – величины расстояния до подсолнечной точки R_1 , расстояния до хвоста магнитопаузы R_2 , смещения токового слоя хвоста относительно магнитной экваториальной плоскости z_0 , величины модуля магнитного поля на переднем крае токового слоя хвоста B_t , границы полярной шапки rc и невязки rms .

внутреннего края $B_t = 97.35$ нТл, – это несколько меньше среднего поля токового слоя по данным Alexeev и др. (2010), размер магнитосферы $R_1 = 1.49 R_M$, расстояние до переднего края токового слоя $R_2 = 1.58 R_M$, вертикальное смещение токового слоя $z_0 = -0.23 R_M$, модуль константы, которая добавляется к модельному полю, чтобы уменьшить невязку, равен $B_i = 8.15$ нТл. По компонентам это $B_{i,x} = -0.77$ нТл, $B_{i,y} = 1.28$ нТл, и $B_{i,z} = 5.18$ нТл. Эта величина примерно

соответствует имеющимся оценкам коэффициента проникновения межпланетного поля, равного 0.2, однако направление этого вектора не соответствует преобладанию радиальной компоненты магнитного поля в окрестности Меркурия. Для более точной оценки и коэффициента проникновения, и величины корректирующей константы необходима дальнейшая работа с данными, которая даст возможность разделить вклад каждой из компонент и сделать

оценку их относительной величины. Для этого, необходимо обработать доступный массив данных (пока обработано только 2% данных) и дополнить модель описанием переменного флэринга магнитопаузы и моделью поля в переходном слое. Среднеквадратичное отклонение теории от эксперимента меняется от 6.67 нТл для рекордного по точности 34-го витка, до 14.65 нТл для самого “плохого” 44-го витка. При этом при усреднении по всему массиву получаем невязку 9.49 нТл.

Сравнение с моделью KT17

На настоящий момент существуют еще две эмпирические модели магнитосферы Меркурия, основанные на подходе к моделированию магнитосферы Земли с использованием большого массива данных (Tsyanenko, 2013), KT14 (Korth и др., 2015) и KT17 (Korth и др., 2017). Модель KT14 представляет собой среднюю модель магнитосферы Меркурия с внутренним дипольным магнитным полем ($190 \text{ нТл} \times R_M^3$), сдвинутым относительно центра планеты на 479 км и внешним магнитосферным магнитным полем, создаваемым токами на магнитопаузе и в токовом слое хвоста магнитосферы. Для построения модели использовались данные, полученные внутри магнитосферы (определяемой интервалами между самыми внутренними пересечениями магнитопаузы из работы (Winslow и др., 2013) в период с 24 марта 2011 г. по 28 ноября 2012 г. (7 меркурианских лет). Динамическая модель KT17 (Korth и др., 2017) стала развитием модели KT14; в ней используются та же структура и математическая основа, однако постоянные значения расстояния до подсолнечной точки магнитопаузы и параметров силы тока в хвосте магнитосферы в модели KT14 были заменены линейными зависимостями от индекса магнитной возмущенности (Anderson и др., 2013). Все остальные параметры модели остались идентичными модели KT14 (Korth и др., 2015).

Модели KT14 и KT17 отличаются более сложной структурой магнитосферных токовых систем с большим числом свободных параметров, определяющих эти токи, чем в параболоидной модели. Однако некоторые из этих параметров нельзя сопоставить с конкретно наблюдаемыми физическими величинами и можно сравнивать только друг с другом. Распределение тока в этих моделях описывается диском в ближней к планете части хвоста магнитосферы и слоем

в дальней части хвоста. Эти геометрические аппроксимации были введены для того, чтобы избежать нефизически резкого внутреннего края токового слоя, который присутствует в параболоидной модели. Итоговое магнитное поле токового слоя хвоста является суммой вкладов от диска B_d и от слоя B_s . В соответствии с моделью Johnson и др. (2012) авторы установили расстояние до внутреннего края токового слоя равным $\rho_1 = 1.41 R_M$. Номинальная полутолщина токового слоя хвоста d_0 также была взята из работы (Johnson и др., 2012). Эмпирическое определение формы магнитопаузы Меркурия (Winslow и др., 2013) показало, что средняя наблюдаемая форма отличается от параболоида вращения, особенно в ночной стороне магнитосферы, и лучше представляется функциональной формой, предложенной Shue и др. (1997) для земной магнитосферы. Различия в форме магнитопаузы приводят к различиям между наблюдаемыми полями и предсказаниями модели в регионах вблизи дневной магнитопаузы и в высоких северных широтах. Поэтому для модели магнитопаузы в моделях KT14 и KT17 была использована форма Shue и др. (1997) с наилучшими параметрами фитирования для стационарной модели KT14, равными $R_1 = 1.42 R_M$ и $\alpha = 0.5$.

В результате сравнения с усредненной параболоидной моделью Johnson и др. (2012) и Korth и др. (2015) сделали вывод, что невязки вблизи дневной магнитопаузы для модели KT14 больше, чем у параболоидной модели магнитосферы; для ночной стороны невязки для моделей KT14 и параболоидной аналогичны. Большие невязки по B_ϕ обнаружены как для восходящей, так и для нисходящей частей орбит и простираются примерно от 30° N до северного полюса, вероятнее всего, связаны с продольными токами Биркеланда (Anderson и др., 2014). Величины невязок больше на нисходящей части орбиты, чем на восходящей, что согласуется с возрастанием продольных токов на более низких высотах, где сходятся магнитные силовые линии. Распределение невязок B_ϕ для модели KT14 аналогичны для полученных в параболоидной модели, хотя возмущения относительно последней модели немного меньше (Korth и др., 2015). Для модели KT17, несмотря на улучшения параметризации внешнего поля, невязка между наблюдаемым и моделированным магнитным полем внутри магнитосферы лишь немного улучшилась по сравнению со статической моделью KT14.

Однако пространственные распределения невязок компонент магнитного поля показывают значительное улучшение точности модели вблизи магнитопаузы, во всех остальных частях невязки аналогичны по величине статической модели Korth и др. (2017). В итоге для KT14 была получена средняя невязка, равная $\bar{\delta B} = 24.8$ нТл. Итоговая невязка модели KT17, рассчитанная для полного набора данных КА MESSENGER, составляет 25.3 нТл, что слегка выше из-за более высокой активности в магнитосфере Меркурия в неучтенных для KT14 витках.

Мы сравнили результаты с результатами моделирования по модели KT17 (<https://pds-ppi.igpp.ucla.edu/search/view/?f=yes&id=pds://PPI/mess-mag-kt17-model-residuals/data-sci-mso>). Невязка для спокойных внутримангнитосферных участков моделирования рассчитывалась по формуле:

$$\bar{\delta B} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (B_{x,\text{exp}} - B_{x,\text{mod}})^2 + (B_{y,\text{exp}} - B_{y,\text{mod}})^2 + (B_{z,\text{exp}} - B_{z,\text{mod}})^2}{N}}, \quad (2)$$

где N — число точек данных, $B_{i,\text{exp}}$ — значения компонент измеренного вектора магнитного поля, $B_{i,\text{mod}}$ — значения компонент модельного вектора магнитного поля.

На рис. 4, 5, 6 показаны экспериментальные данные и модельные результаты, полученные после определения оптимальных параметров, для трех компонент и суммарного вектора магнитного поля. Показаны как результаты обработки при помощи параболоидной модели, так и результаты KT17.

На рис. 4 видно, почему для нахождения оптимальных параметров токовых систем нами выбиралась лишь гладкая часть внутримангнитосферного участка (границы красной кривой на рисунке), определяемого точками пересечений магнитопаузы, отобранным вручную по данным магнитометра (Winslow и др., 2013; Philpott и др., 2020). Ввиду очень сильных высокочастотных вариаций, присутствующих вблизи магнитопаузы планеты с величиной до 50 нТл (более 10% от максимума в перигермии), данные участки могут внести в итоговый результат моделирования большую неточность и связаны с процессами, не учитываемыми моделью. На рассматриваемых нами участках невязка также значительно меньше для модели KT17, поэтому мы пересчитали значения

и для нее. В итоге для данного витка невязка для модуля магнитного поля для параболоидной модели составляет 14.5 нТл, а для модели KT17 — 23.8 нТл, т.е. результаты фитирования параболоидной моделью почти в два раза лучше.

На некоторых витках результаты фитирования параболоидной моделью и KT17 довольно близки. Для витка 37 (рис. 5) невязка для параболоидной модели составляет 12.27 нТл, а для KT17 — 14.95 нТл. Это связано, в том числе с тем, что, как видно из рисунка, параболоидная модель плохо отработала в области пересечения космическим аппаратом токового слоя хвоста магнитосферы, в то время как модель KT17 близка к описанию уменьшения поля в районе хвоста.

В компоненте B_y наблюдаются некоторые расхождения экспериментальных и модельных данных после прохождения КА наибольшего приближения к планете. Это расхождение возникает из-за отсутствия в параболоидной модели компоненты магнитного поля, возникающей из-за продольных токов.

Среди обработанных витков есть витки, где результаты обработки параболоидной моделью гораздо лучше, чем для модели KT17. На рис. 6 приведены измерения для 30-го витка КА MESSENGER. Невязка для параболоидной модели для этого витка составляет 9.97 нТл, а для KT17 — 24.85 нТл, что почти в три раза хуже, чем для параболоидной модели.

ОБСУЖДЕНИЕ

Результаты фитирования наблюдений КА MESSENGER параболоидной моделью магнитосферы говорят о том, что во время каждого из пролетов магнитосфера Меркурия каждый раз находилась в новом состоянии. Эти состояния соответствуют различным расстояниям до подсолнечной точки, различным расстояниям до внутреннего края токового слоя хвоста магнитосферы, различным магнитным потокам долей хвоста и размерам полярной шапки, различным вертикальным смещениям плоскости токового слоя хвоста магнитосферы и различным величинам проникновения ММП.

Ключевым параметром параболоидной модели является расстояние до подсолнечной точки магнитопаузы R_1 . После фитирования данных была получена средняя его величина, которая составила $R_1 = 1.48 R_M$, что хорошо согласуется с предыдущими результатами

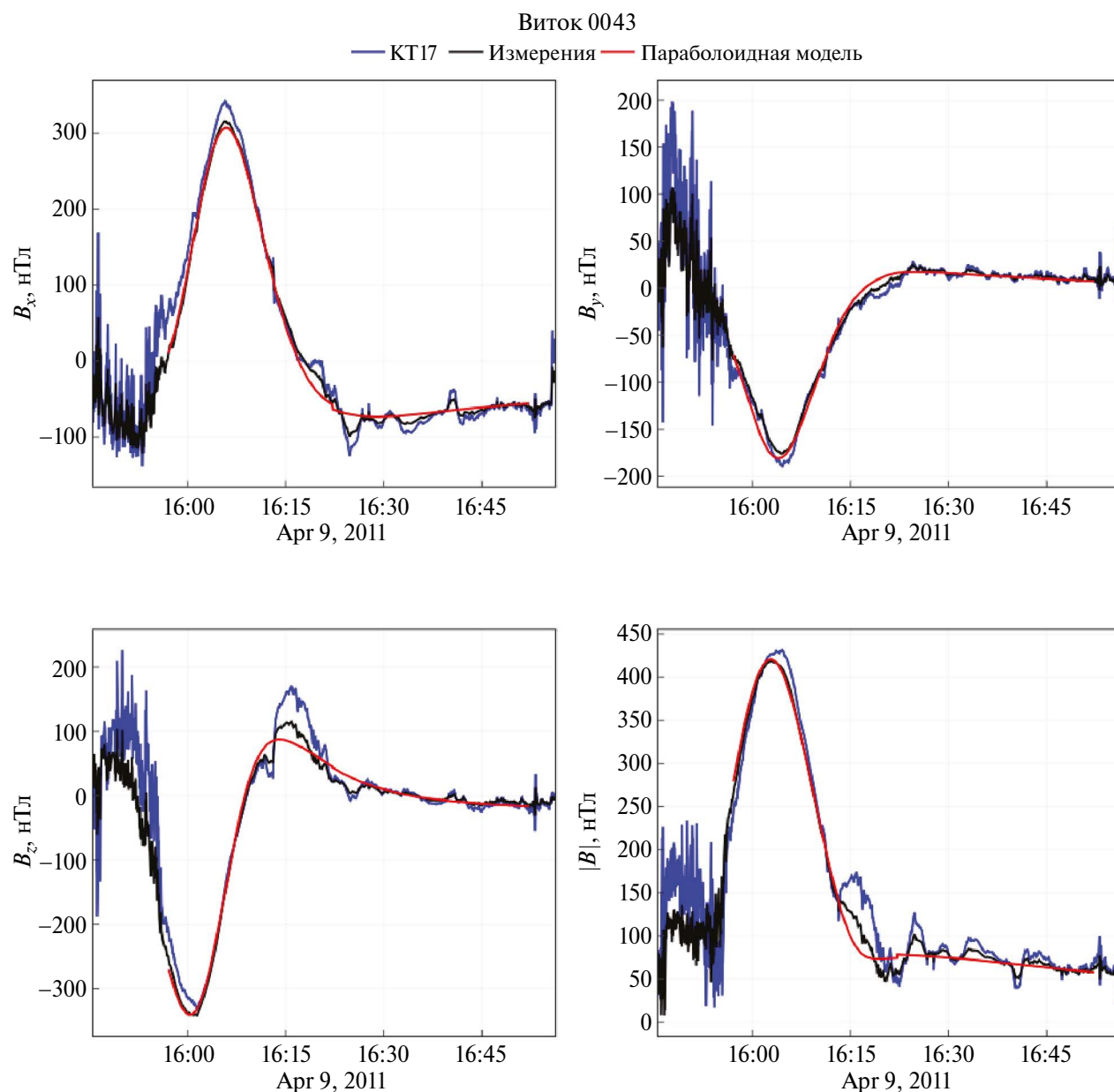


Рис. 4. Сравнение экспериментально измеренного (черный), рассчитанного по параболоидной модели (красный) и по модели KT17 (синий) магнитного поля для 43-го витка КА MESSENGER. Верхний ряд — x -компонента магнитного поля (слева), y -компонента (справа); нижний ряд — z -компонента (слева), модуль магнитного поля (справа).

в $1.46R_M$ (Philpott и др., 2020). Параметры R_1 , R_2 не сильно отличаются друг от друга для различных орбит, что говорит о достоверности полученных результатов. Это позволяет надеяться, что предложенный метод сделает возможным выделить временную динамику магнитосферы и ограничить число реальных параметров, описывающих эту динамику.

Также необходимо иметь ограничения на значения параметров.

Результаты говорят о том, что расстояние до подсолнечной точки магнитопаузы уменьшается с увеличением невязки, что и ожидается в случае, когда увеличенная возмущенность магнитосферы связана с возросшим динамическим давлением солнечного ветра. Также

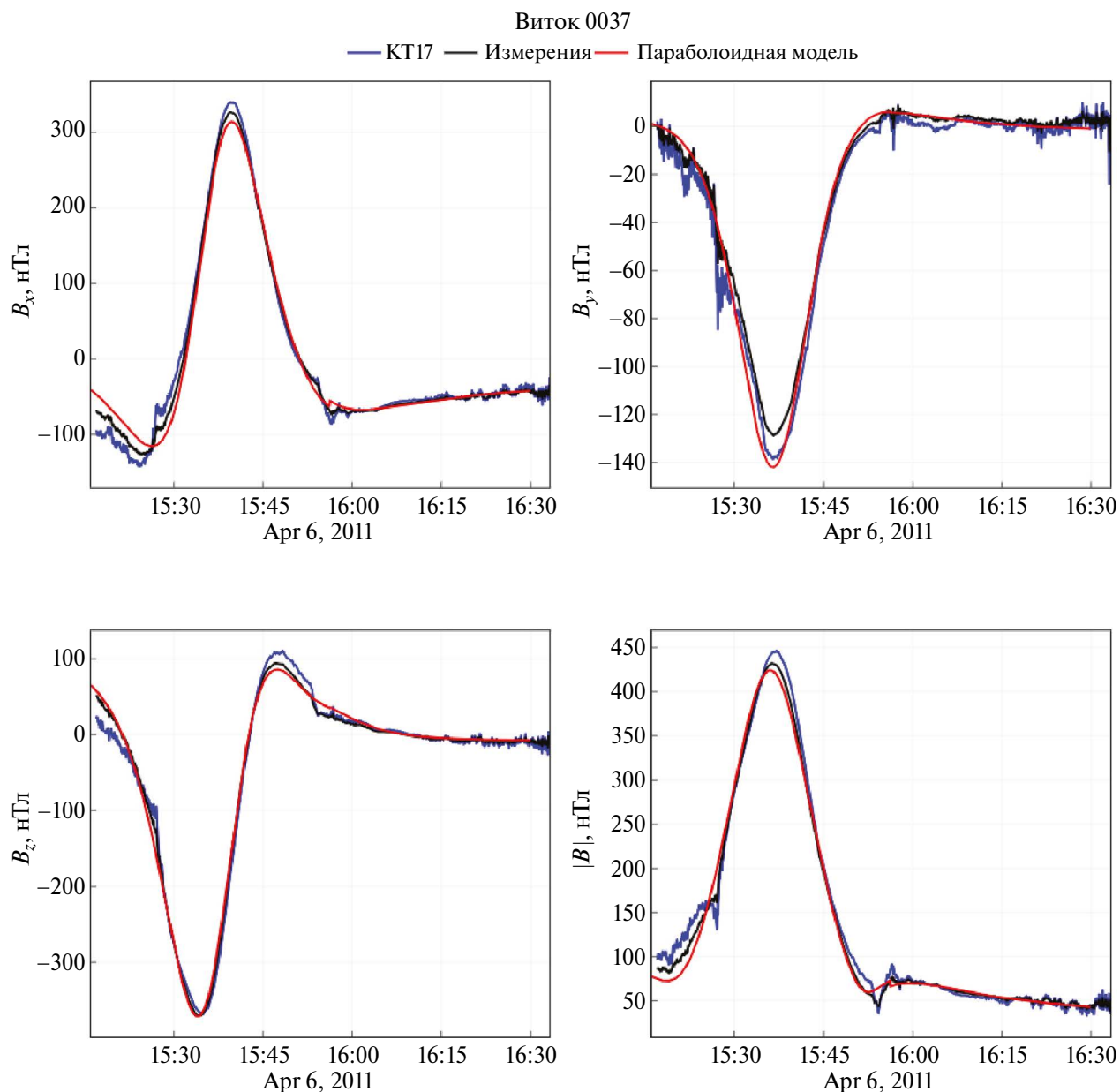


Рис. 5. Сравнение экспериментально измеренного (черный), рассчитанного по параболоидной модели (красный) и по модели KT17 (синий) магнитного поля для 37-го витка КА MESSENGER. Верхний ряд — x -компонента магнитного поля (слева), y -компонента (справа); нижний ряд — z -компонента (слева), модуль магнитного поля (справа).

результаты согласуются с гипотезой о том, что повышенная магнитная активность приводит к увеличенным скоростям пересоединения, более сильной циркуляции магнитного потока и, в конечном счете, к возрастанию силы тока поперек хвоста магнитосферы.

Динамическая модель KT17 (Korth и др., 2017) дает невязку того же порядка, что и для

земной магнитосферы — около 20 нТл. Несколько лучшие результаты получаются при сопоставлении данных MESSENGER со средней параболоидной моделью магнитосферы Меркурия (Johnson и др., 2012). Примерно вдвое меньшее среднеквадратичное отклонение измеренного поля от модельного дает параболоидная модель, параметры которой подобраны

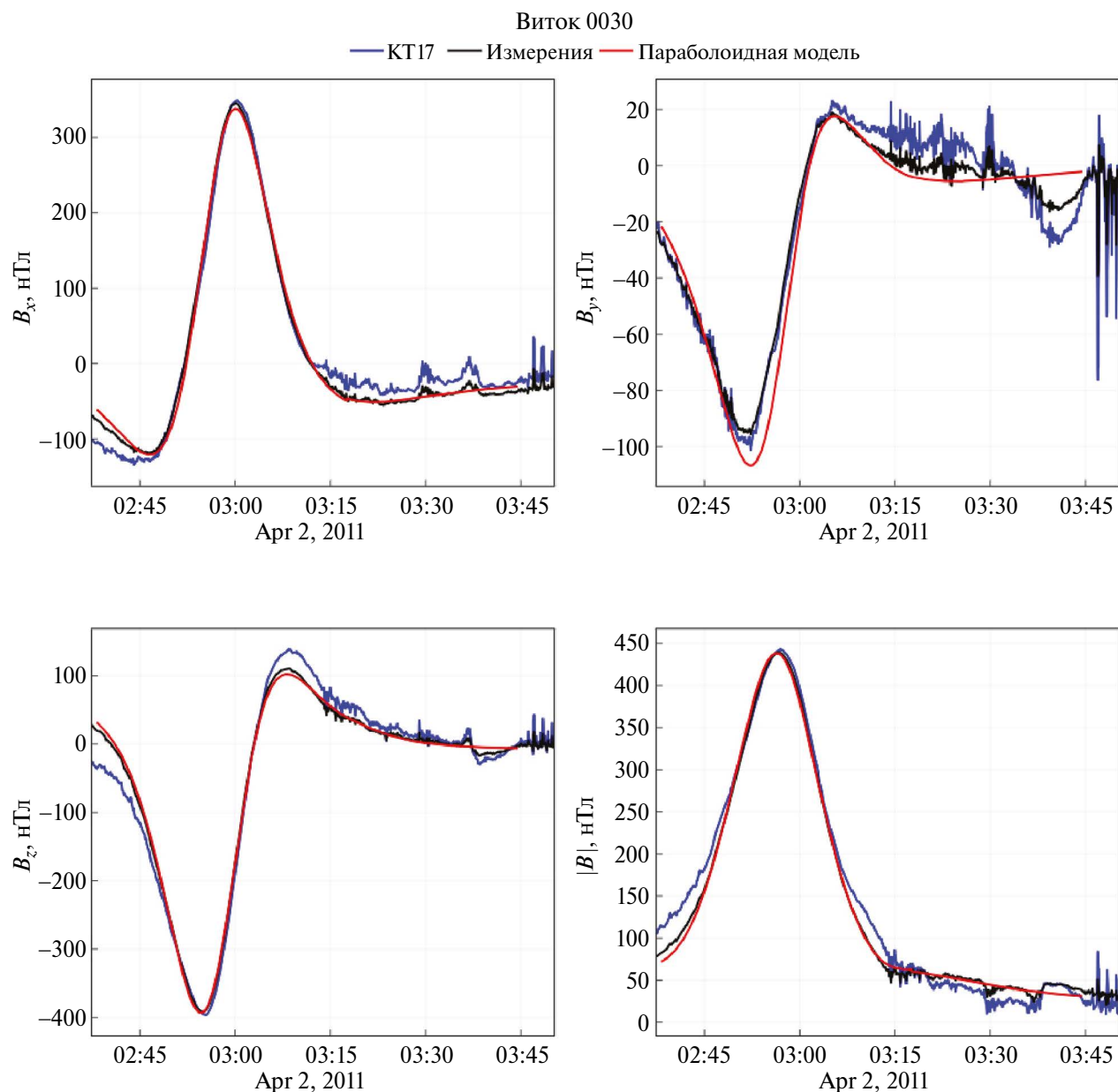


Рис. 6. Сравнение экспериментально измеренного (черный), рассчитанного по параболоидной модели (красный) и по модели КТ17 (синий) магнитного поля для 30-го витка КА MESSENGER. Верхний ряд — x -компонента магнитного поля (слева), y -компонента (справа); нижний ряд — z -компонента (слева), модуль магнитного поля (справа).

для каждого отдельного витка при нахождении минимума χ^2 по методу максимального правдоподобия (Alexeev и др., 2010; Sitnik и др., 2020).

Дальнейшее понимание магнитосферы Меркурия зависит от точного описания известных токов в хвосте и магнитопаузе, которые настолько свободны от разрывов

и математических артефактов, насколько это возможно, чтобы обеспечить надежное определение дополнительных внешних источников тока. Таким образом, существует необходимость в другом формализме, который мог бы учитывать наблюдаемую форму магнитопаузы и включать дополнительные внешние токовые системы.

ВЫВОДЫ

Наша оценка внутримангнитосферного поля Меркурия дает наименьшее стандартное отклонение между предсказаниями модели и данными MESSENGER, составляющее 9.5 нТл, по сравнению с 19.1 нТл для такого же внутримангнитосферного участка для модели KT17 (Korth и др., 2017).

Такой уровень согласия между моделью и экспериментальными данными возможен только в условиях, когда параметры магнитосферных токовых систем были определены отдельно для каждого пролета. Для каждого оборота были независимо определены магнитосферное расстояние, расстояние от центра планеты до внутреннего края токового слоя хвоста, магнитный поток в долях хвоста магнитосферы и смещение токового слоя хвоста относительно плоскости солнечно-магнитосферной экваториальной плоскости Меркурия.

Наша модель основана на априорном предположении, что положение, ориентация и величина дипольного момента не изменяются во времени. Солнечно-магнитосферные координаты на Меркурии определяются параметрами диполя (ориентация и сдвиг диполя). В результате, вклад магнитосферных токов в суммарное магнитосферное поле зависит в том числе от параметров диполя. Нами было получено хорошее согласие путем применения процедуры, в которой для каждой орбиты определялось состояние магнитосферы. Фитирование было в итоге проведено за несколько десятков шагов. В дальнейшем мы планируем рассчитать оптимальные параметры модели за все время работы спутника на орбите Меркурия — что составляет около 4000 витков в 2011–2015 г.

Также результаты расчетов по параболоидной модели могут использоваться в качестве затравочного поля для гибридной модели. В работе (Parunakian и др., 2017) этот метод был применен впервые в построении магнитосфер планет. Сравнение результатов расчетов по комбинированной модели с данными КА MESSENGER подтвердило хорошую точность модели. Комбинированная модель позволила получить самосогласованное магнитосферное магнитное поле и учесть наличие магнитосферной плазмы. Она позволила расширить возможности каждой из используемых моделей: полуэмпирической параболоидной модели и самосогласованной глобальной кинетической

модели. Уточнение параметров параболоидной модели для каждого витка MESSENGER может улучшить точность работы таких гибридных моделей.

Проведенное исследование показывает, что предложенный метод делает возможным моделирование магнитосферы Меркурия. На основе измерений КА MESSENGER и, в будущем, КА BepiColombo возможно оценить параметры магнитосферных токовых систем и получить структуру магнитного поля в магнитосфере.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке гранта РФФИ 21-52-12025.

Конфликт интересов: Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Alexeev I.I., Belenkaya E.S., Bobrovnikov S.Y., Kalegaev V.V. Modelling of the electromagnetic field in the interplanetary space and in the Earth's magnetosphere // *Space Sci. Rev.* 2003. V. 107. P. 7–26.
2. Alexeev I.I., Belenkaya E.S., Bobrovnikov S.Y., Slavin J.A., Sarantos M. Paraboloid model of Mercury's magnetosphere // *J. Geophys. Res.: Space Physics.* 2008. V. 113. № A12. P. 1–18.
3. Alexeev I.I., Belenkaya E.S., Slavin J.A., Korth H., Anderson B.J., Baker D.N., Boardsen S.A., Johnson C.L., Purucker M.E., Sarantos M., Solomon S.C. Mercury's magnetospheric magnetic field after the first two MESSENGER flybys // *Icarus.* 2010. V. 209. № 1. P. 23–39.
4. Anderson B.J., Acuna M.H., Lohr D.A., Scheifele J., Raval A., Korth H., Slavin J.A. The Magnetometer Instrument on MESSENGER // *The Messenger Mission to Mercury* / Eds: Domingue D.L., Russell C.T. NY: Springer, 2007. 623 p.
5. Anderson B.J., Johnson C.L., Korth H. A magnetic disturbance index for Mercury's magnetic field derived from MESSENGER magnetometer data // *Geochem., Geophys., Geosyst.* 2013. V. 14. № 9. P. 3875–3886.
6. Anderson B.J., Johnson C.L., Korth H., Slavin J.A., Winslow R.M., Phillips R.J., McNutt R.L., Solomon S.C. Steady-state field-aligned currents at Mercury // *Geophys. Res. Lett.* 2014. V. 41. № 21. P. 7444–7452.
7. Johnson C.L., Purucker M.E., Korth H., Anderson B.J., Winslow R.M., Al Asad M.M., Slavin J.A., Alexeev I.I., Phillips R.J., Zuber M.T., Solomon S.C. MESSENGER observations of Mercury's magnetic field structure // *J. Geophys. Res.: Planets.* 2012. V. 117. № E12. P.

8. Johnson C.L., Philpott L.C., Anderson B.J., Korth H., Hauck S.A., Heyner D., Phillips R.J., Winslow R.M., Solomon S.C. MESSENGER observations of induced magnetic fields in Mercury's core // *Geophys. Res. Lett.* 2016. V. 43. № 6. P. 2436–2444.
9. Korth H., Tsyganenko N.A., Johnson C.L., Philpott L.C., Anderson B.J., Al Asad M.M., Solomon S.C., McNutt R.L. Modular model for Mercury's magnetospheric magnetic field confined within the average observed magnetopause // *J. Geophys. Res.: Space Physics.* 2015. V. 120. № 6. P. 4503–4518.
10. Korth H., Johnson C.L., Philpott L., Tsyganenko N.A., Anderson B.J. A dynamic model of Mercury's magnetospheric magnetic field // *Geophys. Res. Lett.* 2017. V. 44. № 20. P. 10147–10154.
11. Parunakian D., Dyadechkin S., Alexeev I., Belenkaya E., Khodachenko M., Kallio E., Alho M. Simulation of Mercury's magnetosheath with a combined hybrid-paraboloid model // *J. Geophys. Res.: Space Physics.* 2017. V. 122. № 8. P. 8310–8326.
12. Philpott L.C., Johnson C.L., Anderson B.J., Winslow R.M. The shape of Mercury's magnetopause: The picture from MESSENGER magnetometer observations and future prospects for BepiColombo // *J. Geophys. Res.: Space Physics.* 2020. V. 125. № 5. P.
13. Shue J.-H., Chao J.K., Fu H.C., Russell C.T., Song P., Khurana K.K., Singer H.J. A new functional form to study the solar wind control of the magnetopause size and shape // *J. Geophys. Res.: Space Physics.* 1997. V. 102. № A5. P. 9497–9511.
14. Sitnik I.M., Alexeev I.I., Selugin O.V. The final version of the FUMILIM minimization package // *Computer Phys. Commun.* 2020. V. 251. P. 1.
15. Sitnik I.M., Alexeev I.I., Nevsky D.V. Debugging the FUMILIM minimization package // *Computer Phys. Commun.* 2024. V. 294. P. 1–2.
16. Slavin J.A., Acuña M.H., Anderson B.J., Baker D.N., Benna M., Boardsen S.A., Gloeckler G., Gold R.E., Ho G.C., Korth H. and 8 co-authors. MESSENGER observations of magnetic reconnection in Mercury's magnetosphere // *Science.* 2009. V. 324. № 5927. P. 606–610.
17. Slavin J.A., Middleton H.R., Raines J.M., Jia X., Zhong J., Sun W.-J., Livi S., Imber S.M., Poh G.-K., Akhavan-Tafti M., and 5 co-authors. MESSENGER observations of disappearing dayside magnetosphere events at Mercury // *J. Geophys. Res.: Space Physics.* 2019. V. 124. № 8. P. 6613–6635.
18. Tsyganenko N.A. Data-based modelling of the Earth's dynamic magnetosphere: a review // *Ann. Geophys.* 2013. V. 31. P. 1745–1772.
19. Winslow R.M., Anderson B.J., Johnson C.L., Slavin J.A., Korth H., Purucker M.E., Baker D.N., Solomon S.C. Mercury's magnetopause and bow shock from MESSENGER Magnetometer observations // *J. Geophys. Res.: Space Physics.* 2013. V. 118. № 5. P. 2213–2227.

УДК 520.6.07

АНАЛИЗ ВОДЫ В РЕГОЛИТЕ ЛУНЫ С ПОМОЩЬЮ ПРИБОРА ЛАЗМА-ЛР В ХОДЕ МИССИИ ЛУНА-27

© 2024 г. А. Е. Чумиков^а, В. С. Чепцов^{а,*}, Т. А. Абраамян^а

^аИнститут космических исследований РАН, Москва, Россия

*e-mail: cheptcov.vladimir@gmail.com

Поступила в редакцию 21.12.21023 г.

После доработки 11.01.2024 г.

Принята к публикации 17.02.2024 г.

Определение концентраций воды в полярных областях Луны является одной из приоритетных задач ряда космических миссий и, в частности, миссии Луна-27. В состав комплекса научной аппаратуры космического аппарата Луна-27 входит времяпролетный масс-спектрометр с лазерной ионизацией ЛАЗМА-ЛР, основной задачей которого является анализ элементного состава реголита в месте посадки. Конструкция и конфигурация летного прибора адаптирована для анализа реголита и изначально не предназначалась для исследования летучих соединений. Тем не менее, в связи с важностью задачи определения содержания воды в реголите, нами рассмотрены некоторые подходы к анализу образцов в ходе лунных миссий и оценена применимость ЛАЗМА-ЛР и метода масс-спектрометрии с лазерной ионизацией в целом для выявления воды в реголите. Установлено, что с помощью данного прибора возможно обнаружение воды в реголите, в том числе с определением ее состояния (химически связанная и не связанная вода). При этом для проведения анализа критически важны условия отбора проб реголита и доставки его в грунтоприемное устройство прибора, так как в условиях лунной поверхности возможна сублимация льда до анализа проб. Разработанная методика обладает преимуществами по сравнению с некоторыми другими методами анализа воды и/или льда, применяемыми в космических экспериментах, и может быть применена при исследовании ряда планет и тел Солнечной системы.

Ключевые слова: лазерная ионизационная масс-спектрометрия, времяпролетная масс-спектрометрия, элементный анализ, ЛАЗМА, лед, водород

DOI: 10.31857/S0320930X24050036, EDN: LTOCVI

ВВЕДЕНИЕ

Изучение Южной полярной области Луны является одной из приоритетных задач современных космических исследований (Djachkova и др., 2017; Bagla, 2018; Lemelin и др., 2021; NASA, 2020; Padma, 2023). Это обусловлено наличием постоянно затененных областей, в которых могут сохраняться летучие вещества, благодаря чему эта область является как ценным объектом для изучения, так и рассматривается в качестве перспективного региона для посадки

пилотируемых миссий и создания лунных баз (Lemelin и др., 2021; NASA, 2020; Jia и др., 2022). Также немаловажна возможность обнаружения ряда минеральных ресурсов, включая редкоземельные элементы (McLeod, Krekeler, 2017; Jia и др., 2022).

Одним из важнейших ресурсов и уникальным объектом для фундаментальных исследований является вода, и данные орбитальных аппаратов позволяют предполагать наличие обширных запасов льда в районе Южного полюса (Mitrofanov и др., 2010; Tartèse и др., 2019). Однако оценки

количества воды в реголите значительно разнятся. Так, по данным нейтронного детектора LEND и по результатам эксперимента LCROSS содержание H_2O составляет около 4–6% (Mitrofanov и др., 2010; Colaprete и др., 2010). Измерения с помощью УФ-спектроскопии свидетельствуют о наличии воды в концентрациях от 0.1 до 10% (Tartèse и др., 2019). По данным ИК-спектроскопии предполагается наличие участков с содержанием H_2O до 30% (Li и др., 2018). Кроме того, неизвестно, в какой форме находится вода. Вода может быть представлена линзами льда, смесью льда с реголитом, в виде тонких пленок на поверхности минеральных частиц, водяного пара в поровом пространстве реголита, или же в химически связанном виде в составе минералов (Tartèse и др., 2019; Anand и др., 2014; Li и др., 2023). Также в реголите присутствует водород, имплантированный солнечным ветром, наличие которого по данным дистанционных измерений может быть интерпретировано как наличие воды (Starukhina, Shkuratov, 2000; Xu и др., 2022).

Данные о количестве и формах воды в реголите важны как для установления условий формирования Земли и изучения процессов эволюции Солнечной системы, так и для их использования в ходе будущих миссий по освоению Луны (Lemelin и др., 2014; Mitrofanov и др., 2021). В связи с этим в задачи космической миссии Луна-27, запуск которой запланирован на 2028 г., входит оценка содержания воды в реголите (Djachkova и др., 2022). На борту космического аппарата (КА) будут установлены активный детектор нейтронов и гамма-лучей АДРОН-ЛР (Golovin и др., 2021) и инфракрасный спектрометр ЛИС (Mantsevich и др., 2021). Указанные приборы способны проводить анализ содержания водорода в реголите и оценку степени и формы гидратации (ОН, связанная вода, лед) реголита в окрестностях КА. Таким образом, на борту КА имеются приборы, предназначенные для поиска воды и определения ее количества на месте посадки. Тем не менее ввиду важности этой задачи необходимо рассмотрение возможностей получения дополнительных данных о воде в реголите с помощью других приборов, установленных на борту КА.

В состав комплекса научной аппаратуры (КНА) КА Луна-27 входит времяпролетный масс-спектрометр с лазерной ионизацией ЛАЗМА-ЛР, основной задачей которого является анализ элементного состава реголита в месте посадки (Chumikov и др., 2021a; 2021b). Прибор был разработан для анализа твердых образцов,

и его использование для анализа летучих соединений не предполагалось. Конструкция и конфигурация летного прибора адаптированы для анализа реголита; в частности, оптическая схема обеспечивает получение энергии лазерного излучения в диапазоне, оптимальном для ионизации образцов реголита, а в алгоритмы работы прибора заложена автоматическая регулировка энергии лазера, способствующая одновременной регистрации всех порообразующих элементов (Chumikov и др., 2021b; 2023) в номинальном режиме. В то же время, поскольку прибор проводит анализ элементного состава пробы в диапазоне 1–250 а. е. м, то можно рассматривать возможность обнаружения воды путем регистрации ионов водорода. Тем не менее данная возможность ранее не исследовалась, и методика определения концентрации воды в реголите с помощью времяпролетной масс-спектрометрии с лазерной ионизацией не прорабатывалась.

Целью данной работы являлась оценка применимости масс-спектрометрии с лазерной ионизацией (и, в частности, прибора ЛАЗМА-ЛР) для обнаружения воды в реголите Луны и проработка методических подходов к анализу.

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Принцип работы и некоторые характеристики масс-спектрометра ЛАЗМА-ЛР

Времяпролетный масс-спектрометр с лазерной ионизацией ЛАЗМА-ЛР был подробно описан ранее (Chumikov и др., 2021a; 2021b). Принцип работы прибора заключается в ионизации и атомизации вещества пробы с помощью 7 нс импульса Nd:YAG лазера ($\lambda = 1064$ нм) с плотностью мощности $\sim 10^9$ Вт/см² в лазерном пятне диаметром около 30 мкм. Образующиеся ионы выбрасываются в виде плазменного факела и в режиме свободного разлета попадают во времяпролетный масс-анализатор, где разделяются по времени пролета (рис. 1). Разделенные во времени ионы, после их отражения в тормозящем поле электростатического рефлектора, регистрируются вторично-электронным умножителем. Далее, после обработки аналого-цифровым преобразователем, сигнал сохраняется в памяти прибора в виде одиночного спектра. По времени пролета ионов и интенсивности сигнала можно определить массу ионов и их относительные концентрации, и на основании этих данных установить химический, включая элементный

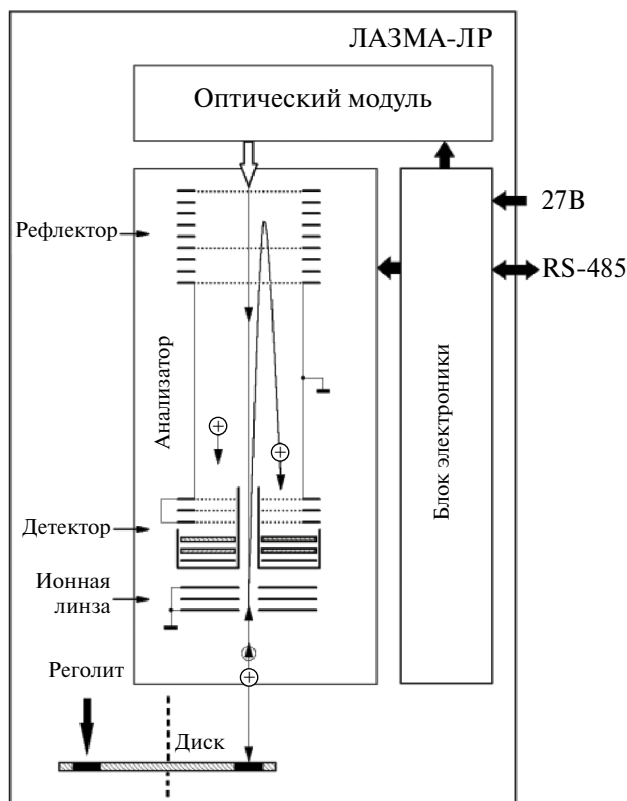


Рис. 1. Функциональная схема прибора ЛАЗМА-ЛР (Chumikov и др., 2020).

и изотопный, состав мишени (Managadze и др., 2010; 2017).

Для проведения исследования использовался лабораторный масс-спектрометр ЛАЗМА, аналогичный летному масс-спектрометру ЛАЗМА-ЛР в аналитической части прибора. Отличия между другими модулями приборов, существенные для проведения экспериментов и интерпретации результатов, описаны ниже.

В летной конфигурации прибора образец для анализа загружается манипулятором в грунтоприемное устройство, представляющее собой вращающийся диск, при повороте которого образец доставляется в область воздействия лазерного излучения.

В оптическом модуле летного прибора установлен нейтральный оптический фильтр НСЗ, регулирующий энергию излучения для получения в пятне фокусировки энергий в диапазоне, оптимальном для анализа пород и реголита (Chumikov и др., 2021b). При превышении энергий данного диапазона происходит двукратная и/или многократная ионизация атомов при анализе пород, а ослабления излучения только

за счет аттенюатора недостаточно для получения спектров с однократной ионизацией, что обуславливает необходимость установки дополнительного нейтрального фильтра в летном приборе. В лабораторном приборе возможна регулировка энергий лазерного излучения в более широком диапазоне в связи с возможностью замены или удаления оптического фильтра.

Лазер, использованный в лабораторном приборе, по своим параметрам являлся полным аналогом лазера, установленного в летном приборе (Chumikov и др., 2021b). В отличие от летного, данный лазер был доработан до двухимпульсного режима генерации. Это было сделано для более корректного воспроизведения взаимодействия лазерного излучения с образцом в условиях Луны. В отличие от Луны (в земных условиях), на поверхности мишени в ходе эксперимента возможно осаждение паров из атмосферы, а в вакууме — паров масел. Поэтому первый импульс лазера очищал поверхность от посторонних загрязнений, а второй взаимодействовал с очищенной мишенью. Задержка между импульсами составляла 100–200 мкс, что на три-четыре порядка меньше, чем длительность восстановления слоя загрязнений (Volkov и др., 2003).

Анализ водяного льда

На первом этапе работы исследовалась применимость лазерного масс-спектрометрического метода и прибора ЛАЗМА-ЛР для прямого анализа образца в виде ледовой матрицы. Для этого в вакуумную камеру масс-спектрометра был установлен элемент Пельтье К4-65-0.6/0.9 (МГНПП «ОСТЕРМ», Россия) со следующими техническими характеристиками: высота 9.1 ± 0.2 мм, размеры горячей стороны 10.0×7.3 мм, размеры холодной стороны 3.0×3.0 мм, сопротивление 3.8 ± 0.4 Ом, максимальная разность температур сторон ≥ 110 К. Холодная сторона была покрыта гальваническим золотом для предотвращения каких-либо химических реакций с мишенью. Горячая сторона в ходе эксперимента дополнительно охлаждалась с помощью охлаждающей жидкости — антифриза G12, предварительно охлажденного до температуры -5°C . Автоматическим дозатором на холодную поверхность элемента Пельтье наносилась капля дистиллированной воды объемом 10 мкл и далее замораживалась. После этого образец помещался в вакуумную камеру, которая откачивалась до давления 4×10^{-6} торр.

Из одной точки воздействия лазерного излучения на ледяную матрицу снималось 5–10 спектров, после чего осуществлялось перемещение лазерного пятна по поверхности. В ходе эксперимента снималось несколько серий спектров при постепенном понижении энергии лазерного излучения от максимально возможной энергии (17 мДж) до энергии, при которой удавалось стабильно получать номинальные по разрешению и зарядовому составу спектры. Как указано выше, лазер работал в двухимпульсном режиме, первым выстрелом очищая поверхность мишени от загрязнений. Для анализа использовались массовые спектры, полученные при втором импульсе лазера. В ходе этих экспериментов оптический фильтр лазерного излучения не устанавливался.

Для оценки возможности анализа водяного льда с примесями был приготовлен 1% коллоидный раствор гидрида титана (TiH_2) в дистиллированной воде. Выбор гидрида титана в качестве примеси обусловлен простотой идентификации титана в массовых спектрах. Раствор гидрида титана был заморожен на элементе Пельтье, аналогично экспериментам с чистым льдом, и были сняты серии спектров. На масс-спектрометре был дополнительно установлен оптический фильтр из нейтрального стекла марки НСЗ, т.е. конфигурация прибора соответствовала летной.

Анализ моделей реголита со льдом

Для оценки применимости прибора ЛАЗ-МА-ЛР для анализа воды (льда) в составе реголита проводились эксперименты с использованием изотопной метки. В первой серии экспериментов в порошок Fe_3O_4 вводили дейтерированную воду (D_2O) в концентрациях от 0.5% до 40%, образец помещали в вакуумную камеру, охлаждали с помощью описанного выше элемента Пельтье и анализировали с помощью прибора в летной конфигурации (т.е. с фильтром НСЗ в оптической схеме). Затем снимали серии спектров с интервалами около часа для оценки изменения концентрации дейтерия вследствие сублимации льда. В ходе этих экспериментов проводился подбор оптимальной энергии лазера для проведения анализа, оценивалась возможность обнаружения дейтерия в образце и концентрации дейтерия, которые могут быть зарегистрированы.

Для оценки динамики концентрации дейтерия в ходе сублимации льда и изучения

зависимости интенсивности сигнала от концентрации тяжелой воды и состава мишени была проведена вторая серия экспериментов. В качестве моделей реголита были использованы порошок Fe_3O_4 и стандарт имитатора лунного реголита JSC-1 (McKay и др., 1994). Аналог реголита JSC-1 был предварительно измельчен с помощью планетарной мельницы до размера частиц <1 мкм. Порошок Fe_3O_4 и/или аналог JSC-1 увлажняли смесью дистиллированной воды и тяжелой воды до влажности 20% в трех вариантах: для получения содержания D_2O в образце, равном 0.5%, 2% и 5%. Увлажнение смесью H_2O и D_2O (вместо увлажнения с помощью только D_2O) проводилось для равномерного распределения дейтерия в образцах, что особенно важно при проведении микроанализа. Образец помещался в вакуумную камеру масс-спектрометра, далее снимали серии спектров с интервалами около часа для оценки изменения концентрации дейтерия.

В связи с возможной регистрацией молекулярных ионов H_2 , синтезирующегося из H_2O и/или из масел, присутствующих в вакуумной системе, была проведена серия экспериментов по анализу образцов, аналогичных указанным выше, но без внесения D_2O . Таким образом измерялась “фоновая” концентрация ионов с $m/z = 2$ (маскирующих сигнал дейтерия), которая в дальнейшем использовалась при расчете концентрации дейтерия. Концентрации дейтерия рассчитывались как отношение площади массовых пиков дейтерия к суммарной площади всех массовых пиков в спектре, т.е. коэффициенты относительной чувствительности для различных элементов не применялись.

Эксперименты по анализу динамики концентрации тяжелого льда в составе моделей реголита проводились при комнатной температуре (без включения элемента Пельтье), так как при отрицательных температурах длительность полной сублимации льда в условиях эксперимента занимала слишком длительное время.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Возможность масс-спектрометрического анализа чистого водяного льда

Несмотря на то, что лед подобен другим твердым веществам, при его анализе методом масс-спектрометрии с лазерной ионизацией теоретически могут возникнуть сложности,

связанные с взаимодействием лазерного излучения с пробой. Так, при прозрачной или почти прозрачной для лазерного излучения пробе (например, стекло, чистый водяной лед, некоторые виды пластика), практически отсутствует механизм эффективного поглощения энергии лазерного излучения поверхностью, в сравнении с взаимодействием с непрозрачными для лазерного излучения образцами (Pavlov и др., 2011; Schou и др., 2008; Markovits и др., 2013). Таким образом, механизм ионообразования при анализе прозрачных образцов подобен оптическому пробою в газах. В этом случае для ионизации образца требуется значительно более высокая пороговая плотность мощности излучения (Pavlov и др., 2011; Jeffries и др., 1995), что, в свою очередь, фактически ведет к невозможности управляемого контроля образовавшейся плазмы. Таким образом, при анализе ледовой матрицы методом масс-спектрометрии с лазерной ионизацией может возникнуть ситуация, в которой при нормальной рабочей энергии лазера будет отсутствовать ионизация пробы, а при повышенной плотности мощности лавинный ионный поток, содержащий в том числе многозарядные ионы, вызовет перегрузку анализатора масс-спектрометра и, соответственно, приведет

к невозможности получения корректных массовых спектров.

На начальном этапе, при максимальной энергии лазера 15–17 мДж в массовых спектрах ледовой матрицы наблюдалась сильная перегрузка, вызванная избыточной плотностью мощности лазерного излучения вплоть до получения многократно ионизованных массовых пиков кислорода. При уменьшении энергии лазерного излучения до 9–10 мДж были зарегистрированы спектры, в которых присутствовали только массовые пики водорода и кислорода (рис. 2). При первом выстреле лазера, в отличие от второго выстрела в двухимпульсном режиме, наряду с пиками кислорода и водорода всегда присутствовал углерод, что может быть объяснено конденсацией паров масел на поверхность ледяной капли в вакуумной камере. Наличие углерода в первом спектре и его отсутствие во втором демонстрирует, что поверхность льда в ходе эксперимента полностью очищалась от конденсирующихся на ней веществ первым импульсом лазера. Таким образом, второй импульс лазерного излучения взаимодействовал непосредственно с ледяной матрицей.

Проведенные эксперименты показали, что метод масс-спектрометрии с лазерной

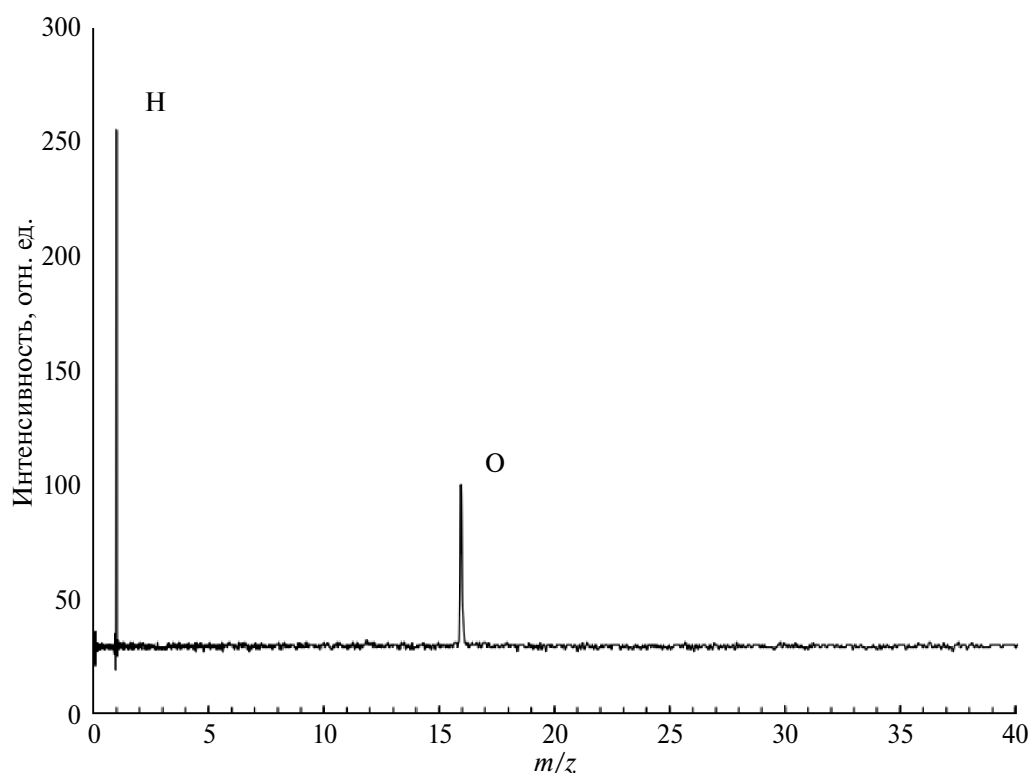


Рис. 2. Массовый спектр чистого водяного льда.

ионизацией применим для анализа ледяной матрицы и теоретически может быть распространен на другие образцы, например, CO_2 лед. Энергии лазера лабораторного прибора было достаточно для получения спектров и анализа элементного состава льда. Однако лабораторный и летный приборы отличаются по энергетическим характеристикам лазерного излучения (рис. 3). Упомянутые выше массовые спектры чистого водяного льда были получены при энергиях не ниже 9 мДж, которые достигаются при отсутствии нейтрального фильтра в конфигурации прибора. В летной конфигурации такие энергии не достигаются (кривая 3 на рис. 3). Таким образом, энергии лазера на выходе оптического модуля в летной конфигурации прибора будет недостаточно для ионизации чистой ледяной матрицы.

Однако маловероятно обнаружение на поверхности Луны абсолютно чистого льда — предположительно, лед содержит примеси (Siegler и др., 2015; Song и др., 2021), что также подтверждается экспериментальными данными (Song и др., 2021). Также немаловажно, что

вблизи лунной поверхности присутствуют левитирующие пылевые частицы (Colwell и др., 2009; Porre, Horányi, 2010), которые также будут подняты с поверхности при посадке космического аппарата. Очевидно, в ходе загрузки образца в грунтоприемное устройство прибора ЛАЗМА-ЛР некоторое количество этой пыли может загрязнить образец. В связи с этим можно предположить, что примеси в составе льда могут сыграть роль сенситизаторов, что позволит провести анализ льда при меньших пороговых значениях интенсивности лазерного излучения. Для проверки этой гипотезы была проведена серия экспериментов со льдом с добавлением примесей.

Возможность масс-спектрометрического анализа водяного льда с примесями с помощью прибора ЛАЗМА-ЛР

При энергии лазера около 1.5 мДж были получены спектры льда с примесью 1% TiH_2 (рис. 4). Эта энергия (кривая 4 на рис. 3) находится за пределами диапазона, оптимального для

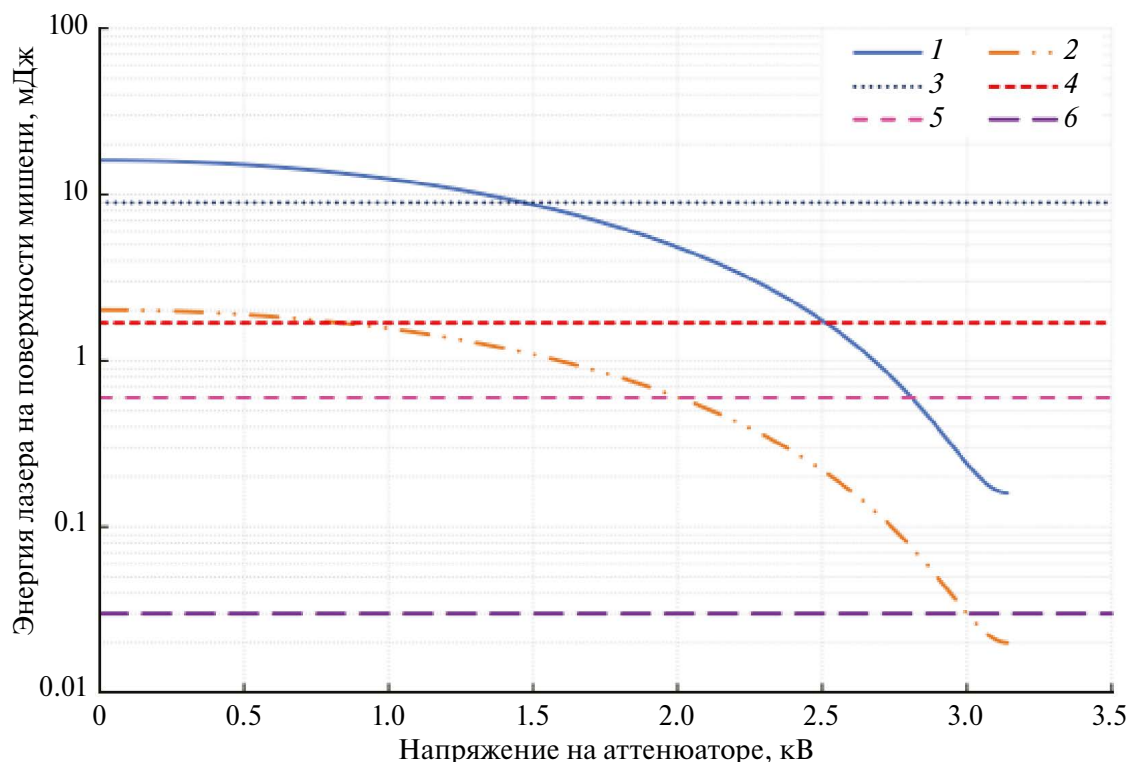


Рис. 3. Энергетические характеристики лазерного излучения на поверхности мишени: 1 — энергия лазерного излучения без нейтрального фильтра НСЗ; 2 — энергия лазерного излучения с нейтральным фильтром НСЗ; 3 — уровень энергии, необходимый для ионизации чистого льда; 4 — уровень энергии, необходимый для ионизации льда с примесью 1% TiH_2 ; 5–6 — зона номинальных энергий, оптимальных для работы с различными породами, в том числе с реголитом Луны.

анализа образцов пород и реголита (кривые 5–6 на рис. 3), однако она достижима в летной конфигурации прибора. Таким образом, установлено, что анализ водяного льда с примесями в летной конфигурации прибора возможен. Следует отметить, что вероятно получение спектров льда и в случае присутствия в нем меньшего количества примесей (или при наличии примесей, хуже поглощающих энергию лазера), так как максимальная энергия лазерного излучения на выходе оптического модуля летного прибора составляет около 2 мДж, что превышает уровень энергии, необходимый для ионизации льда с примесью 1% TiH_2 .

При масс-спектрометрическом анализе загрязненного льда возникает проблема интерпретации данных, так как возможно присутствие в спектре примесей, представляющих собой оксиды, однако при 1% загрязнении льда частота таких спектров довольно низкая. При этом для кислорода характерно образование относительно небольшого количества ионов с энергиями, соответствующими энергетическому диапазону анализатора, т.е. доля ионов (площадь массового пика) кислорода в спектре получается заниженной в сравнении с концентрацией атомов кислорода в образце. Также при анализе кислорода характерен большой разброс результатов

отдельных измерений, что вызвано физическими процессами ионизации кислорода и регистрации его ионов, такими как смещение максимума энергетического распределения из рабочей зоны анализатора, близость порога энергии ионообразования к используемой интенсивности лазерного излучения и др. В целом, подобные эффекты характерны для лазерной ионизационной масс-спектрометрии и наблюдаются для всех элементов с атомной массой легче кислорода (H, C, N и др.) (Tulej и др., 2012; 2015; Wurz и др., 2012; Chumikov и др., 2020). Кроме того, интерпретация спектров льда с примесями в ходе космического эксперимента может осложняться присутствием водорода в кристаллических решетках анализируемых веществ вследствие имплантации протонов солнечного ветра в вещество Луны (Farrell и др., 2015; Tucker и др., 2019; Xu и др., 2022). В связи с этим спектры загрязненного льда (особенно в случае его низкой концентрации) могут быть интерпретированы как спектры оксидов или их смесей. Указанные особенности могут представлять сложности для точной количественной интерпретации полученных данных, однако для качественного анализа они не представляют затруднений. Кроме того, возможно сравнение спектров образца, предположительно содержащего лед,

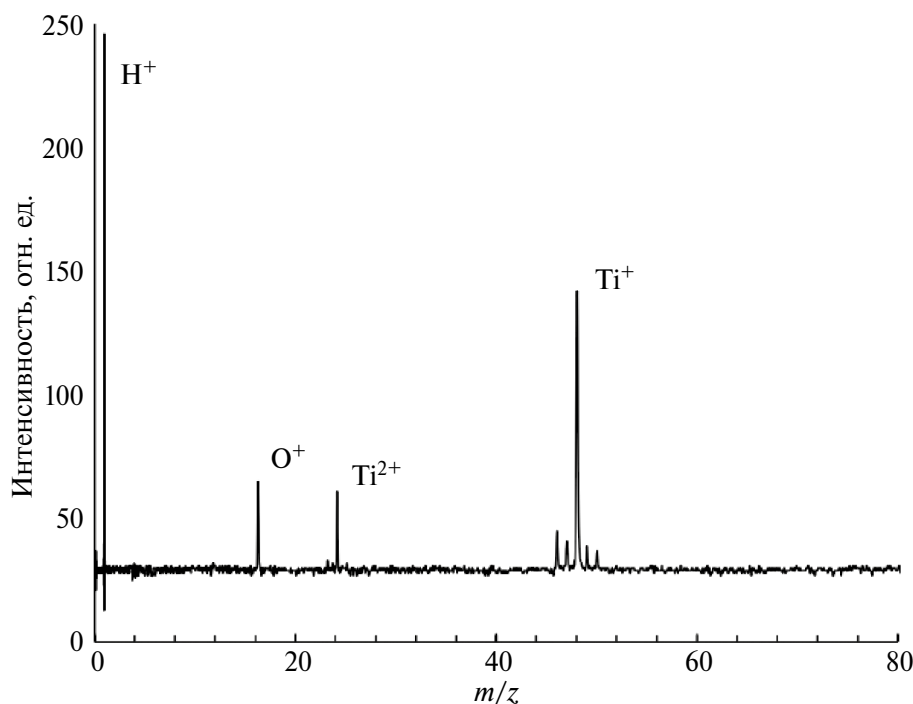


Рис. 4. Спектр водяного льда с примесью 1% TiH_2 , полученный с помощью прибора в летной конфигурации. В спектре присутствуют массовые пики изотопов титана.

со спектрами того же образца, полученными после сублимации льда из образца.

В то же время важно, что при анализе льда с примесью 1% TiH_2 энергии лазера было достаточно для ионизации даже при отсутствии в спектре ионов титана. Вероятно, в отличие от чистого льда, происходит объемное поглощение энергии частицами гидрида титана, что ведет к гораздо более эффективной ионизации льда, т.е. наблюдается так называемый эффект сенсibilизации при ионизации льда; подобные результаты были получены ранее при анализе чистого и загрязненного льда методом LIBS (Pavlov и др., 2011). Возможно, в подобных спектрах присутствовал сигнал от титана, но он был мал и находился под уровнем шума. Также следует отметить, что довольно часто наблюдались спектры с малой интенсивностью титана. Во всех этих случаях спектр может быть однозначно интерпретирован как лед. Таким образом, обозначенная проблема интерпретации данных при анализе льда с примесями возникает только для некоторых спектров из серии. Так как прибор выполняет микроанализ (диаметр лазерного пятна составляет 30 мкм), а примеси могут быть распределены негомогенно, лазерное пятно может попадать на участки, содержащие преимущественно примесные вещества. Очевидно, что с увеличением концентрации примесей частота появления спектров, содержащих преимущественно кислород и водород, будет уменьшаться. Тем не менее даже один спектр из серии с таким распределением элементов будет означать наличие в пробе льда. При соответствующих калибровках по частоте появления таких спектров, вероятно, можно было бы определить степень загрязнения ледовой матрицы, однако для этого анализ пробы должен проводиться в статических или квазистатических условиях, а не в динамических, характеризующихся изменением концентрации льда в пробе вследствие его сублимации. Указанное выше относится и к пробам, представляющим из себя твердый образец, покрытый тонким слоем льда. В этом случае, с учетом небольших размеров зоны пробоотбора, образец можно рассматривать как ледовую матрицу с примесями, где концентрация примеси фактически будет определяться толщиной ледяной корки.

Возможность масс-спектрометрического анализа реголита со льдом

В результате анализа смеси Fe_3O_4 с D_2O в концентрациях от 0.5% до 40% были получены

масс-спектры с пиками дейтерия и кислорода (рис. 5), т.е. прибор был способен обнаруживать в пробах тяжелую воду даже в небольших концентрациях. Энергия, необходимая для ионизации мишени и получения спектров, находилась в диапазоне, оптимальном для анализа образцов пород и реголита (кривые 5–6 на рис. 3), и она достижима в летной конфигурации прибора. В ходе экспериментов наблюдалось постепенное снижение концентрации дейтерия, которое регистрировалось прибором, что было связано с сублимацией льда в вакуумной камере (рис. 6). Также в вакуумной камере происходило постепенное снижение давления, что, вероятно, связано с постепенным снижением скорости сублимации льда. Это создает предпосылки для определения состояния воды в пробе (химически связанная вода или смесь льда с реголитом) путем анализа динамики содержания ионов водорода в пробе. При наличии в реголите Луны воды в виде льда ожидается постепенное снижение концентрации ионов водорода, в то время как концентрация ионов водорода, образовавшихся из химически связанной воды, должна оставаться постоянной.

В контрольных экспериментах при анализе образцов порошка Fe_3O_4 и JSC-1, увлажненных только H_2O (без внесения дейтерия), фоновая концентрация H_2 составила 0.012% (рис. 6). Вероятно, ионы H_2^+ образовывались в плазменном факеле при разрушении атомов воды, а также в результате синтеза из атомов водорода, воды и/или масел, содержащихся в вакуумной системе. В условиях космического эксперимента вакуумная система и соответствующие загрязнения будут отсутствовать, что должно улучшить предел обнаружения водорода.

В результате анализа порошка Fe_3O_4 и аналога лунного реголита JSC-1 при внесении D_2O в различных концентрациях наблюдалось схожее изменение содержания дейтерия со временем – быстрое снижение количества ионов дейтерия в первые 40–50 мин. анализа, и далее постепенное замедление падения концентрации (рис. 7). После 300 мин. анализа концентрация дейтерия практически не менялась, и для достижения фоновой концентрации ионов с $m/z = 2$ (т.е. для полной сублимации D_2O из мишени) требовалось выдерживание образца в вакуумной камере в течение 5–7 суток. Концентрации дейтерия, определенные в образцах Fe_3O_4 , были прямо пропорциональны концентрации D_2O в образце, т.е. их соотношения составляли 1:4:10 при внесении

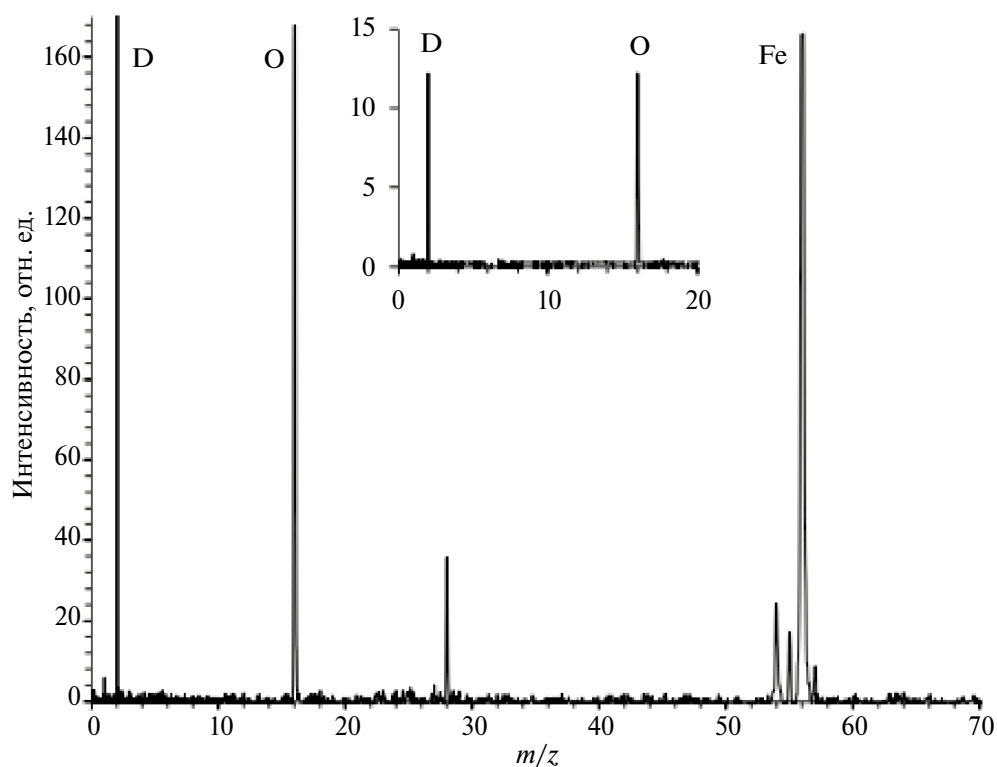


Рис. 5. Масс-спектр порошка Fe_3O_4 с 40% D_2O . Вставка представляет собой часть того же спектра в наименее чувствительном канале.

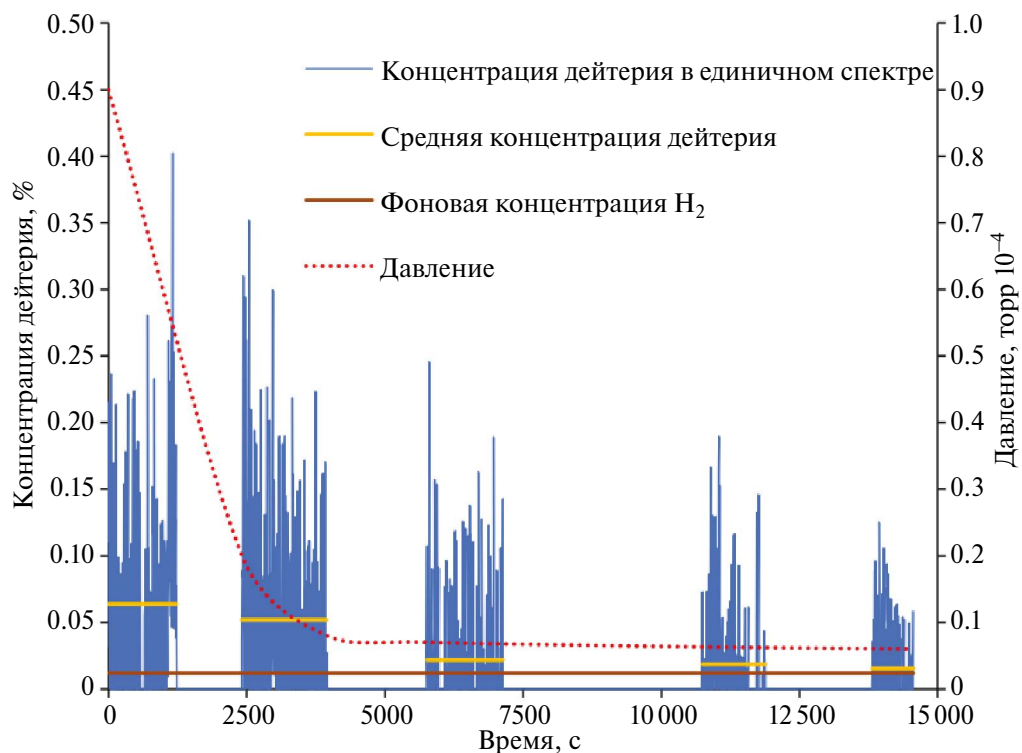


Рис. 6. Динамика концентрации дейтерия в образце порошка Fe_3O_4 с 0.5% D_2O и изменения давления в вакуумной камере за счет сублимации D_2O .

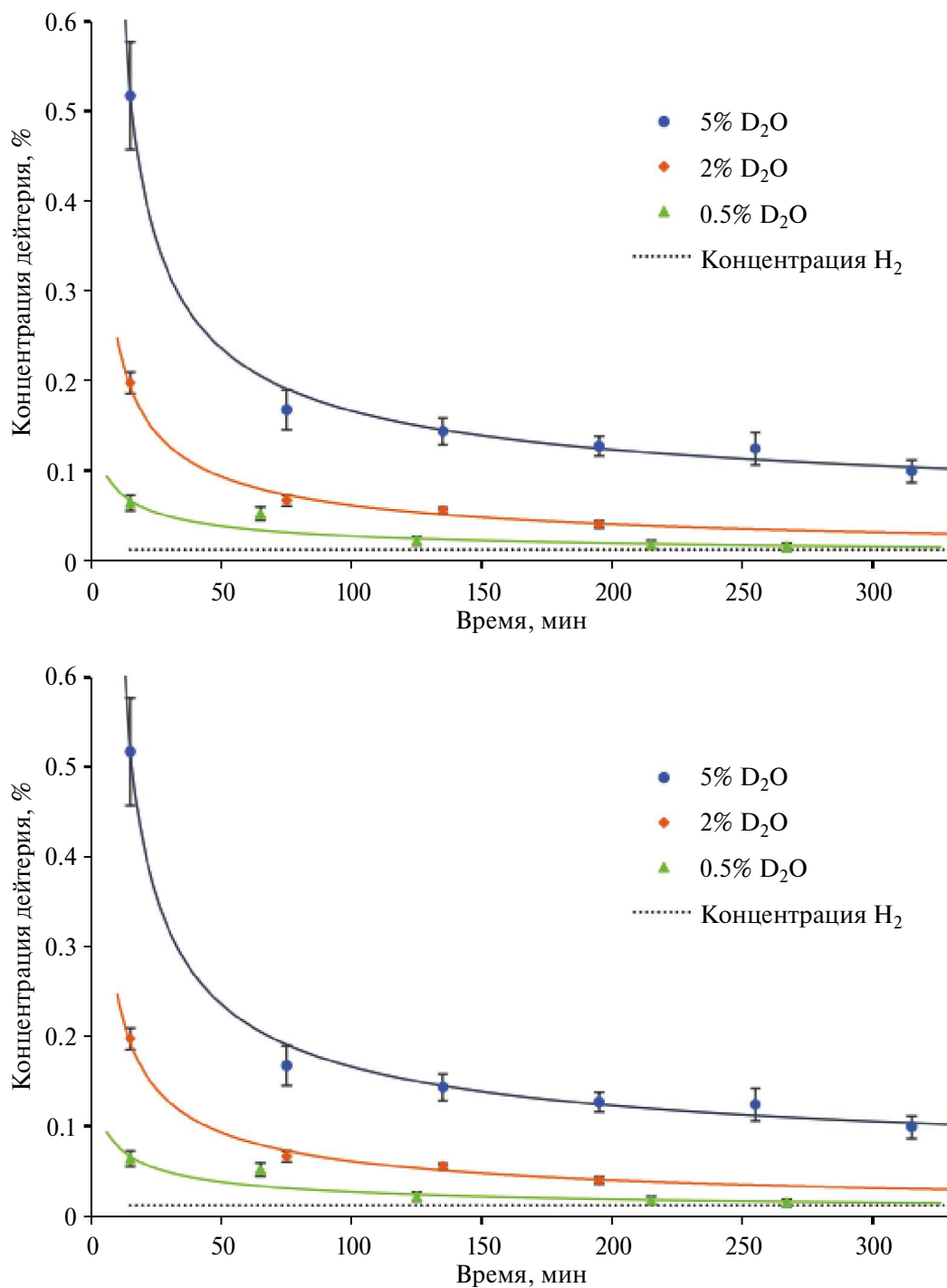


Рис. 7. Динамика концентрации дейтерия в образцах порошка Fe_3O_4 (вверху) и аналога лунного реголита JSC-1 (внизу) при различных концентрациях D_2O . Планки погрешностей обозначают 2σ .

0.5%, 2% и 5% D_2O . Аналогичные результаты были получены и для аналога реголита JSC-1. Таким образом, концентрация D_2O не влияла на коэффициент относительной чувствительности дейтерия. В то же время концентрации

дейтерия, определенные в образцах Fe_3O_4 и JSC-1 при одинаковых концентрациях D_2O , значительно отличались. Так, при 5% D_2O , для образцов Fe_3O_4 и JSC-1 площадь пиков дейтерия составляла 0.52% и 1.25% от площади

всех пиков в спектре соответственно. Таким образом, состав минеральной матрицы оказывает существенное влияние на коэффициент относительной чувствительности дейтерия. Это указывает на необходимость проведения дополнительных наземных калибровок после определения состава реголита в ходе космического эксперимента. В ходе калибровок с образцами соответствующего химического состава, содержащими различное количество воды, можно определить разность между концентрацией водорода в начале эксперимента и после полной сублимации льда, и далее сопоставить результаты с данными космического эксперимента.

Скорость сублимации льда и подходы к анализу льда в ходе космического эксперимента

Как указано выше, сублимация льда из минеральных образцов происходила в течение длительного времени (до нескольких суток), достаточного для проведения анализа. В ходе экспериментов по анализу льда с примесями время, за которое происходила полная сублимация капли объемом 10 мкл после выключения элемента Пельтье при давлении 4×10^{-6} торр, составляло 10 мин. При этом давление в вакуумной камере масс-спектрометра повышалось до 8×10^{-5} торр. Тем не менее следует учитывать, что скорость сублимации льда в космическом эксперименте будет зависеть от температуры грунтоприемного устройства прибора, а также от количества и состава примесей в ледовой матрице (Kossacki, Leliwa-Kopystynski, 2014; Kossacki, 2019) и от минерального и гранулометрического состава реголита (Li и др., 2023).

Для чистого льда скорость сублимации на поверхности Луны составляет $\sim 1 \text{ г} \times \text{см}^{-2} \times \text{ч}^{-1}$ при температуре около 220 К (-53°C), $\sim 10 \text{ г} \times \text{см}^{-2} \times \text{ч}^{-1}$ при температуре около 250 К (-23°C) и $\sim 500 \text{ г} \times \text{см}^{-2} \times \text{ч}^{-1}$ при 273 К (0°C) (Andreas, 2007). Скорость сублимации льда при 0°C слишком велика, и при такой температуре невозможно провести анализ чистого льда до его сублимации. Минимальная температура в зоне посадочных мест масс-спектрометра ЛАЗМА-ЛР составляет -20°C , температура же его грунтоприемного устройства может быть значительно ниже при установке на теневой стороне КА; при этом вероятно, что прибор способен проводить измерения при температурах вплоть до -50°C (Managadze и др., 2010). Площадь поверхности

мишени (т.е. площадь поверхности образца, с которой будет происходить сублимация льда) составляет $\sim 0.5 \text{ см}^2$, а масса образца при плотности, равной единице (в случае чистого льда), составляет $\sim 0.1 \text{ г}$. Образец чистого льда такой массы на поверхности Луны должен полностью сублимировать в течение $\sim 80 \text{ с}$ и 12 мин. при температурах -20°C и -50°C , соответственно.

Учитывая расчетное время полной сублимации образцов льда в ходе космического эксперимента, а также скорость снятия спектров (0.1 Гц) и необходимость набора спектрального массива, достаточного для получения статистически достоверных результатов (Chumikov и др., 2020), анализ образцов льда с малым количеством примесей масс-спектрометром ЛАЗМА-ЛР в ходе миссии Луна-27 представляется маловероятным, а с учетом того, что лед, вероятно, будет сублимировать еще до анализа, во время загрузки образца — практически невозможным. Однако возможность анализа реголита со льдом представляется более реалистичной, на что указывает длительность сублимации льда из минеральных образцов в ходе проведенных экспериментов и данные ряда других исследований.

Длительное сохранение воды в образцах в наших экспериментах обусловлено, вероятно, рядом процессов. После ввода образца в вакуумную камеру быстро происходила сублимация несвязанной воды из верхнего слоя образца, что наблюдалось визуально. Вследствие этого происходило быстрое снижение концентрации дейтерия и повышение давления в вакуумной камере (рис. 6, рис. 7). Далее поверхностный “сухой” слой образца замедлял сублимацию воды из нижележащих слоев (Kleinhenz и др., 2015), и фактически нами уже регистрировались молекулы D_2O , поступающие из них в результате диффузии. При этом скорость сублимации физически связанной (плёночной) воды может быть на порядки ниже скорости сублимации свободной воды (Adamson, Gast, 1967). Потеря воды из образца также ограничивается объемом и связностью порового пространства, площадью поверхности частиц образца, минеральным составом и, следовательно, скоростью и эффективностью процессов диффузии, сорбции и десорбции (Hudson и др., 2007; Chevrier и др., 2007; Li и др., 2023). Следует отметить, что скорости указанных процессов могут отличаться на порядки в зависимости от характеристик образца. Для образцов с небольшим размером

частиц (как в наших экспериментах), характерны низкие коэффициенты диффузии, большая площадь поверхности, малые размеры пор (Hudson и др., 2007). При этом молекулы пара часто сталкиваются со стенками пор и могут быть сорбированы, в порах быстро достигается давление насыщенных паров, препятствующее дальнейшей сублимации, также вода может удерживаться капиллярными силами (Hudson и др., 2007; Li и др., 2023). Действие совокупности указанных факторов привело к сохранению воды в образцах в течение как минимум нескольких часов (рис. 6, рис. 7).

О возможности сохранения воды в образце реголита в течение времени, достаточного для анализа с помощью ЛАЗМА-ЛР, свидетельствуют и некоторые другие эксперименты. В частности, показано, что при температуре около 200 К (-70°C) и давлении 4×10^{-4} торр аналог реголита JSC-1A с добавлением 10% льда теряет за 12 ч. не более 2% содержащейся в нем воды (Piquette и др., 2017). Однако при температурах свыше 200 К скорость сублимации льда быстро увеличивается (Sowers, Dreyer, 2019). В ходе наземных отработок для миссии Resource Prospector были проведены эксперименты по бурению аналога реголита NU-LHT-3M с добавлением 5% воды и доставкой образца в газовый анализатор. Было установлено, что за время отбора и доставки (около 10 мин) при температурах различных элементов установки от -20° до -65°C и давлении 10^{-6} торр образец терял 22%–47% содержащейся в нем воды (Kleinhenz и др., 2015).

Таким образом, скорость сублимации воды в ходе космического эксперимента может варьировать в широких пределах, в связи с чем необходима быстрая доставка образца в грунтоприемное устройство масс-спектрометра и обеспечение отбора, доставки и анализа образца при низких температурах. Также необходимо обеспечение максимально быстрого накопления спектрального массива, т.е. обеспечение работы лазера с максимальной возможной частотой, при которой не будет происходить перегрев лазера.

В связи со всем вышеизложенным, для оценки концентрации воды в реголите в ходе космических экспериментов предполагается следующая методика.

Определить температурный режим манипулятора КА, прибора ЛАЗМА-ЛР и, в частности, грунтоприемного устройства прибора ЛАЗМА-ЛР и в результате определить временной

промежуток лунного цикла (T_{opt}) с наименьшими температурами, при которых возможна работа манипулятора и масс-спектрометра.

Провести анализ образца реголита и в результате подобрать оптимальную для обнаружения водорода энергию лазера E_{opt} и определить максимальную частоту лазерных импульсов ν_{max} , обеспечивающую работу прибора без перегрева.

Во время T_{opt} провести анализ образца реголита, предположительно содержащего лед, при этом максимально быстро провести отбор образца и его загрузку манипулятором в грунтоприемное устройство прибора ЛАЗМА-ЛР и провести анализ образца при E_{opt} и ν_{max} .

Провести повторные измерения через несколько суток для определения концентрации связанного водорода при E_{opt} , а также провести анализ элементного состава образца в нормальном режиме.

Провести фотосъемку образца с помощью телевизионной системы СТС-Л (Avanesov и др., 2021) для оценки его гранулометрического состава.

Осуществить цикл наземных калибровок, после получения данных космического эксперимента с окончательной интерпретацией данных.

Следует отметить, что точность определения исходного содержания воды в реголите будет ограничена отсутствием данных о потерях воды из образца до начала измерений. Тем не менее в ходе наземных калибровок возможно провести подобные оценки с применением данных о гранулометрическом составе образца, которые могут быть получены с помощью телевизионной системы. Точность таких оценок, вероятно, будет невысокой в связи с наличием ряда неизвестных параметров (в частности, количество и объем пор, их связность, плотность образца), однако это может дать дополнительную информацию об исходном количестве воды в образце.

Важно, что предлагаемая методика позволяет обнаруживать воду в разных ее состояниях. Так, в начале анализа будет определено суммарное количество связанной и несвязанной воды в образце, в конце анализа (после сублимации воды) — количество связанной воды, и далее, по разности полученных значений, — концентрация химически не связанной воды. Возможность определения концентраций разных форм воды в составе одного образца является ценным преимуществом разработанного подхода перед рядом других методов анализа, применяемых в космических экспериментах.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Установлено, что с помощью прибора ЛАЗМА-ЛР возможно обнаружение воды в реголите, в том числе с определением ее состояния (химически связанная и не связанная вода). Также предложен подход к количественной оценке содержания воды, однако для проведения оценок необходимы наземные калибровки после проведения космического эксперимента. Важно отметить, что возможность проведения таких анализов критически зависит от условий отбора проб реголита и доставки его в грунтоприемное устройство прибора, так как в условиях лунной поверхности возможна сублимация льда еще до анализа проб. Тем не менее проведенные эксперименты свидетельствуют о принципиальной применимости ЛАЗМА-ЛР для поиска воды в ходе миссии Луна-27.

Разработка подобных методик анализа льда также необходима и актуальна для исследования ряда других космических объектов: ледовых спутников Юпитера и Сатурна (Европа, Ганимед, Энцелад), Марса, комет и астероидов (Арп и др., 2004; Pavlov и др., 2011; Bayer и др., 2017; Dachwald и др., 2020; MacKenzie и др., 2021). В частности, в настоящее время активно ведется подготовка приборов для определения химического состава льда в ходе космических миссий к указанным объектам на основе лазерно-искровой эмиссионной спектрометрии (LIBS) (Pavlov и др., 2011; Sobron, 2016; Wiens и др., 2020). Разработка новых методик анализа льда, в том числе с помощью масс-спектрометрии с лазерной ионизацией с использованием уже созданных приборов, весьма актуальна и способствует получению новых научных данных о ряде планет и тел Солнечной системы.

Авторы выражают благодарность И.Г. Митрофанову за ценные обсуждения при выполнении исследования.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИКИ РАН, тема “Планета”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Adamson A.W., Gast A.P. Physical chemistry of surfaces. 6th ed. New York, USA: Wiley-Intersci. Publ, 1967. 801 p.
2. Anand M., Tartèse R., Barnes J.J. Understanding the origin and evolution of water in the Moon through lunar sample studies // Philos. Trans. A Math. Phys. Eng. Sci. 2014. V. 372. № 2024. P. 20130254.
3. Andreas E.L. New estimates for the sublimation rate for ice on the Moon // Icarus. 2007. V. 186. № 1. P. 24–30.
4. Arp Z.A., Cremers D.A., Wiens R.C., Wayne D.M., Sallé B., Maurice S. Analysis of water ice and water ice/soil mixtures using laser-induced breakdown spectroscopy: Application to Mars polar exploration // Appl. Spectrosc. 2004. V. 58. № 8. P. 897–909.
5. Avanesov G.A., Berezhevskiy A.V., Bessonov R.V., Voronkov S.V., Zhukov B.S., Zubarev A.E., Kudelin M.I., Nikitin A.V., Polyanskii I.V., Forsh A.A., El'yashev Y.D. Luna-25 service television system // Sol. Syst. Res. 2021. V. 55. № 6. 588–604.
6. Bagla P. India plans to land near Moon's South pole // Science. 2018. V. 359. № 6375. P. 503–504.
7. Bayer T., Buffington B., Castet J.F., Jackson M., Lee G., Lewis K., Kastner J., Schimmels K., Kirby K. Europa mission update: Beyond payload selection // IEEE Aerospace Conf. 2017. P. 1–12.
8. Chevrier V., Sears D.W., Chittenden J.D., Roe L.A., Ulrich R., Bryson K., Billingsley L., Hanley J. Sublimation rate of ice under simulated Mars conditions and the effect of layers of mock regolith JSC Mars-1 // Geophys. Res. Lett. 2007. V. 34. № 2. id. L02203.
9. Chumikov A.E., Cheptsov V.S., Managadze N.G. Accuracy of analysis of the elemental and isotopic composition of regolith by laser time-of-flight mass spectrometry in the future Luna-Glob and Luna-Resurs-1 missions // Sol. Syst. Res. 2020. V. 54. № 4. P. 288–294.
10. Chumikov A.E., Cheptsov V.S., Managadze N.G. Microchannel plate detector gain decrease through storage under environmental conditions // IEEE Trans. Instrum. and Meas. 2023. V. 72. P. 1–8.
11. Chumikov A.E., Cheptsov V.S., Managadze N.G., Managadze G.G. LASMA-LR laser-ionization mass spectrometer onboard Luna-25 and Luna-27 missions // Sol. Syst. Res. 2021a. V. 55. № 6. P. 550–561.
12. Chumikov A.E., Cheptsov V.S., Wurz P., Lasi D., Jost J., Managadze N.G. Design, characteristics and scientific tasks of the LASMA-LR laser ionization mass spectrometer onboard Luna-25 and Luna-27 space missions // Int. J. Mass Spec. 2021b. V. 469. id. 116676.
13. Colaprete A., Schultz P., Heldmann J., Wooden D., Shirley M., Ennico K., Hermalyn B., Marshall W., Ricco A., Elphic R.C., and 7 co-authors. Detection of water in the LCROSS ejecta plume // Science. 2010. V. 330. № 6003. P. 463–468.
14. Colwell J.E., Robertson S.R., Horányi M., Wang X., Poppe A., Wheeler P. Lunar dust levitation // J. Aerosol. Eng. 2009. V. 22. № 1. P. 2–9.

15. *Dachwald B., Ulamec S., Postberg F., Sohl F., de Vera J.P., Waldmann C., Lorenz R.D., Zacny K.A., Hellard H., Biele J., Rettberg P.* Key technologies and instrumentation for subsurface exploration of ocean worlds // *Space Sci. Rev.* 2020. V. 216. № 5. P. 1–45.
16. *Djachkova M.V., Litvak M.L., Mitrofanov I.G., Sanin A.B.* Selection of Luna-25 landing sites in the South Polar Region of the Moon // *Sol. Syst. Res.* 2017. V. 51. № 3. P. 185–195.
17. *Djachkova M.V., Mitrofanov I.G., Sanin A.B., Litvak M.L., Tretyakov V.I.* Selecting a landing site for the Luna 27 spacecraft // *Sol. Syst. Res.* 2022. V. 56. № 3. P. 145–154.
18. *Farrell W.M., Hurley D.M., Zimmerman M.I.* Solar wind implantation into lunar regolith: Hydrogen retention in a surface with defects // *Icarus.* 2015. V. 255. 116–126.
19. *Golovin D.V., Mokrousov M.I., Mitrofanov I.G., Kozyrev A.S., Litvak M.L., Malakhov A.V., Nikiforov S.Yu., Sanin A.B., Barmakov Y.N., Bogolubov E.P., Sholeninov S.E., Yurkov D.I.* ADRON-LR instrument for active neutron sensing of the lunar matter composition // *Sol. Syst. Res.* 2021. V. 55. № 6. P. 529–536.
20. *Heldmann J.L., Lamb J., Asturias D., Colaprete A., Goldstein D.B., Trafton L.M., Varghese P.L.* Evolution of the dust and water ice plume components as observed by the LCROSS visible camera and UV-visible spectrometer // *Icarus.* 2015. V. 254. P. 262–275.
21. *Hudson T.L., Aharonson O., Schorghofer N., Farmer C.B., Hecht M.H., Bridges N.T.* Water vapor diffusion in Mars subsurface environments // *J. Geophys. Res.: Planets.* 2007. V. 112. id. E05016.
22. *Jeffries T.E., Perkins W.T., Pearce N.J.* Comparisons of infrared and ultraviolet laser probe microanalysis inductively coupled plasma mass spectrometry in mineral analysis // *Analyst.* 1995. V. 120. № 5. P. 1365–1371.
23. *Jia Y., Liu L., Wang X., Guo N., Wan G.* Selection of Lunar South Pole landing site based on constructing and analyzing fuzzy cognitive maps // *Remote Sensing.* 2022. V. 14. № 19. id. 4863.
24. *Kleinhenz J.E., Zacny K., Smith J.* Impact of drilling operations on lunar volatiles capture: Thermal vacuum tests // *8th Symp. Space Resource Utiliz.* 2015. P. 1177.
25. *Kossacki K.J.* Sublimation of cometary ices in the presence of organic volatiles II // *Icarus.* 2019. V. 319. P. 470–475.
26. *Kossacki K.J., Leliwa-Kopystynski J.* Temperature dependence of the sublimation rate of water ice: Influence of impurities // *Icarus.* 2014. V. 233. P. 101–105.
27. *Li S., Lucey P.G., Milliken R.E., Hayne P.O., Fisher E., Williams J.P., Hurley D.M., Elphic R.C.* Direct evidence of surface exposed water ice in the lunar polar regions // *Proc. Nat. Acad. Sci.* 2018. V. 115. № 36. P. 8907–8912.
28. *Li Y., Wen Z., He C., Wei Y., Gao Q.* The mechanism for the barrier of Lunar regolith on the migration of water molecules // *J. Geophys. Res.: Planets.* 2023. V. 128. № 3. id. e2022JE007254.
29. *Lemelin M., Blair D.M., Roberts C.E., Runyon K.D., Nowka D., Kring D.A.* High-priority lunar landing sites for in situ and sample return studies of polar volatiles // *Planet. and Space Sci.* 2014. V. 101. P. 149–161.
30. *Lemelin M., Li S., Mazarico E., Siegler M.A., Kring D.A., Paige D.A.* Framework for coordinated efforts in the exploration of volatiles in the south polar region of the Moon // *Planet. Sci. J.* 2021. V. 2. № 3. P. 103.
31. *Managadze G.G., Wurz P., Sagdeev R.Z., Chumikov A.E., Tuley M., Yakovleva M., Managadze N.G., Bondarenko A.L.* Study of the main geochemical characteristics of Phobos' regolith using laser time-of-flight mass spectrometry // *Sol. Syst. Res.* 2010a. V. 44. № 5. P. 376–384.
32. *Managadze G.G., Safronova A.A., Luchnikov K.A., Vorobyova E.A., Duxbury N.S., Wurz P., Managadze N.G., Chumikov A.E., Khamizov R.K.* A new method and mass-spectrometric instrument for extraterrestrial microbial life detection using the elemental composition analyses of Martian regolith and permafrost/ice // *Astrobiology.* 2017. V. 17. № 5. P. 448–458.
33. *bN Mantsevich S.N., Dobrolenskiy Y.S., Evdokimova N.A., Korablev O.I., Kalinnikov Y.K., Vyazovetskiy N.A., Dzyuban I.A., Sapgir A.G., Stepanov A.V., Titov A.Yu., and 6 co-authors.* Lunar infrared spectrometer with TV support of the robotic arm working zone (LIS-TV-RPM) // *Sol. Syst. Res.* 2021. V. 55. P. 537–549.
34. *MacKenzie S.M., Neveu M., Davila A.F., Lunine J.I., Craft K.L., Cable M.L., Phillips-Lander C.M., Hofgartner J.D., Eigenbrode J.L., Waite Jr J.H., and 17 co-authors.* The Enceladus Orbilander mission concept: Balancing return and resources in the search for life // *Planet. Sci. J.* 2021. V. 2. id. 77.
35. *Markovits T., Bauernhuber A., Mikula P.* Study on the transparency of polymer materials in case of Nd: YAG laser radiation // *Period. Polytech. Transp. Eng.* 2013. V. 41. № 2. P. 149–154.
36. *McKay D.S., Carter J.L., Boles W.W., Allen C.C., Allton J.H.* JSC-1: A new lunar soil simulant // *Eng., construct., and operations in space. IV.* 1994. V. 2. P. 857–866.

37. McLeod C.L., Krekeler M.P. Sources of extraterrestrial rare earth elements: to the Moon and beyond // *Resources*. 2017. V. 6. № 3. P. 40.
38. Mitrofanov I.G., Sanin A.B., Boynton W.V., Chin G., Garvin J.B., Golovin D., Evans L.G., Harshman K., Kozyrev A.S., Litvak M.L., and 19 co-authors. Hydrogen mapping of the lunar south pole using the LRO neutron detector experiment LEND // *Science*. 2010. V. 330. № 6003. P. 483–486.
39. Mitrofanov I.G., Zelenyi L.M., Tretyakov V.I., Kalashnikov D.V. Luna-25: The first polar mission to the Moon // *Sol. Syst. Res.* 2021. V. 55. № 6. P. 485–495.
40. NASA. Artemis III Science Definition Report NASA/SP-20205009602.2020. 188p. <https://www.nasa.gov/sites/default/files/atoms/files/artemis-iii-science-definition-report-12042020c.pdf>. Дата обращения: 21.12.23.
41. Padma T.V. India's Moon mission: four things Chandrayaan-3 has taught scientists // *Nature*. 2023. V. 621. № 7979. P. 456–456.
42. Pavlov S.G., Jessberger E.K., Hübers H.W., Schröder S., Rauschenbach I., Florek S., Neumann J., Henkel H., Klinkner S. Miniaturized laser-induced plasma spectrometry for planetary *in situ* analysis – The case for Jupiter's moon Europa // *Adv. Space Res.* 2011. V. 48. № 4. P. 764–778.
43. Piquette M., Horányi M., Stern S.A. Laboratory experiments to investigate sublimation rates of water ice in night time lunar regolith // *Icarus*. 2017. V. 293. P. 180–184.
44. Poppe A., Horányi M. Simulations of the photoelectron sheath and dust levitation on the lunar surface // *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2010. V. 115. id. A08106.
45. Schou J., Matei A., Rodrigo K., Dinescu M. Laser-induced plasma from pure and doped water-ice at high fluence by ultraviolet and infrared radiation // *High-Power Laser Ablation VII*. 2008. V. 7005. id. 70050X.
46. Siegler M., Paige D., Williams J.P., Bills B. Evolution of lunar polar ice stability // *Icarus*. 2015. V. 255. P. 78–87.
47. Sobron P. Exploring Europa with Raman and LIBS // *47th Lunar and Planet. Sci. Conf.* 2016. № 1903. id. 1745.
48. Song H., Zhang J., Ni D., Sun Y., Zheng Y., Kou J., Zhang X., Li Z. Investigation on *in-situ* water ice recovery considering energy efficiency at the lunar south pole // *Appl. Energy*. 2021. V. 298. id. 117136.
49. Sowers G.F., Dreyer C.B. Ice mining in lunar permanently shadowed regions // *New Space*. 2019. V. 7. № 4. P. 235–244.
50. Starukhina L.V., Shkuratov Y.G. The lunar poles: Water ice or chemically trapped hydrogen? // *Icarus*. 2000. V. 147. № 2. P. 585–587.
51. Tartèse R., Anand M., Gattacceca J., Joy K.H., Mortimer J.I., Pernet-Fisher J.F., Russell S., Snape J.F., Weiss B.P. Constraining the evolutionary history of the Moon and the inner Solar system: A case for new returned lunar samples // *Space Sci. Rev.* 2019. V. 215. № 8. id. 54.
52. Tucker O.J., Farrell W.M., Killen R.M., Hurley D.M. Solar wind implantation into the lunar regolith: Monte Carlo simulations of H retention in a surface with defects and the H₂ exosphere // *J. Geophys. Res.: Planets*. 2019. V. 124. № 2. P. 278–293.
53. Tulej M., Neubeck A., Ivarsson M., Riedo A., Neuland M.B., Meyer S., Wurz P. Chemical composition of micrometer-sized filaments in an aragonite host by a miniature laser ablation/ionization mass spectrometer // *Astrobiology*. 2015. V. 15. № 8. P. 669–682.
54. Tulej M., Riedo A., Iakovleva M., Wurz P. On applicability of a miniaturised laser ablation time of flight mass spectrometer for trace elements measurements // *Int. J. Spectrosc.* 2012. id. 234949.
55. Volkov R.V., Golishnikov D.M., Gordienko V.M., Dzhydzhoev M.S., Lachko I.Y.M., Mar'in B.V., Mikheev P.M., Savel'ev A.B., Uryupina D.S., Shashkov A.A. Formation of the ion current of a high-temperature femtosecond laser plasma on the target surface containing an impurity layer // *Quant. Electron.* 2003. V. 33. № 11. id. 981.
56. Wiens R.C., Wan X., Lasue J., Maurice S. Laser-induced breakdown spectroscopy in planetary science // *Laser-Induced Breakdown Spectroscopy*. 2nd ed. / Eds: Singh J.P., Thakur S.N. Netherlands: Elsevier Sci., 2020. P. 441–471.
57. Wurz P., Abplanalp D., Tulej M., Iakovleva M., Fernandes V.A., Chumikov A., Managadze G.G. Mass spectrometric analysis in planetary science: Investigation of the surface and the atmosphere // *Sol. Syst. Res.* 2012. V. 46. № 6. P. 408–422.
58. Xu Y., Tian H.C., Zhang C., Chaussidon M., Lin Y., Hao J., Li R., Gu L., Yang W., Huang L., and 7 co-authors. High abundance of solar wind-derived water in lunar soils from the middle latitude // *Proc. Nat. Acad. Sci.* 2022. V. 119. № 51. id. e2214395119.

УДК 52+51

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ГИДРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ВОЗМУЩЕНИЯ И ГРАВИТАЦИОННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В ЗАМАГНИЧЕННОЙ ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ТЕПЛОПРОВОДНОЙ АНИЗОТРОПНОЙ ПЛАЗМЕ

© 2024 г. А. В. Колесниченко^{a,*}

^aИнститут прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Россия

*e-mail: kolesn@keldysh.ru

Поступила в редакцию 01.03.2024 г.

После доработки 18.03.2024 г.

Принята к публикации 28.03.2024 г.

Гидродинамическая неустойчивость замагниченной, самогравитирующей вращающейся анизотропной плазмы анализируется в приближении без столкновений и с учетом вектора теплового потока на базе модифицированных уравнений Чу–Голдбергера–Лоу. Выведено дисперсионное соотношение, на основе которого обсуждаются упрощенные случаи распространения малоамплитудных волн возмущения и вывод модифицированных критериев гидродинамической неустойчивости. В соответствии с полученным дисперсионным соотношением рассмотрены три простых случая, когда распространение волны возмущения проходит поперек, вдоль и наклонно к вектору магнитного поля. Показано, что анизотропия давления и потока тепла не только изменяет классический критерий неустойчивости Джинса, но и приводит к появлению новых волновых мод и вызывает появление новых нестабильных областей. Обнаружено, что наличие равномерного вращения плазмы уменьшает критическое волновое число и оказывает стабилизирующее влияние на критерий гравитационной неустойчивости при поперечном распространении волны возмущения и не оказывает влияния в случае ее продольного распространения. Полученные результаты важны для построения эволюционных магнитогидродинамических моделей астрофизической плазмы без столкновений.

Ключевые слова: разреженная астрофизическая плазма, модифицированные уравнения Чу–Голдбергера–Лоу, волны неустойчивости, анизотропия, гравитация, вращение

DOI: 10.31857/S0320930X24050049, EDN: LTMKNJ

ВВЕДЕНИЕ

Проблема неустойчивости гравитирующей разреженной плазмы в магнитном поле имеет важное астрофизическое значение. Анизотропии давления и тепловых потоков являются специфической характеристикой бесстолкновительной плазмы в сильном магнитном поле и может быть присуща большинству астрофизических систем, таких как спиральные структуры дискообразных галактик, межзвездная среда,

звездные (без столкновений) гравитирующие диски, звездный ветер на Солнце и в короне, обтекающий Землю, другие планеты Солнечной системы, планетные магнитосферы и т.д. В частности, анизотропное давление и тепловой поток имеют тенденцию развиваться в магнитосфере и в хвосте магнитосферы Земли, что доказано прямыми измерениями космической плазмы в доступных для космических аппаратов областях. Изучение замагниченной разреженной плазмы важно также при исследованиях

плазменных струй и термоядерного синтеза в тороидально равновесных токамаках, вблизи краев которых наблюдается плазменный режим без столкновений. В данной работе исследуются свойства гидромагнитных волн возмущения малой амплитуды и неустойчивости в астрофизической замагниченной вращающейся плазме в отсутствии столкновений и при наличии в ней анизотропных давления и потоков тепла.

Для неограниченного межзвездного самогравитирующего однородного облака Джинс (Jeans, 1902) получил критерий гравитационной неустойчивости, согласно которому газовая среда становится неустойчивой при волновых числах

$$k < k_J = (4\pi G \rho)^{1/2} / c_s, \quad (1)$$

где k_J — критическая длина Джинса, c_s — скорость звука в газе. В последующих многочисленных публикациях этот результат был распространен и на замагниченную плазменную среду как на основе уравнений магнитогидродинамики (МГД) для идеальной плазмы, так и для плазмы без столкновений на основе квазигидромагнитных уравнений Чу–Голдбергера–Лоу (CGL) (Chew и др., 1956) с анизотропным тензором давления и при использовании “двойного адиабатического” предположения (см., например, Abraham-Shrauner, 1967; 1973; Glendon, 1966; Kalra и др., 1970; Bhatia, Chonka, 1985; Singh, Kalra, 1986; Маров, Колесниченко, 1987; Dzhililov и др., 2008; Cherkos, Tessema, 2013; Колесниченко, 2023). Важно при этом подчеркнуть, что возможность описания разреженной замагниченной плазмы в рамках анизотропной магнитной гидродинамики объясняется тем, что в сильном магнитном поле функции распределения для каждого вида заряженных частиц цилиндрически симметричны относительно направления магнитного поля, поскольку поле задает четкое направление их движения. Эта асимметрия или перекося относительно поля функции распределения приводит к различию перпендикулярного и параллельного давления в замагниченной плазме без столкновений. При этом гидродинамическое описание оказывается возможным в силу того, что воздействие поля на заряженные частицы в ортогональной к нему плоскости, по своему характеру вполне аналогично столкновениям. Различие уравнений CGL и МГД состоит в том, что в приближении CGL моментные уравнения кинетического уравнения Власова модифицируются заменой шарового

тензора давления $\overset{\circ}{P} = p \overset{\circ}{I}$ со столкновительным скалярным давлением p на анизотропный тензор теплового давления

$$\overset{\circ}{P} = p_{\perp} \overset{\circ}{I} + (p_{\parallel} - p_{\perp}) \mathbf{nn}, \quad (2)$$

который состоит из компонент $p_{\parallel}$ и $p_{\perp}$, параллельных и перпендикулярных к направлению внешнего однородного магнитного поля $\mathbf{B}$, соответственно (здесь $\mathbf{n} = \mathbf{B} / |\mathbf{B}|$ — единичный вектор вдоль направления поля $\mathbf{B}$, а $\overset{\circ}{I}$ — единичный тензор). Для простоты, в этой работе мы ограничимся только протонным давлением (т.е. $p_{\parallel} = p_{i\parallel}$ и $p_{\perp} = p_{i\perp}$), что оправданно в пределе холодных электронов (Sharma и др., 2007). Влияние электронов проявляется только через электромагнитные величины. Компоненты диагонализированного тензора давления (2) подчиняются в приближении CGL законам двойной адиабаты $p_{\parallel} \propto \rho^3 / |\mathbf{B}|^2$, $p_{\perp} \propto \rho |\mathbf{B}|$, которые являются обобщениями обычного уравнения состояния.

В цитируемых выше (и во многих других) исследованиях замагниченная по ионам плазма без столкновений, имеющая малый параметр $\epsilon = R_L / L$ (равный величине отношения ларморовского радиуса R_L вращения заряженной частицы вокруг магнитной силовой линии к характерному размеру задачи L), моделировалась классическими уравнениями CGL, полученными с помощью кинетического уравнения Власова и уравнений Максвелла в нулевом приближении по ϵ при использовании существенного предположения о равенстве нулю тепловых потоков $q_{\parallel}$ и $q_{\perp}$ вдоль и поперек магнитного поля $\mathbf{B}$. Однако условие двойной адиабаты не всегда является приемлемым предположением, например, для плазмы солнечного ветра, в которой по данным космических наблюдений практически все время присутствуют потоки ионного и электронного тепла $q_{\perp, \parallel}$ (Axford, 1968; Hundhausen, 1970). Эти потоки играют важную роль в энергетическом балансе плазменных систем, подобных плазме солнечного ветра, и приводят к появлению новых волновых мод распространения возмущений. По этой причине возникла необходимость в модификации уравнений CGL, путем введения в них дополнительных членов, которые появляются в высших моментах кинетического уравнения Власова и соответствуют конечному значению протонного ларморовского радиуса R_L .

Замыкание моментных уравнений для теплопроводной, термически анизотропной плазмы

было выполнено Whang (1971), который предложил использовать особую форму цилиндрически симметричной функции распределения, позволяющей получить замкнутую систему магнитогидродинамических уравнений для теплопроводной, термически изотропной плазмы. Эта функция распределения обладает важным свойством: ее четвертые моменты могут быть выражены как простые функции других младших моментов. В результате в моментных уравнениях нулевого (уравнение неразрывности), первого (уравнение движения), второго и третьего (уравнения Whang для $p_{\perp,p}$ и $q_{\perp,p}$) порядков не появляется в явном виде никаких членов высших моментов. Вместе с тем, в случае отсутствия вектора теплового потока $\mathbf{q}$ модифицированная система уравнений не сводится к обычным двойным адиабатическим уравнениям CGL. Это связано с тем, что в пределе нулевого теплового потока ($q_{0\perp,\parallel} = 0$) в полученных уравнениях присутствуют некоторые члены (обусловленные потоком тепла), которые имеют тот же порядок величины, что и другие члены в уравнениях CGL (Namikawa, Hamabata, 1981).

Уточнениям подхода, позволяющим получить замкнутую систему магнитогидродинамических уравнений для бесстолкновительной теплопроводной плазмы путем решения кинетического уравнения Власова, посвящено большое количество работ (см., например, Рудаков, Сагдеев, 1958; Волков, 1964; Namikawa, Hamabata, 1981; Ораевский и др., 1985; Шикин, 1988). Полученные при этом модифицированные уравнения CGL успешно используются при изучении малоамплитудных гидромагнитных волн возмущения и для нахождения эффективных критериев неустойчивости в астрофизической многовидовой плазме (усложненной, например, за счет вращения, учета тока Холла, пульсирующего тензора вязких и лучистых напряжений, эффектов радиационной теплопроводности, неоднородности магнитного поля и т.п.), что нашло отражение в целом ряде публикаций астрофизической направленности (см., например, Kalra и др., 1985; Singh, Kalra, 1986; Huahg и др., 1988; Bora, Nayyar, 1991; Ren и др., 2011).

Вместе с тем, следует отметить, что исследования астрофизической многовидовой плазмы, выполненные в рамках набора модифицированных уравнений CGL, проводились, зачастую, отдельно для гравитирующего и для вращающегося плазменного облака. По этой причине в данной статье проблему распространения малоамплитудных волн возмущения

и неустойчивости астрофизической замагниченной плазмы предлагается обсудить для случая совместного влияния самогравитации, равномерного вращения и анизотропии давления и тепловых потоков. В соответствии с выведенным наиболее общим дисперсионным соотношением, в работе обсуждаются критерии неустойчивости и распространение магнитогидродинамических волн с разной ориентацией относительно внешнего магнитного поля. С целью выявления влияния вращения и самогравитации на косое распространение возмущающей волны в анизотропной плазменной системе был проведен предварительный анализ этого случая, в результате которого получены модифицированные критерии неустойчивостей “пожарный шланг” и “зеркало” с учетом влияния тепловых потоков.

В результате показано, что наличие равномерного вращения плазмы уменьшает критическое волновое число Джинса и оказывает стабилизирующее влияние на критерий гравитационной неустойчивости при поперечном распространении возмущающей волны. Однако для продольного распространения волны возмущения вращение системы не оказывает влияния на критерий неустойчивости. Включение тепловых потоков приводит в случае косого распространения магнитогидродинамических волн к появлению двух дополнительных мод. Фазовая скорость быстрой моды с продольным распространением увеличивается в присутствии тепловых потоков. Полученные результаты сравниваются с результатами, найденными на основе двойной адиабатической теории CGL.

ОСНОВНЫЕ МОМЕНТНЫЕ УРАВНЕНИЯ ДЛЯ ТЕПЛОПРОВОДНОЙ, ТЕРМИЧЕСКИ АНИЗОТРОПНОЙ ПЛАЗМЫ

Далее рассматривается пространственно неограниченная, бесстолкновительная плазменная система, которая, вращаясь с постоянной угловой скоростью Ω ($\Omega_x, 0, \Omega_z$), находится под влиянием сильного внешнего магнитного поля $\mathbf{B}$, направленного вдоль оси $\mathbf{i}_z$, $\mathbf{B} = |\mathbf{B}|\mathbf{i}_z = B_z \mathbf{i}_z$. Для ее описания будем использовать замкнутую систему моментных уравнений кинетического уравнения Власова для бесстолкновительной, теплопроводной термически анизотропной плазмы, состоящую из следующих одиннадцати уравнений, включающих модифицированные уравнения CGL, уравнение Пуассона и уравнения

Максвелла (в идеальном пределе) (Whang, 1971; Шикин, 1988; Bora, Nayyar, 1991):

$$\frac{d}{dt}\rho = -\rho \operatorname{div} \mathbf{v}, \quad (3)$$

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\operatorname{Div} \mathbf{P} + \rho \operatorname{grad} \psi + \frac{1}{4\pi} \operatorname{rot}(\mathbf{B} \times \mathbf{B}) + 2\rho(\mathbf{v} \times \boldsymbol{\Omega}), \quad (4)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \operatorname{rot}(\mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad \operatorname{div} \mathbf{B} = 0, \quad (5)$$

$$\Delta \psi = -4\pi G \rho, \quad (6)$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{|\mathbf{B}|^2 p_{\parallel}}{\rho^3} \right) = -2 \frac{|\mathbf{B}|^3}{\rho^3} \mathbf{n} \cdot \operatorname{grad} \left(\frac{q_{\parallel}}{|\mathbf{B}|} \right), \quad (7)$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{p_{\perp}}{\rho |\mathbf{B}|} \right) = -\frac{1}{\rho} \mathbf{n} \cdot \operatorname{grad} \left(\frac{q_{\perp}}{|\mathbf{B}|} \right), \quad (8)$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{|\mathbf{B}|^3 q_{\parallel}}{\rho^4} \right) = \frac{3}{2} \frac{|\mathbf{B}|^2}{\rho^3} \mathbf{n} \cdot \left[\frac{p_{\parallel} p_{\perp}}{\rho^2} \operatorname{grad} |\mathbf{B}| - |\mathbf{B}| \frac{p_{\parallel}}{\rho} \operatorname{grad} \left(\frac{p_{\parallel}}{\rho} \right) \right], \quad (9)$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{q_{\perp}}{\rho^2} \right) = \frac{1}{\rho |\mathbf{B}|} \mathbf{n} \cdot \left[\frac{p_{\perp}^2}{\rho^2} \operatorname{grad} |\mathbf{B}| - |\mathbf{B}| \frac{p_{\perp}}{\rho} \operatorname{grad} \left(\frac{p_{\perp}}{\rho} \right) \right]. \quad (10)$$

Здесь $d/dt = d/dt + (\mathbf{v} \cdot \operatorname{grad})$ — конвективная производная; $\mathbf{v}(\mathbf{r}, t) = n^{-1} \langle \mathbf{u} f_0 \rangle$, $\rho(\mathbf{r}, t) = mn = m \langle f_0 \rangle$ — гидродинамическая скорость и массовая плотность потока ионов; $\mathbf{u}$, m и n — истинная скорость, масса и числовая плотность ионов; $\mathbf{c} = (\mathbf{u} - \mathbf{v})$ — хаотическая скорость ионов; ψ — гравитационный потенциал; $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$ — внешнее магнитное поле, направленное вдоль оси $\mathbf{i}_z$, $\mathbf{B} = B_0 \mathbf{i}_z$. Параметры

$$\begin{aligned} p_{\parallel}(\mathbf{r}, t) &= k_B T_{\parallel} n = m^{-1} \langle c_{\parallel}^2 f_0 \rangle, \\ p_{\perp}(\mathbf{r}, t) &= k_B T_{\perp} n = (2m)^{-1} \langle c_{\perp}^2 f_0 \rangle, \\ q_{\parallel}(\mathbf{r}, t) &= (2m^2)^{-1} \langle c_{\parallel}^3 f_0 \rangle, \\ q_{\perp}(\mathbf{r}, t) &= (2m^2)^{-1} \langle c_{\perp}^3 f_0 \rangle \end{aligned} \quad (11)$$

являются соответственно продольным и трансверсальным (перпендикулярным к магнитному полю $\mathbf{B}$) давлением и тепловыми потоками ионов; k_B — постоянная Больцмана; $c_{\parallel}$ и $c_{\perp}$ — соответственно продольные и трансверсальные составляющие хаотической скорости ионов. Заметим, что $q_{\perp}(\mathbf{r}, t)$ и $q_{\parallel}(\mathbf{r}, t)$ в (11) в общем случае должны быть суммированы по электронам и ионам (с отдельными давлениями для каждого

вида частиц), в то время как $\rho(\mathbf{r}, t)$ и $\mathbf{v}(\mathbf{r}, t)$ (3)–(4) являются плотностью и скоростью потока ионов. Угловые скобки в (11) определяются как

$$\langle \varphi(\mathbf{c}) f \rangle = \int \varphi(\mathbf{c}) f d\mathbf{u} = \int \varphi f \pi d c_{\parallel} d c_{\perp}^2, \quad (12)$$

где $f(\mathbf{c})$ — функция распределения хаотических скоростей ионов, которая в приближении самого низкого порядка является цилиндрически симметричной относительно направления поля $\mathbf{B}$. Для функции распределения f_0 в нулевом приближении по параметру ε в работе (Whang, 1971) предложено следующее выражение:

$$\begin{aligned} f_0 &= f_M \left[1 + \frac{q_{\parallel} n^2}{3 m p_{\parallel}^3} c_{\parallel}^3 + \right. \\ &\quad \left. + \frac{q_{\perp} n^2}{2 m p_{\parallel} p_{\perp}^2} c_{\perp}^2 - \frac{n}{p_{\parallel}} c_{\parallel} \left(\frac{q_{\parallel}}{p_{\parallel}} + \frac{q_{\perp}}{p_{\perp}} \right) \right], \end{aligned} \quad (13)$$

где

$$\begin{aligned} f_M(\mathbf{c}) &= (2\pi m k_B)^{-3/2} \frac{n}{T_{\parallel}^{1/2} T_{\perp}} \exp \\ &\quad \exp \left[-m c_{\parallel}^2 / 2 k_B T_{\parallel} - m c_{\perp}^2 / 2 k_B T_{\perp} \right] \end{aligned} \quad (14)$$

— невозмущенная (бимаксвелловская) функция распределения скоростей. Это выражение было получено Whang на основе обработки спутниковых данных о протонах плазмы солнечного ветра на расстоянии 1 а. е. от Солнца. Выбор функции распределения ионов в виде (13) позволил получить замкнутую систему уравнений (3)–(10) для одиннадцати неизвестных структурных параметров $\rho(\mathbf{r}, t)$, $\mathbf{v}(\mathbf{r}, t)$, $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$, $p_{\parallel}(\mathbf{r}, t)$, $p_{\perp}(\mathbf{r}, t)$, $q_{\parallel}(\mathbf{r}, t)$ и $q_{\perp}(\mathbf{r}, t)$.

Как уже отмечалось выше, система уравнений (8)–(11) без тепловых потоков нулевого порядка ($q_{\parallel} = q_{\perp} = 0$) не сводится к системе CGL, записанных в предположении двойной адиабаты, поскольку в этом случае уравнения (10) и (11) не удовлетворяются тождественно. В рамках данной работы полученные из уравнений (10) и (11) соотношения

$$\begin{aligned} \mathbf{n} \cdot \left[\frac{T_{\perp} + T_{\parallel} T_{\perp}}{T_{\parallel}} \operatorname{grad} |\mathbf{B}| - \operatorname{grad}(|\mathbf{B}| T_{\perp}) \right] &= 0, \\ \mathbf{n} \cdot [(T_{\perp} + T_{\parallel}) \operatorname{grad} |\mathbf{B}| - \operatorname{grad}(|\mathbf{B}| T_{\parallel})] &= 0 \end{aligned}$$

будем считать условиями, при выполнении которых функция распределения ионов по скоростям является бимаксвелловской. Эти условия справедливы, например, для двумерных

движений в плоскости, перпендикулярной магнитному полю, или при равенстве нулю производных вдоль магнитного поля от $T_{\perp}, T_{\parallel}$ и $|\mathbf{B}|$.

При учете формул

$$\begin{aligned} \text{rot}(\mathbf{B} \times \mathbf{B}) &= -\text{grad}(|\mathbf{B}|^2/2) + (\mathbf{B} \cdot \text{grad})\mathbf{B}, \\ \text{Div} \mathbf{P} &= \text{grad} p_{\perp} + (\mathbf{B} \cdot \text{grad}) \frac{p_{\parallel} - p_{\perp}}{B^2} \mathbf{B}, \end{aligned}$$

уравнению движения (4) можно придать другой, используемый далее вид

$$\begin{aligned} \rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} &= -\text{grad} \left(p_{\perp} + \frac{|\mathbf{B}|^2}{8\pi} \right) - \\ &- (\mathbf{B} \cdot \text{grad}) \frac{\left(p_{\parallel} - p_{\perp} + \frac{|\mathbf{B}|^2}{4\pi} \right)}{|\mathbf{B}|^2} \mathbf{B} + \\ &+ \rho \text{grad} \psi + 2\rho(\mathbf{v} \times \boldsymbol{\Omega}), \end{aligned} \quad (15)$$

На основе уравнений (2)–(10) в данной работе исследуется проблема распространения магнито-гидродинамических волн возмущения с разной ориентацией относительно вектора магнитного поля, а также рассчитывается скорость роста различных неустойчивостей (в частности, неустойчивостей “пожарный шланг” и “зеркало”), связанных с учетом влияния тепловых потоков.

ЛИНЕАРИЗОВАННЫЕ УРАВНЕНИЯ ДЛЯ МАЛЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ. ОБЩЕЕ ДИСПЕРСИОННОЕ УРАВНЕНИЕ

В этом разделе получено дисперсионное соотношение для линеаризованных магнито-гидродинамических уравнений для бесстолкновительной теплопроводной плазмы на основе системы уравнений (3–10). Далее будем предполагать, что в начальном равновесном состоянии пространственно неограниченная анизотропная плазма является однородной. Одновременно будем считать, что магнитное поле, плотность плазмы, анизотропные газовые давления и скорость вращения невозмущенной среды являются постоянными величинами. В этом случае можно пренебречь всеми пространственными производными в линеаризованных уравнениях. При их выводе ограничимся также малыми возмущениями (по сравнению с равновесными) каждой физической переменной, для чего запишем их в виде:

$$\begin{aligned} \rho &= \rho_0 + \delta\rho(\mathbf{r}, t), \quad \mathbf{v} = \mathbf{v}_0 (= 0) + \delta\mathbf{v}(\mathbf{r}, t), \\ \mathbf{P} &= \mathbf{P}_0 + \delta\mathbf{P}(\mathbf{r}, t), \quad \mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \delta\mathbf{B} = B_0 \mathbf{i}_z + \delta\mathbf{B}(\mathbf{r}, t), \end{aligned}$$

$$\psi = \psi_0 + \delta\psi(\mathbf{r}, t).$$

Здесь слагаемые с индексом “0” описывают невозмущенные равновесные (равномерные как в пространстве, так и во времени) значения структурных параметров среды, а величины $\delta\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$, $\delta\mathbf{v}(\mathbf{r}, t)$, $\delta\rho(\mathbf{r}, t)$, $\delta\psi(\mathbf{r}, t)$ и $\delta\mathbf{P}(\mathbf{r}, t)$ являются соответственно возмущениями первого порядка равновесных значений магнитного поля, гидродинамической скорости и массовой плотности плазменной жидкости, гравитационного потенциала и тензора давления. В этом случае, при выполнении всех необходимых разложений, удержании членов только первого порядка относительно малых возмущений и с учетом сделанных выше упрощающих предположений, уравнения (2)–(10) приводят к следующему набору линейных уравнений для возмущенных величин:

$$\begin{aligned} \delta\mathbf{P} &= \delta p_{\perp} \mathbf{I} + (\delta p_{\parallel} - \delta p_{\perp}) \mathbf{n} \mathbf{n} + \\ &+ (p_{\parallel} - p_{\perp}) (\mathbf{n} \delta \mathbf{n} + \delta \mathbf{n} \mathbf{n}), \end{aligned} \quad (16)$$

$$\frac{d}{dt} \delta\rho = -\rho_0 \text{div}(\delta\mathbf{v}), \quad (17)$$

$$\begin{aligned} \rho_0 \frac{d}{dt} \delta\mathbf{v} &= -\text{Div}(\delta\mathbf{P}) + \frac{1}{4\pi} \text{rot}(\delta\mathbf{B}) \times \mathbf{B}_0 + \\ &+ \rho_0 \text{grad}(\delta\psi) + 2\rho_0(\delta\mathbf{v} \times \boldsymbol{\Omega}). \end{aligned} \quad (18)$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \delta\mathbf{B} &= (\mathbf{B}_0 \cdot \text{grad}) \delta\mathbf{v} - \mathbf{B}_0 \text{div}(\delta\mathbf{v}), \\ \text{div}(\delta\mathbf{B}) &= 0, \end{aligned} \quad (19)$$

$$\Delta \delta\psi = -4\pi G \delta\rho, \quad (20)$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \left[\delta p_{\parallel} + \frac{2p_{\parallel 0}}{|\mathbf{B}_0|} \delta B_z - \frac{3p_{\parallel 0}}{\rho_0} \delta\rho \right] &= \\ = -2\mathbf{n} \cdot \left[\text{grad}(\delta q_{\parallel}) - \frac{q_{\parallel 0}}{|\mathbf{B}_0|} \text{grad}(\delta B_z), \right] \end{aligned} \quad (21)$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \left[\delta p_{\perp} - \frac{p_{\perp 0}}{|\mathbf{B}_0|} \delta B_z - \frac{p_{\perp 0}}{\rho_0} \delta\rho \right] &= \\ = -\mathbf{n} \cdot \left[\text{grad}(\delta q_{\perp}) - \frac{q_{\perp 0}}{|\mathbf{B}_0|} \text{grad}(\delta B_z) \right], \end{aligned} \quad (22)$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \left[\delta q_{\parallel} + \frac{3q_{\parallel 0}}{|\mathbf{B}_0|} \delta B_z - \frac{4q_{\parallel 0}}{\rho_0} \delta\rho \right] &= \\ = \frac{3}{2} \mathbf{n} \cdot \left[\frac{p_{\perp 0} p_{\parallel 0}}{\rho_0} \text{grad}(\delta B_z) - \right. \\ \left. - \frac{p_{\parallel 0}}{\rho_0} \text{grad}(\delta p_{\parallel}) + \frac{p_{\parallel}^2}{\rho_0} \text{grad}(\delta\rho) \right], \end{aligned} \quad (23)$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \left[\delta q_{\perp} - \frac{2q_{\perp 0}}{\rho_0} \delta \rho \right] = \\ = \mathbf{n} \cdot \left[\frac{p_{\perp 0}}{\rho_0 |\mathbf{B}_0|} \text{grad}(\delta B_z) - \right. \\ \left. - \frac{p_{\perp 0}}{\rho_0} \text{grad}(\delta p_{\perp}) + \frac{p_{\perp 0} p_{\perp 0}}{\rho_0^2} \text{grad}(\delta \rho) \right]. \quad (24) \end{aligned}$$

Здесь

$$\begin{aligned} \delta \mathbf{n} = (\delta \mathbf{B} - \mathbf{n}_0 \cdot \delta \mathbf{B}) / |\mathbf{B}_0|, \quad \mathbf{n}_0 = \mathbf{i}_z. \\ \left[\text{Div}(\delta \mathbf{P}) \right]_x^t = \left[2p_{\perp} k_{\perp}^2 - (p_{\perp} - p_{\perp}) k_{\perp}^2 \right] \frac{v_x}{\omega} + p_{\perp} k_{\perp} k_{\perp} \frac{v_z}{\omega}, \\ \left[\text{Div}(\delta \mathbf{P}) \right]_y^t = -(p_{\perp} - p_{\perp}) k_{\perp}^2 \frac{v_y}{\omega}, \\ \left[\text{Div}(\delta \mathbf{P}) \right]_z^t = 3p_{\perp} k_{\perp}^2 \frac{v_z}{\omega} + p_{\perp} k_{\perp} k_{\perp} \frac{v_x}{\omega}. \quad (25) \end{aligned}$$

Далее будем предполагать, что все возмущенные величины $\delta \mathbf{w}(\mathbf{r}, t)$ изменяются по закону гармонических колебаний

$$\delta \mathbf{w}(\mathbf{r}, t) \sim \exp(-i\omega t + i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}), \quad (26)$$

где $\delta \mathbf{w}$ — независимая от времени и пространства малая амплитуда пульсаций; $\mathbf{k} = k_{\perp} \mathbf{i}_x + k_{\parallel} \mathbf{i}_z$ — действительный волновой вектор, а $k_{\perp}$ и $k_{\parallel}$ — волновые числа соответственно в направлениях x и z , так что $|\mathbf{k}|^2 = k_{\perp}^2 + k_{\parallel}^2$; ω — комплексная частота гармонических колебаний. Очевидно, что если частота ω является чисто мнимой величиной, то имеет место растущий со временем режим и система представляет собой неустойчивую конфигурацию.

С учетом предположения (26) линеаризованную систему дифференциальных уравнений (16)–(25) можно привести к следующему виду трех алгебраических уравнений относительно компонент v_x, v_y, v_z пульсирующей скорости (Gebretsadkan, 2017):

$$W_{ij} v_j = 0, \quad i, j (= x, y, z), \quad (27)$$

где

$$\begin{aligned} W_{xx} = (\omega^2 - k_{\parallel}^2 S_{\parallel}^2) \left[\omega^2 + k_{\parallel}^2 \Lambda^2 - \right. \\ \left. - k_{\perp}^2 V_A^2 + k_{\perp}^2 (S_{\perp}^2 - S_{\perp G}^2) \right] - \\ - k_{\perp}^2 (2S_{\perp}^2 \omega^2 + k_{\parallel} Q_{\perp} \omega - k_{\parallel}^2 S_{\perp}^2 (S_{\parallel}^2 + S_{\perp}^2)), \\ W_{yy} = -i2\Omega_P \omega (\omega^2 - k_{\parallel}^2 S_{\parallel}^2), \\ W_{xz} = k_{\parallel} k_{\perp} \left[(\omega^2 - k_{\parallel}^2 S_{\parallel}^2) (S_{\perp}^2 - S_{\perp G}^2) - \right. \\ \left. - S_{\perp}^2 \omega^2 - 2k_{\parallel} Q_{\perp} \omega + k_{\parallel}^2 S_{\parallel}^2 S_{\perp}^2 \right] \end{aligned}$$

$$W_{yx} = i2\Omega_P \omega, \quad W_{yy} = \omega^2 + k_{\parallel}^2 \Lambda^2,$$

$$W_{yz} = -i2\Omega_{\perp} \omega,$$

$$\begin{aligned} W_{zx} = k_{\perp} k_{\parallel} \left[(\omega^2 - 3k_{\parallel}^2 S_{\parallel}^2) (S_{\parallel}^2 - S_{\perp G}^2) - \right. \\ \left. - S_{\parallel}^2 \omega^2 + 3k_{\parallel}^2 S_{\parallel}^2 (S_{\parallel}^2 + S_{\perp}^2) \right], \end{aligned}$$

$$W_{zy} = i2\Omega_{\perp} \omega (\omega^2 - 3k_{\parallel}^2 S_{\parallel}^2),$$

$$\begin{aligned} W_{zz} = \left[\omega^2 + k_{\parallel}^2 (S_{\perp}^2 - S_{\perp G}^2) \right] (\omega^2 - 3k_{\parallel}^2 S_{\parallel}^2) - \\ - k_{\parallel}^2 (3S_{\parallel}^2 \omega^2 - 3S_{\parallel}^2 k_{\parallel}^2 + 8k_{\parallel} Q_P \omega). \end{aligned}$$

Здесь использованы следующие обозначения: $S_{\parallel, \perp} = \sqrt{p_{\parallel, \perp} / \rho} = \sqrt{k T_{\parallel, \perp} / m}$ — скорости звука соответственно в параллельном и перпендикулярном к магнитному полю направлениях; $V_A = \sqrt{|\mathbf{B}_0|^2 / 4\pi \rho}$ — скорость Альвена; $Q_{\parallel, \perp} = q_{\parallel, \perp} / \rho$; $S_{\perp G}^2 = S_{\perp}^2 - 4\pi G \rho / |\mathbf{k}|^2$; $\Lambda^2 = S_{\parallel}^2 - S_{\perp}^2 - V_A^2$. Подстрочный индекс “0” у невозмущенных величин здесь и далее для простоты формул опущен.

Условием существования нетривиального решения однородной системы уравнений (27) является равенство нулю определителя ее коэффициентов (Singh, Kalra, 1986; Ren и др., 2011):

$$\begin{aligned} \left\{ \left[\omega^2 + k_{\perp}^2 (S_{\perp}^2 - S_{\perp G}^2) + k_{\parallel}^2 \Lambda^2 - k_{\perp}^2 V_A^2 \right] (\omega^2 - k_{\parallel}^2 S_{\parallel}^2) - \right. \\ \left. - k_{\perp}^2 \left[2S_{\perp}^2 \omega^2 + k_{\parallel} Q_{\perp} \omega - k_{\parallel}^2 S_{\perp}^2 (S_{\parallel}^2 + S_{\perp}^2) \right] \right\} \times \\ \times \left\{ (\omega^2 + k_{\parallel}^2 \Lambda^2) \left[(\omega^2 + k_{\parallel}^2 (S_{\perp}^2 - S_{\perp G}^2)) (\omega^2 - \right. \right. \\ \left. - 3k_{\parallel}^2 S_{\parallel}^2) - 3k_{\parallel}^2 S_{\parallel}^2 (\omega^2 - k_{\parallel}^2 S_{\parallel}^2) - 8k_{\parallel}^3 Q_P \omega \right] - \\ \left. - 4\Omega_{\perp}^2 \omega^2 (\omega^2 - 3k_{\parallel}^2 S_{\parallel}^2) \right\} - \\ - 4\Omega_P (\omega^2 - k_{\parallel}^2 S_{\parallel}^2) \left\{ k_{\parallel} k_{\perp} \Omega_{\perp} \omega^2 \left[(S_{\parallel}^2 - S_{\perp G}^2) \times \right. \right. \\ \left. \times (\omega^2 - 3k_{\parallel}^2 S_{\parallel}^2) - S_{\parallel}^2 \omega^2 + 3k_{\parallel}^2 S_{\parallel}^2 (S_{\perp}^2 + S_{\perp}^2) \right] + \\ \left. + \Omega_P \omega^2 \left[(\omega^2 + k_{\parallel}^2 (S_{\perp}^2 - S_{\perp G}^2)) (\omega^2 - 3k_{\parallel}^2 S_{\parallel}^2) - \right. \right. \\ \left. - k_{\parallel}^2 (3S_{\parallel}^2 (\omega^2 - k_{\parallel}^2 S_{\parallel}^2) + 8k_{\parallel} Q_P \omega) \right] \right\} - \\ - k_{\parallel} k_{\perp} \left[(\omega^2 - k_{\parallel}^2 S_{\parallel}^2) S_{\perp G}^2 + 2k_{\parallel} Q_{\perp} \omega \right] \times \end{aligned}$$

$$\times \left\{ -4\Omega_p \Omega_{\perp} \omega^2 (\omega^2 - 3k_p^2 S_p^2) + \right. \\ \left. + k_p k_{\perp} (\omega^2 + k_p^2 \Lambda^2) \left[(\omega^2 - \right. \right. \\ \left. \left. - 3k_p^2 S_p^2) S_{\perp G}^2 - 3k_p^2 S_p^2 S_{\perp}^2 \right] \right\} = 0 \quad (28)$$

Дисперсионное соотношение (28), являющееся полиномом десятого порядка относительно частоты ω , в отличие от аналогичного соотношения, выведенного в рамках системы уравнений CGL в предположении двойной адиабаты, учитывает присутствие тепловых потоков нулевого порядка. Это соотношение лежит в основе изучения магнитогидродинамических волн и получения наиболее эффективных критериев гравитационной неустойчивости для бесстолкновительной, замагниченной, самогравитирующей и теплопроводной астрофизической плазмы. Аналитически исследовать это сложное дисперсионное соотношение в общем случае произвольного направления распространения волн возмущения затруднительно. Вместе с тем, дисперсионное уравнение (28) может быть существенно упрощено в различных предельных случаях, в частности, при рассмотрении по отдельности поперечных, продольных и косых волновых мод.

ПОПЕРЕЧНОЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛН ВОЗМУЩЕНИЯ

В случае поперечного распространения колебательной волны возмущения, когда $k_{\perp} = |\mathbf{k}|$, $k_p = 0$, дисперсионное соотношение (28) принимает более простой вид

$$\left[\omega^2 - |\mathbf{k}|^2 (V_A^2 + 2S_{\perp}^2) + \right. \\ \left. + 4\pi G \rho \right] (\omega^2 - 4\Omega_{\perp}^2) - 4\Omega_p^2 \omega^2 = 0. \quad (29)$$

Проанализируем это соотношение для следующих трех случаев: для случая отсутствия равномерного вращения Ω плазменной системы и для случаев расположения оси вращения вдоль и поперек вектора магнитного поля $\mathbf{B}$.

Вращение астрофизической плазменной системы отсутствует

При отсутствии вращения дисперсионное соотношение (29) принимает вид уравнения четвертой степени по ω (Singh, Kalra, 1986):

$$\omega^4 - \left[|\mathbf{k}|^2 (V_A^2 + 2S_{\perp}^2) + 4\pi G \rho \right] \omega^2 = 0. \quad (30)$$

Это уравнение, отражающее влияние магнитного поля на гравитационную неустойчивость астрофизической плазмы имеет три корня: нулевой корень $\omega_1 = 0$ и два корня

$$\omega_{2,3} = \pm \sqrt{|\mathbf{k}|^2 (2S_{\perp}^2 + V_A^2) - 4\pi G \rho}.$$

Условие существования мнимого корня, соответствующее неустойчивости волновой моды самогравитирующей плазменной системы с анизотропным давлением, имеет вид $|\mathbf{k}|^2 (2S_{\perp}^2 + V_A^2) - 4\pi G \rho < 0$. Отсюда следует модифицированный критерий неустойчивости Джинса

$$|\mathbf{k}| < k_J \equiv \left(\frac{4\pi G \rho}{2S_{\perp}^2 + V_A^2} \right)^{1/2} = \\ = \left(\frac{4\pi G \rho^2}{2p_{\perp}^2 + |\mathbf{B}|^2 / 4\pi} \right)^{1/2}, \quad (31)$$

который совпадает с полученным в работе (Gliddon, 1966). Интересная особенность этого режима заключается в том, что, в отличие от классической неустойчивости Джинса $|\mathbf{k}| < k_J \equiv (4\pi G \rho)^{1/2} / c_s$, возникающей в однородной (и даже вращающейся) магнитоплазме, в рассматриваемом случае критическая длина волны зависит от напряженности магнитного поля и давления плазмы в поперечном направлении, но не зависит от наличия теплопроводности.

Ось вращения параллельна магнитному полю

Подставляя координаты $\Omega_{\perp} = 0$ и $\Omega_p = \Omega$ вектора угловой скорости вращения в уравнение (29), получим простое алгебраическое уравнение

$$\omega^2 - |\mathbf{k}|^2 (V_A^2 + 2S_{\perp}^2) + 4\pi G \rho - 4\Omega_p^2 = 0, \quad (32)$$

описывающее гравитационные моды, зависящие от комбинированных эффектов равномерного вращения и магнитного поля, но также не зависящие от теплового потока. Условие существования мнимого корня уравнения (32), соответствующее неустойчивости волновой моды самогравитирующей плазменной системы с анизотропным давлением, имеет вид

$$|\mathbf{k}|^2 (V_A^2 + 2S_{\perp}^2) - 4\pi G \rho + 4\Omega_p^2 < 0. \quad (33)$$

Отсюда получаем модифицированный критерий неустойчивости Джинса

$$|\mathbf{k}| < k_J \equiv \left[\frac{4\pi G \rho - 4\Omega_P^2}{2(p_\perp / \rho) + V_A^2} \right]^{1/2}. \quad (34)$$

Из этого критерия можно сделать следующий вывод: в случае поперечного распространения волны возмущения, направленной перпендикулярно к оси вращения плазменного облака ($\mathbf{k} \perp \Omega$), вращение и магнитное поле стабилизируют гравитационную неустойчивость. Заметим, что критерий (34) совпадает с критерием неустойчивости для бесстолкновительной вращающейся плазмы, описываемой в рамках CGL при использовании двойного адиабатического предположения (см., например, Колесниченко, 2023).

*Ось вращения перпендикулярна
к магнитному полю*

Покажем теперь, что, когда направление распространения волны и ось вращения перпендикулярны магнитному полю, вращательная мода разделяется на две. Действительно, подстановка в дисперсионное соотношение (29) компонент $\Omega_{||} = 0$ и $\Omega_\perp = \Omega$ вектора угловой скорости приводит к режиму распространения волны возмущения, описываемому уравнением

$$(\omega^2 - 4\Omega_\perp^2) \left[\omega^2 - |\mathbf{k}|^2 (V_A^2 + 2S_\perp^2) + 4\pi G \rho \right] = 0. \quad (35)$$

Первый множитель этого уравнения, приравняемый к нулю, $\omega^2 - 4\Omega_\perp^2 = 0$, определяет устойчивые (затухающие) вращательные режимы $\omega_{1,2} = \pm 2\Omega$, не зависящие от магнитного поля, самогравитации системы и теплового потока.

Второй множитель уравнения (35) приводит к следующему критерию неустойчивости анизотропной плазмы:

$$|\mathbf{k}| < \left[4\pi G \rho / (2(p_\perp / \rho) + V_A^2) \right]^{1/2}. \quad (36)$$

Таким образом, когда направление распространения колебательной волны возмущения и ось вращения плазменного облака перпендикулярны магнитному полю ($\mathbf{k} \perp \mathbf{B}, \Omega \perp \mathbf{B}$), вращение системы не влияет на гравитационный режим неустойчивости плазмы, который зависит от поперечного давления и магнитного поля. В этом случае критическое волновое число Джинса, имеющее вид

$$k_J \equiv 2\pi G / \left[2p_\perp + |\mathbf{B}|^2 / 4\pi \right]^{1/2}, \quad (37)$$

полностью совпадает с волновым числом, полученным в рамках классической системы уравнений CGL для бесстолкновительной плазмы без теплопроводности (см., например, Колесниченко 2023).

ПРОДОЛЬНОЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛНЫ ВОЗМУЩЕНИЯ

В случае продольного распространения мелкомасштабной волны возмущения (когда $k_\perp = 0$, $k_P = |\mathbf{k}|$) дисперсионное соотношение (29) сводится к следующей системе уравнений:

$$\omega^2 - |\mathbf{k}|^2 S_P^2 = 0, \quad (38)$$

$$\begin{aligned} & \left(\omega^2 + |\mathbf{k}|^2 \Lambda^2 \right) \left\{ (\omega^2 + |\mathbf{k}|^2 \Lambda^2) \left[(\omega^2 + 4\pi G \rho) (\omega^2 - 3|\mathbf{k}|^2 S_P^2) - \right. \right. \\ & \quad \left. - |\mathbf{k}|^2 (3S_P^2 \omega^2 - 3S_P^4 |\mathbf{k}|^2 - 8|\mathbf{k}| Q_P \omega) \right] - \\ & \quad \left. - 4\Omega_\perp^2 \omega^2 (\omega^2 - 3|\mathbf{k}|^2 S_P^2) \right\} - 4\Omega_P^2 \omega^2 \times \\ & \quad \times \left[(\omega^2 + 4\pi G \rho) (\omega^2 - 3|\mathbf{k}|^2 S_P^2) + \right. \\ & \quad \left. + k_P^2 (-3S_P^2 \omega^2 + 8|\mathbf{k}| Q_P \omega + 3|\mathbf{k}|^2 S_P^4) \right] = 0. \quad (39) \end{aligned}$$

Уравнение (38) является дисперсионным соотношением для фазовых скоростей $v_{\phi grad \omega} / |\mathbf{k}|$ распространяющихся звуковых волн, модулированных параллельным давлением

$$(v_\phi)_{1,2} = \pm \sqrt{p_\perp / \rho}. \quad (40)$$

Уравнение (39) имеет восьмой порядок по частоте ω , что затрудняет его аналитическое рассмотрение. По этой причине проанализируем далее уравнение (39) для трех возможных особенностей газового облака: для случая отсутствия вращения плазмы и для случая, когда ось вращения направлена вдоль и поперек магнитного поля $\mathbf{B}$.

Вращение астрофизической плазменной системы отсутствует

В случае отсутствия вращения дисперсионное соотношение (29) разбивается на следующие два уравнения:

$$\left[\omega^2 + |\mathbf{k}|^2 (S_P^2 - S_\perp^2 - V_A^2) \right]^2 = 0, \quad (41)$$

$$\begin{aligned} & \omega^4 + \left[4\pi G \rho - 6|\mathbf{k}|^2 S_P^2 \right] \omega^2 + 8|\mathbf{k}|^3 Q_P \omega + \\ & + 3|\mathbf{k}|^2 S_P^2 (S_P^2 |\mathbf{k}|^2 - 4\pi G \rho) = 0. \quad (42) \end{aligned}$$

Уравнение (41) описывает неустойчивый, нераспространяющийся режим, называемый неустойчивостью “пожарного шланга” (см., например, Kalra и др., 1985). В рассматриваемом случае на критерий неустойчивости шланга

$$p_{\parallel}^2 > p_{\perp}^2 + |\mathbf{B}_0|^2 / 4\pi$$

не влияют эффекты гравитации, вращения и переноса тепла.

Физический механизм этой неустойчивости связан с “вмороженностью” силовых линий магнитного поля в бесконечно проводящую плазму. Поскольку в этом случае частицы плазмы привязаны к силовым линиям, то при искривлении силовой линии возникает центробежная сила, пропорциональная энергии продольного движения частиц и стремящаяся увеличить искривление. Если продольное давление велико, то эта сила оказывается больше, чем возвращающие силы, связанные с натяжением силовых линий. В результате силовая линия будет еще больше искривляться по аналогии с поведением шланга, по которому подается сильная струя воды.

Волновой режим, описываемый уравнением четвертой степени (42), отражает влияние на распространение звуковой волны продольных компонент давления $p_{\parallel}$ и вектора теплового потока $\mathbf{Q}_{\parallel} = q_{\parallel} \mathbf{p}$. В общем случае аналитическое решение уравнения (42) представляет известные трудности. По этой причине рассмотрим здесь два предельных случая этого уравнения. Но перед этим отметим еще раз, что при включении в рассмотрение анизотропного потока тепла модифицированная система уравнений CGL содержит не только члены, непосредственно связанные с тепловым потоком нулевого порядка $q_{\parallel}$, но и члены, не содержащие его в явном виде. Другими словами, даже в предельном случае, когда $q_{\parallel} \approx 0$, дисперсионное соотношение (28) содержит члены, обусловленные возмущенным тепловым потоком $\delta q_{\parallel}$. При этом вклад этих членов может быть очень значительным.

Обсудим сначала возможность появления неустойчивости плазменной системы, описываемой уравнением (42), когда тепловой поток нулевого порядка отсутствует, $q_{\parallel} = 0$. В этом случае уравнение (42) сводится к биквадратному уравнению (Singh, Kalra, 1986)

$$\left[\omega^4 + (4\pi G \rho - 6|\mathbf{k}|^2 S_p^2) \omega^2 + 3|\mathbf{k}|^2 S_p^2 (S_p^2 |\mathbf{k}|^2 - 4\pi G \rho) \right] = 0, \quad (43)$$

решение которого имеет вид:

$$(\omega^2)_{1,2} = 3|\mathbf{k}|^2 S_p^2 - 2\pi G \rho \pm \sqrt{4\pi^2 G^2 \rho^2 + 6|\mathbf{k}|^4 S_p^4}. \quad (44)$$

Одна из волновых мод, описываемых соотношением (44), может быть монотонно неустойчивой в результате гравитации, если длина волны возмущения $\lambda = 2\pi / |\mathbf{k}|$ достаточно велика. Для пояснения этого утверждения перепишем уравнение (43) в виде:

$$x^2 = y^2 - \frac{1}{2} \pm \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{2}{3}y^4}, \quad (45)$$

где $x = \omega / \sqrt{4\pi G \rho}$, $y = |\mathbf{k}| \sqrt{3p_{\parallel} / 4\pi G \rho^2}$. Покажем теперь, что случай, соответствующий знаку минус в уравнении (45), может соответствовать неустойчивости. Действительно, если $y^2 - \frac{1}{2} < \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{2}{3}y^4}$, то $y < \sqrt{3}$. Отсюда следует условие неустойчивости

$$|\mathbf{k}| < (4\pi G \rho)^{1/2} / S_p, \quad (46)$$

которое показывает, что, из-за “дополнительных условий”, вносимых вектором теплового потока в дисперсионное соотношение, гравитационная неустойчивость разреженного анизотропного плазменного облака возникает на сравнительно меньшей длине волны, чем это имеет место в случае классического критерия Джинса.

Рассмотрим теперь, как влияет на неустойчивость плазмы сохранение теплового потока нулевого порядка $q_{\parallel}$ в уравнении (42). Это уравнение может быть решено численно (Bora, Naugar, 1991), но здесь мы ограничимся аналитической оценкой приближенного изменения скорости роста волнового числа, возникающего из-за наличия вектора $q_{\parallel}$. Отметим, что в случае использования классической системы уравнений CGL для исследования продольного распространения мелкомасштабной волны возмущения, дисперсионное уравнение, соответствующее уравнению (43), имеет вид:

$$\omega^4 + (4\pi G \rho - 3|\mathbf{k}|^2 S_p^2) \omega^2 = 0. \quad (47)$$

Для этого уравнения волновой режим $\omega^2 = 0$ является вырожденным и соответствует энтропийной волне классической CGL (Abraham-Shrauner, 1967).

Однако в присутствии теплового потока нулевого порядка $q_{\parallel}$ в уравнении (42), волновая

мода модифицируется возмущением δq_p . Чтобы описать это видоизменение моды, запишем ω^2 в виде $\omega^2 = \omega_0^2 + \varepsilon \omega_1^2 + \dots$, где члены с ε , включающие вклад теплопроводности, предполагаются малым. В первом приближении модифицированная волновая мода может быть записана как (Singh, Kalra, 1986)

$$\omega^2 = 3S_p^2 |\mathbf{k}|^2 \frac{\lambda_J^2 / 3 - \lambda^2}{\lambda_J^2 - \lambda^2},$$

где $\left(\lambda_J = \frac{2\pi}{k_J}, k_J \equiv \rho \sqrt{\frac{4\pi G}{3p_p}} \right)$. (48)

Это условие показывает, что неустойчивость в плазменном облаке может возбуждаться на сравнительно короткой длине волны, $\lambda > \lambda_J / \sqrt{3}$. Однако этот волновой режим не остается неустойчивым в том случае, когда $\lambda > \lambda_J$.

Аналогично, другая волновая мода, описываемая уравнением (42), модифицируется при наличии потока q_p следующим образом:

$$\omega^2 = \omega_0^2 + \frac{6S_p^4 |\mathbf{k}|^4 \pm 8|\mathbf{k}|^3 Q_p \omega_0}{\omega_0^2},$$

где $\left(\omega_0^2 = 3S_p^2 |\mathbf{k}|^2 - 4\pi G \rho \right)$. (49)

Заметим, что при $\lambda < \lambda_J$ волновой режим устойчив в отсутствие q_p , и на его устойчивость не влияет включение в анализ вектора теплового потока нулевого порядка q_p . Однако в случае $\lambda > \lambda_J$ этот режим становится неустойчивым, причем его скорость роста, определяемая соотношением

$$\omega^2 = -\omega_{0+}^2 - \frac{6S_p^4 |\mathbf{k}|^4}{\omega_{0+}^2} \pm i \frac{\pm 8|\mathbf{k}|^3 Q_p}{\omega_{0+}},$$

(здесь $\omega_{0+}^2 = 4\pi G \rho - 3S_p^2 |\mathbf{k}|^2$), (50)

усиливается.

Таким образом, при сохранении потока тепла нулевого порядка q_p в уравнении (42), неустойчивость наступает на более короткой длине волны, а скорость роста увеличивается, как это было обнаружено при сохранении только дополнительных членов (не содержащих q_p в явном виде), которые появились из-за включения q_p в уравнение. Заметим также, что поскольку тепловая анизотропия кратковременна, то она не имеет существенного значения в таком долговременном процессе, как гравитационная неустойчивость,

за исключением некоторых случаев, когда она становится значимой в некоторых локальных ситуациях.

Ось вращения параллельна магнитному полю

Подставляя в дисперсионное соотношение (39) величины $\Omega_{\perp} = 0$ и $\Omega_p = \Omega$, получим в результате следующие два уравнения:

$$\omega^4 + 2|\mathbf{k}|^2 \left[(S_p^2 - S_{\perp}^2 - V_A^2) - 2 \frac{\Omega^2}{|\mathbf{k}|^2} \right] \omega^2 + (S_p^2 - S_{\perp}^2 - V_A^2)^2 |\mathbf{k}|^4 = 0, \quad (51)$$

$$\omega^4 + |\mathbf{k}|^2 \left[\frac{4\pi G \rho}{|\mathbf{k}|^2} - 6S_p^2 \right] \omega^2 + 8Q_p |\mathbf{k}|^3 \omega + 3S_p^2 |\mathbf{k}|^4 \left[S_p^2 - \frac{4\pi G \rho}{|\mathbf{k}|^2} \right] = 0. \quad (52)$$

Эти уравнения описывают распространение продольных волн возмущения для бесстолкновительной плазмы с анизотропными давлением и тепловым потоком в направлении магнитного поля $\mathbf{B}$. При этом соотношение (51) описывает только те волновые моды, на которые влияют вращение, анизотропное давление и магнитное поле, но они не зависят от поправок на гравитацию и тепловой поток. С другой стороны, дисперсионное соотношение (52) описывает гравитационный волновой режим, включающий в себя влияние анизотропного давления и теплового потока, но не магнитного поля $\mathbf{B}$ и вращения.

Дисперсионное соотношение (51) можно переписать в виде биквадратного уравнения для фазовой скорости (так называемых шланговых мод)

$$v_{\phi}^4 + 2 \left[2\Omega_p^2 / |\mathbf{k}|^2 + \Lambda^2 \right] v_{\phi}^2 + \Lambda^4 = 0. \quad (53)$$

Это уравнение является дисперсионным уравнением для волн Альвена с фазовой скоростью $v_{\phi} = \omega / |\mathbf{k}|$, модулированной вращением и анизотропным давлением в различных направлениях. В случае отсутствия вращения оно приводит к простому уравнению $(v_{\phi}^2 + \Lambda^2)^2 = 0$, которое имеет решение

$$(v_{\phi})_{f,s} = \pm \sqrt{S_p^2 - S_{\perp}^2 - V_A^2} = \pm \frac{1}{\sqrt{\rho}} \sqrt{p_p^2 - p_{\perp}^2 - |\mathbf{B}|^2 / 4\pi}. \quad (54)$$

В отличие от изотропного случая ($p_{\parallel}^2 = p_{\perp}^2$), фазовая скорость альвеновских волн определяется не только магнитным полем, но и анизотропным давлением плазмы. Если справедливо неравенство $\Lambda^2 = p_{\parallel}^2 - p_{\perp}^2 - |\mathbf{B}|^2 / 4\pi < 0$, то имеет место распространяющаяся волна Альвена, представляющая собой колебания упругих силовых нитей линий магнитного поля. Если $\Lambda^2 = 0$, то получается неподвижная мода (резонансный режим, $\omega = 0$), что объясняется абсолютно неупругим возмущением силовых линий поля $\mathbf{B}$. Если справедливо неравенство

$$p_{\parallel}^2 > p_{\perp}^2 + |\mathbf{B}|^2 / 4\pi, \quad (55)$$

то имеет место нераспространяющийся, неустойчивый режим.

Таким образом, в однородной анизотропной плазме магнитогидродинамическая сдвиговая альвеновская волна может стать неустойчивой при выполнении условия (55). Заметим, что неустойчивость подобного типа возможна в плазме солнечного ветра (см. Abraham-Shrauner, 1973; Hundhausen, 1970; Huang и др., 1988).

В общем случае корни биквадратного уравнения (51) имеют вид

$$\omega_{1,2}^2 = \left(2\Omega_p^2 - \Lambda^2 |\mathbf{k}|^2 \right) \pm 2\Omega_p \sqrt{\Omega_p^2 - \Lambda^2 |\mathbf{k}|^2}. \quad (56)$$

Дискриминант этого уравнения всегда положителен, если неустойчивость “шланга” отсутствует (т.е., когда $\Lambda^2 = S_p^2 - S_{\perp}^2 - V_A^2 < 0$). В этом случае для каждого действительного значения волнового числа имеют место чисто гармонические моды распространения волны.

Обсудим теперь дисперсионное соотношение (52), описывающее волновой режим в плазме без вращения. В отсутствие теплового потока нулевого порядка дисперсионное соотношение (52) приводится к виду (сравни с Bhatia, 1968):

$$\omega^4 + \left(4\pi G \rho - 6S_p^2 |\mathbf{k}|^2 \right) \omega^2 + 3S_p^2 |\mathbf{k}|^2 \left(S_p^2 |\mathbf{k}|^2 - 4\pi G \rho \right) = 0. \quad (57)$$

Корни этого биквадратного уравнения связаны следующими соотношениями

$$\begin{aligned} \omega_1^2 + \omega_2^2 &= 6S_p^2 |\mathbf{k}|^2 - 4\pi G \rho, \\ \omega_1^2 \omega_2^2 &= 3S_p^2 |\mathbf{k}|^2 \left(S_p^2 |\mathbf{k}|^2 - 4\pi G \rho \right), \end{aligned} \quad (58)$$

из которых следует, что при выполнении неравенства $S_p^2 |\mathbf{k}|^2 - 4\pi G \rho > 0$, оба корня ω_1^2 и ω_2^2

являются действительными. Это означает, что при условии $|\mathbf{k}| < k_J \equiv \rho \sqrt{4\pi G} / 3p_{\parallel}$, волновой режим плазменного облака, описываемый уравнением (57), будет неустойчивым (Bhatia, 1968).

*Ось вращения перпендикулярна
к магнитному полю*

Если подставить в дисперсионное соотношение (39) величины $\Omega_{\perp} = \Omega$ и $\Omega_p = 0$, то в результате получим следующие два уравнения:

$$\omega^2 + |\mathbf{k}|^2 \Lambda^2 = 0, \quad (59)$$

$$\begin{aligned} (\omega^2 + |\mathbf{k}|^2 \Lambda^2) & \left[(\omega^2 + 4\pi G \rho) (\omega^2 - 3|\mathbf{k}|^2 S_p^2) - \right. \\ & - |\mathbf{k}|^2 (3S_p^2 \omega^2 - 3S_p^4 |\mathbf{k}|^2 - 8|\mathbf{k}| Q_p \omega) \left. - \right. \\ & \left. - 8|\mathbf{k}| Q_p \omega \right] - 4\Omega_{\perp}^2 \omega^2 (\omega^2 - 3|\mathbf{k}|^2 S_p^2) = 0. \end{aligned} \quad (60)$$

Уравнение (59) описывает неустойчивый, не распространяющийся режим шланговой неустойчивости. В рассматриваемом случае на критерий неустойчивости шланга

$$\Lambda^2 = p_{\parallel}^2 - p_{\perp}^2 - |\mathbf{B}_0|^2 / 4\pi > 0 \quad (61)$$

не влияют эффекты вращения плазмы и анизотропного переноса тепла.

Уравнение (60) описывает гравитационный режим при учете вращения, магнитного поля и теплового потока, направленного вдоль вектора $\mathbf{B}$. Таким образом, режим распространения волновой моды параллельно с осью вращения, перпендикулярной магнитному полю, исключает влияние поперечной компоненты теплового потока. В отсутствие вращения уравнение (60) разделяется на две части: на уравнение (59) и уравнение

$$\begin{aligned} & (\omega^2 + 4\pi G \rho) (\omega^2 - 3|\mathbf{k}|^2 S_p^2) - \\ & - |\mathbf{k}|^2 (3S_p^2 \omega^2 - 3S_p^4 |\mathbf{k}|^2 - 8|\mathbf{k}| Q_p \omega) = 0. \end{aligned} \quad (62)$$

Следовательно, только вращение системы объединяет волновые моды, представленные уравнениями (61) и (62).

Если пренебречь в (60) эффектом присутствия теплового потока нулевого порядка, то получим уравнение

$$(\omega^2 + |\mathbf{k}|^2 \Lambda^2) \left[(\omega^2 + 4\pi G \rho) (\omega^2 - 3|\mathbf{k}|^2 S_p^2) - \right.$$

$$-|\mathbf{k}|^2 \left(3S_p^2 \omega^2 - 3S_p^4 |\mathbf{k}|^2 \right) - 4\Omega_\perp^2 \omega^2 \left(\omega^2 - 3|\mathbf{k}|^2 S_p^2 \right) = 0, \quad (63)$$

содержащее при $q_p \cong 0$ несколько (связанных с вариацией δq_p) “дополнительных членов”, вклады от которых того же порядка величины, что и члены уравнения CGL в случае двойного адиабатического предположения. В отсутствие этих членов анализ уравнения (63) приведен в работе (Bhatia, 1968).

КОСОЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛНЫ ВОЗМУЩЕНИЯ

При рассмотрении поперечных и параллельных волн возмущения обращался в нуль последний член в общем дисперсионном соотношении (29), который может играть значительную роль при анализе косого распространения возмущенной волны и неустойчивости плазменной системы.

Пусть θ — угол между волновым вектором $\mathbf{k}$ и вектором магнитного поля $\mathbf{B}$; тогда $k_p = |\mathbf{k}| \cos \theta$, $k_\perp = |\mathbf{k}| \sin \theta$, $Q_p = Q \cos \theta$, $Q_\perp = Q \sin \theta$, где $Q = |\mathbf{Q}| = q/\rho$. Если, для простоты, предположить, что вращение системы отсутствует ($\Omega = 0$), то дисперсионное соотношение (28) распадается на следующие два уравнения для фазовой скорости $v_\phi = \omega/|\mathbf{k}|$ волновых мод (Kalra и др., 1985):

$$\begin{aligned} v_\phi^2 + \Lambda^2 \cos^2 \theta = 0, \quad (64) \\ \left\{ \left[v_\phi^2 + (S_\perp^2 - S_{\perp G}^2) \sin^2 \theta + \right. \right. \\ \left. + \cos^2 \Lambda^2 - V_A^2 \sin^2 \theta \right] (v_\phi^2 - S_p^2 \cos^2 \theta) - \\ - \left[2S_\perp^2 v_\phi^2 + Q_\perp v_\phi \cos \theta - S_\perp^2 (S_\perp^2 + S_p^2) \cos^2 \theta \right] \sin^2 \theta \Big\} \times \\ \times \left[\left(v_\phi^2 + (S_\perp^2 - S_{\perp G}^2) \cos^2 \theta \right) (v_\phi^2 - 3S_p^2 \cos^2 \theta) - \right. \\ \left. - 3S_p^2 (v_\phi^2 - S_p^2 \cos^2 \theta) \cos^2 \theta - 8Q_p v_\phi \cos^3 \theta \right] - \\ - \cos^2 \theta \sin^2 \theta \left[\left(v_\phi^2 - S_p^2 \cos^2 \theta \right) S_{\perp G}^2 + 2Q_\perp v_\phi \cos \theta \right] \times \\ \times \left[\left(v_\phi^2 - 3S_p^2 \cos^2 \theta \right) S_{\perp G}^2 - 3S_p^2 S_\perp^2 \cos^2 \theta \right] = 0. \quad (65) \end{aligned}$$

Уравнение (64) представляет собой дисперсионное соотношение для моды Альвена в теплопроводящей анизотропной плазме. Уравнение (65) описывает сжимающие режимы распространения магнитогидродинамических волн в присутствии тепловых потоков.

Дисперсионное соотношение (64), описывающее неустойчивость “шланга”, совпадает (за исключением множителя $\cos^2 \theta$, описывающего различные промежуточные режимы) с результатом, полученным из уравнений CGL в предположении двойной адиабаты (см., например, Kalra и др., 1985). Это означает, что на шланговый режим не влияет наличие теплопроводности плазмы. Решение уравнения (64) для шланговых мод, имеющее вид

$$(v_\phi)_{f,s} = \pm \sqrt{\frac{p_p^2 - p_\perp^2 - |\mathbf{B}|^2 / 4\pi}{\rho}} \cos^2 \theta, \quad (66)$$

описывает волны (обозначаемые здесь метками f, s), которые являются прототипами альвеновских колебаний в обычной изотропной МГД. Если

$$p_p^2 > p_\perp^2 + |\mathbf{B}|^2 / 4\pi,$$

то имеется положительный корень уравнения (66) и, следовательно, в этом случае развивается шланговая неустойчивость. Таким образом, критерий неустойчивости бесстолкновительной анизотропной плазменной системы при косом распространении волны возмущения совпадает с критерием (55), справедливым для продольного распространения волны. Вместе с тем решение (66) определяет всевозможные промежуточные режимы (при $\theta \neq 0$) распространения волны для различных значений угла θ . При поперечном режиме распространения волны (когда $\theta = \pi/2$) это решение обращается в нуль. Инкремент неустойчивости имеет максимум при параллельном распространении, когда $\theta = 0$.

Косое распространение волны возмущения в плазме без тепловых потоков

Если отсутствует тепловой поток нулевого порядка ($q_{p,\perp} = 0$), то в уравнении (65) содержатся, тем не менее члены, связанные с возмущением $\delta q_{p,\perp}$ потоков тепла. В этом случае уравнение (65) состоит из членов только четного порядка по частоте ω и имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \left\{ \left[v_\phi^2 + (S_\perp^2 - S_{\perp G}^2) \sin^2 \theta + \Lambda^2 \cos^2 \theta - \right. \right. \\ \left. - V_A^2 \sin^2 \theta \right] (v_\phi^2 - S_p^2 \cos^2 \theta) - \\ - \left[2S_\perp^2 v_\phi^2 - S_\perp^2 (S_\perp^2 + S_p^2) \cos^2 \theta \right] \sin^2 \theta \Big\} \times \\ \times \left[\left(v_\phi^2 + (S_\perp^2 - S_{\perp G}^2) \cos^2 \theta \right) (v_\phi^2 - 3S_p^2 \cos^2 \theta) - \right. \\ \left. - 3S_p^2 (v_\phi^2 - S_p^2 \cos^2 \theta) \cos^2 \theta \right] - \end{aligned}$$

$$-S_{\perp G}^2 \left(v_{\phi}^2 - S_P^2 \cos^2 \theta \right) \left[\left(v_{\phi}^2 - 3S_P^2 \cos^2 \theta \right) S_{\perp G}^2 - \right. \\ \left. - 3S_P^2 S_{\perp}^2 \cos^2 \theta \right] \cos^2 \theta \sin^2 \theta = 0. \quad (67)$$

Поскольку уравнение (67) при произвольном угле наклона θ может быть решено только численно, то аналитическое рассмотрение его возможно только в двух предельных случаях. В предельном случае, когда угол $\theta \rightarrow 0$, из (67) следует простое уравнение (сравни: Huahg и др., 1988)

$$\left(v_{\phi}^2 + \Lambda^2 \right) \left(v_{\phi}^2 - S_P^2 \right) \left[v_{\phi}^4 + \left(S_{\perp}^2 - S_{\perp G}^2 - 6S_P^2 \right) v_{\phi}^2 + \right. \\ \left. + 3S_P^2 \left(S_P^2 - S_{\perp}^2 + S_{\perp G}^2 \right) \right] = 0, \quad (68)$$

решением которого являются следующие четыре моды сжатия (Kalra и др., 1985):

$$v_{\phi}^2 = S_{\perp}^2 - S_P^2 + V_A^2 = \frac{p_{\perp}^2}{\rho} - \frac{p_P^2}{\rho} + \frac{|\mathbf{B}|^2}{4\pi\rho}, \quad (69)$$

$$v_{\phi}^2 = p_P^2 / \rho, \quad (70)$$

$$(v_{\phi}^2)_{f,s} = 3S_P^2 - 4\pi G \rho / |\mathbf{k}|^2 \pm 2 \left[3S_P^4 / 2 + \right. \\ \left. + \left(\pi G \rho / |\mathbf{k}|^2 \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (71)$$

Волновые моды (69) и (70) совпадают с теми, которые получаются из дисперсионного соотношения, соотнесенного с системой уравнений CGL при использовании закона двойной адиабаты. В присутствии возмущенных тепловых потоков эти две моды превращаются в четыре моды, включая две волны сжатия (71). Очевидно, что учет гравитационного члена в уравнении (68) изменяет аналогичные четыре моды гидромагнитных волн, найденные в работах (Ren и др., 2011; Huahg, 1988).

Если угол $\theta \rightarrow \pi/2$, то из уравнения (67) следует конечное решение

$$v_{\phi}^2 = 2p_{\perp}^2 / \rho + |\mathbf{B}|^2 / 4\pi\rho - 4\pi G \rho / |\mathbf{k}|^2$$

и три нулевых решения. Таким образом, в присутствии возмущенных тепловых потоков четыре волновые моды, описываемые уравнением (67), могут распространяться вдоль магнитного поля, и только одна волновая мода, распространяется поперек магнитного поля.

Зеркальная неустойчивость

Получим теперь критерий неустойчивости зеркала, пренебрегая, для простоты, эффектом

гравитации в дисперсионном соотношении (67). С точностью до членов наименьшего порядка по v_{ϕ}^2 из (67) получим следующее уравнение:

$$v_{\phi}^2 \left[3V_A^2 + 4S_{\perp}^2 - \left(S_{\perp}^2 + 2S_P^2 + S_{\perp}^4 / 3S_P^2 \right) \cos^2 \theta \right] = \\ = S_P^2 \cos^2 \theta \left[V_A^2 + S_{\perp}^2 - S_P^2 + \left(S_P^2 - S_{\perp}^4 / S_P^2 \right) \sin^2 \theta \right]. \quad (72)$$

Когда величина в скобке левой части (72) положительна (что справедливо, например, для параметров плазмы солнечного ветра (Kalra и др., 1985; Huahg и др., 1988)), условие неустойчивости определяется следующим образом:

$$V_A^2 + S_{\perp}^2 - S_P^2 \cos^2 \theta - \left(S_{\perp}^4 / S_P^2 \right) \sin^2 \theta < 0. \quad (73)$$

В пределе, когда угол $\theta \rightarrow \pi/2$, получаем следующий критерий зеркальной неустойчивости для плазмы, включающий возмущенные тепловые потоки:

$$\left(S_{\perp}^4 / S_P^2 \right) > V_A^2 + S_{\perp}^2, \left(p_{\perp}^2 / p_P > p_{\perp} + |\mathbf{B}|^2 / 4\pi \right). \quad (74)$$

Это условие неустойчивости зеркала отличается от аналогичного критерия

$$S_{\perp}^4 / S_P^2 > 3(V_A^2 + 2S_{\perp}^2), \quad (75)$$

полученного из двойных адиабатических уравнений CGL (см., например, Kulsrud, 2004), что указывает на существенное влияние тепловых потоков на неустойчивость зеркала.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В представленной работе исследовалась гравитационная неустойчивость Джинса для бесконечной вращающейся намагниченной разреженной плазмы с анизотропным давлением и при наличии поправок на тепловой поток. Общая дисперсионная система уравнений была получена с помощью стандартного модового анализа путем построения линеаризованной системы уравнений. На ее основе обсуждались волновые решения и свойства неустойчивости в трех предельных случаях: для продольного волнового числа, для поперечного волнового числа и для наклонного распространения волновой моды. Распространение волн возмущения рассматривалось также как вдоль, так и поперек оси вращения.

Существование анизотропного давления при учете поправок на тепловые потоки приводит к появлению новых неустойчивых режимов. В частности, было показано, что поправки к тепловому потоку увеличивают критическое число волны Джинса, оказывая дестабилизирующее влияние на плазменную систему. Было также обнаружено, что вектор теплового потока нулевого порядка оказывает влияние на распространение волновой моды в продольном направлении для обоих направлений оси вращения, но не влияет на поперечные волны. Поперечная волновая мода расщепляется, когда ось вращения перпендикулярна магнитному полю; при этом вращение системы также не влияет на гравитационный режим неустойчивости плазмы, который зависит в этом случае только от анизотропного давления и магнитного поля. Однако, когда ось вращения направлена вдоль магнитного поля, вращение и магнитное поле стабилизируют гравитационную неустойчивость поперечной волны.

Было установлено, что в случае продольного распространения волны возмущения и оси вращения дисперсионное соотношение разделяется на два уравнения, одно из которых описывает влияние на волновые моды вращения и магнитного поля, в то время, как гравитация и тепловой поток на эти моды не влияют, а второе уравнение описывает влияние на волны возмущения самогравитации и теплового потока, но вращение при этом не играет никакой роли. Также установлено, что когда ось вращения направлена перпендикулярно к магнитному полю, дисперсионное соотношение делится на два уравнения: первое уравнение описывает неустойчивый, не распространяющийся режим, который называется шланговой неустойчивостью, в то время как второе уравнение описывает гравитационный режим, учитывающий эффекты вращения и наличия продольной компоненты теплового потока. Однако этот режим устраняет влияние перпендикулярной компоненты теплового потока. С целью выявления влияния вращения и самогравитации на наклонное распространение возмущающей волны в анизотропной плазменной системе был проведен предварительный анализ этого случая, в результате которого получены критерии неустойчивостей “пожарный шланг” и “зеркало” с учетом влияния тепловых потоков.

Работа поддерживалась постоянным финансированием ИПМ им. М.В. Келдыша РАН. Никаких дополнительных грантов на проведение или руководство этим конкретным исследованием получено не было.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Волков Т.Ф. Гидродинамическое описание сильно разреженной плазмы // Вопросы теории плазмы. Вып. 4. М.: Госатомиздат, 1964. С. 3–19.
2. Колесниченко А.В. Джинсовская гравитационная неустойчивость вращающейся намагниченной плазмы без столкновений с анизотропным давлением // Астрон. вестн. 2023 Т. 57. № 6. С. 595–604. (Kolesnichenko A.V. Jeans gravitational instability of a rotating collisionless magnetized plasma with anisotropic pressure // Sol. Syst. Res. 2023. V. 57. № 6. P. 603–611.)
3. Маров М.Я., Колесниченко А.В. Введение в планетную астрономию. М.: Наука, 1987. 456 с.
4. Ораевский В.Н., Коников Ю.В., Хазанов Г.В. Процессы переноса в анизотропной околоземной плазме. М.: Наука, 1985. 173 с.
5. Рудаков Л.И., Сагдеев Р.З. О квазигидродинамическом описании разреженной плазмы, находящейся в магнитном поле // Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций. Вып. 3. М.: Изд-во АН СССР, 1958. С. 268–277.
6. Шикин И.С. Магнитогидродинамические уравнения для плазмы без столкновений в сильном магнитном поле // Вопросы магнитной гидродинамики плазмы без столкновений в сильном магнитном поле. М.: Изд-во МГУ, 1988. С. 5–47.
7. Abraham-Shrauner B. Propagation of hydromagnetic waves through an anisotropic plasma // Plasma Phys. 1967. V. 1. № 3. P. 361–378.
8. Abraham-Shrauner B. Small amplitude hydromagnetic waves for a plasma with a generalized polytrope law // Plasma Phys. 1973. V. 15. № 5. P. 375–385.
9. Axford W.I. Observations of the interplanetary plasma // Space Sci. Rev. 1968. V. 8. P. 331–365.
10. Bhatia P.K. Gravitational instability of a rotating anisotropic plasma with the inclusion of finite Larmor radius effect // Z. Astrophysik. 1968. V. 69. S. 363–367.
11. Bhatia P.K., Chonka R.P.S. Instability of rotating isotropic and anisotropic plasmas // Astrophys. and Space Sci. 1985. V. 114. P. 135–149.
12. Bora M.P., Nayyar N.K. Gravitational instability of a heat-conducting plasma // J. Astrophys. and Space Sci. 1991. V. 179. P. 313–320.
13. Cherkos A.M., Tessema S.B. Gravitational instability on propagation of MHD waves in astrophysical plasma // J. Plasma Phys. 2013. V. 79. № 05. P. 805–816.
14. Chew G.F., Goldberger M.L., Low F.E. The Boltzmann equation and the one-fluid hydromagnetic equations in the absence of particle collisions // Proc. Roy. Soc. Lond. A. 1956. V. 236. P. 112–118.

15. *Dzhalilov N.S., Kuznetsov V.D., Staude J.* Wave instabilities in an anisotropic magnetized space plasma // *Astron. and Astrophys.* 2008. V. 489. № 2. P. 769–772.
16. *Gebretsadkan W.B.* Propagation of waves in a gravitating and rotating anisotropic heat conducting plasma // *Momona Ethiopian J. Sci. (MEJS)*. 2017. V. 9. № 1. P. 90–105.
17. *Gliddon J.E.C.* Gravitational instability of anisotropic plasma // *Astrophys. J.* 1966. V. 145. P. 583–588.
18. *Huahg L., Lee L.C., Whang Y.C.* Magnetohydrodynamic waves and instabilities in the heat-conducting solar wind plasma // *Planet. and Space Sci.* 1988. V. 36. № 8. P. 775–783.
19. *Hundhausen A.J.* Composition and dynamics of the solar wind plasma // *Rev. Geophys. Space Phys.* 1970. V. 8. P. 729–811.
20. *Jeans J.H.* The stability of a spherical nebula // *Philosoph. Transact. Roy. Soc. London. Ser. A.* 1902. V. 199. P. 1–53.
21. *Kalra G.L., Hosking R.J., Talwar S.P.* Effect of self-gravitation or finite ion mass on the stability of anisotropic plasma // *Astrophys. and Space Sci.* 1970. V. 9. P. 34–79.
22. *Kalra G.L., Singh B., Kathuria S.N.* Firehose and mirror instabilities in a collisionless heat conducting plasma // *J. Plasma Phys.* 1985. V. 34. Pt. 2. P. 313–318.
23. *Kulsrud R.M.* *Plasma Physics for Astrophysics.* Princeton Univ. Press, 2004. 496 p.
24. *Namikawa T., Hamabata H.* Propagation of hydromagnetic waves through a collisionless, heat-conducting plasma // *J. Plasma Phys.* 1981. V. 26. № 1. P. 95–121.
25. *Ren H., Ca J., Wu Z., Chu P.K.* Magnetorotational instability in a collisionless plasma with heat flux vector and an isotropic plasma with self-gravitational effect // *Physics of Plasmas*. 2011. V. 18. № 9. id. 092117 (10 p.)
26. *Sharma P., Quataert E., Hammett G.W., Stone J.M.* Electron heating in hot accretion flows // *Astrophys. J.* 2007. V. 667. P. 714–723.
27. *Singh B., Kalra G.L.* Gravitational instability of thermally anisotropic plasma // *Astrophys. J.* 1986. V. 304. P. 6–10.
28. *Whang Y.C.* Higher moment equations and the distribution function of the solar-wind plasma // *J. Geophys. Res.* 1971. V. A76. № 1. P. 7503–7507.

УДК 523.6

О ПРИРОДЕ ЭЛЕКТРОФОННЫХ ЯВЛЕНИЙ, СОПРОВОЖДАЮЩИХ ПРОХОЖДЕНИЕ МЕТЕОРНЫХ ТЕЛ ЧЕРЕЗ АТМОСФЕРУ ЗЕМЛИ

©2024 г. А. Д. Филоненко^{а,*}

^аЛуганский национальный университет им. Владимира ра Даля, Луганск, Россия

*e-mail: uy5lo@mail.ru

Поступила в редакцию 30.02.2024 г.

После переработки 17.03.2024 г.

Принята к публикации 25.03.2024 г.

В работе кратко обсуждаются гипотезы о природе многовекового загадочного явления, однозначного объяснения которого до настоящего времени нет. Суть его в том, что наблюдатель, обычно находящийся на расстоянии 50–100 км от летящего метеорного тела, иногда слышит звук одновременно с его излучением. Создается впечатление, что звук распространяется со скоростью света. Исторически обстановка сложилась так, что только не более шестидесяти лет назад начались попытки инструментального исследования этого необычного явления. Трудность этих поисков еще связана с тем, что только несколько процентов от общего числа наблюдаемых метеороидов обладают таким свойством. Около сорока лет назад было обнаружено, что метеороиды могут излучать электромагнитные импульсы различной длительности и частотного состава. Однако оказалось, что этот факт не всегда имеет однозначное отношение к электрофонным явлениям. В настоящей работе сделан краткий обзор наиболее содержательных гипотез и экспериментов прошлых лет. Не исключено, что это явление имеет фундаментальный характер и его исследование может внести в науку неизвестные ранее сведения.

Ключевые слова: метеорит, электрофонный, фотоэлектронная эмиссия, электрический заряд, радиоизлучение

DOI: 10.31857/S0320930X24050056, EDN: LTKVAM

ВВЕДЕНИЕ

Термином электрофонный болид называют редко наблюдаемое природное явление — это метеорное тело, полет которого в атмосфере сопровождается звуками, слышимыми одновременно с наблюдением яркого свечения. До настоящего времени нет определенного объяснения тому факту, что звук слышен одновременно с наблюдением свечения болида. Известно, что звук распространяется в воздухе со скоростью около 330 м/с, и, следовательно, чтобы достичь наблюдателя, находящегося от летящего болида на многие десятки километров, требуется не менее нескольких десятков и даже сотен секунд.

Это необыкновенное явление упоминалось в литературе сотни лет назад, и долгое время считалось домыслом наблюдателей. Длительное время полагали, что такие звуки являются воображением наблюдателей, т.е. имеют психологический характер. Эта точка зрения усугублялась тем фактом, что если свидетелями являлась группа очевидцев, то часто звук был слышен только одним или двумя членами группы, которые находились в непосредственной близости один от другого. И только лишь недавно было доказано, что аномальные звуки — реальный факт, основанный на большом числе достоверных наблюдений, а термин “электрофонные болиды” для обозначения этого необычного явления был предложен русским ученым П.Л. Дравертом.

Звуки электрофонных болидов в ряде случаев воспринимаются наблюдателем как имеющие определенное направление, т.е. они приходят с какой-то определенной стороны и наблюдатель, повернувшись в эту сторону, видит летящий болид. Другие же болиды сопровождаются не направленным, а общим шумом местности (деревьев, зданий, земли, небосвода), что, по мнению ряда исследователей, вызвано именно электромагнитными эффектами.

В каталогах по электрофонным болидам описаны случаи, когда между первоначальным звуком и визуальным появлением болида прошли десятки секунд (Гребенников, 1984). С точки зрения современных гипотез об электромагнитной природе электрофонных явлений этого не должно быть, поскольку метеороид еще не начал интенсивное взаимодействие с атмосферой и электромагнитные эффекты слишком слабы.

Случаи наблюдения электрофонных болидов весьма редки. Сейчас считается, что только несколько процентов от всего количества метеороидов являются таковыми. Описано много случаев, связанных с изменением характера звука при полете болидов. Это переход звука, напоминающего свист в начале полета, в шипение и повышение высоты звучания к концу полета. В 1988 г. был опубликован статистический анализ ряда наблюдений в виде еще одного каталога (Бронштэн и др., 1988). Анализ явлений, сопровождающих полет болидов, показывает, что имеется корреляция между звуком и такими явлениями, как вспышки, искрообразование, появление следа и тому подобное. Кроме этого, было отмечено, что звуки болидов могут быть услышаны из радиоприемника, причем, эти “радиозвуки” напоминали свист или помехи типа треска или отдельных щелчков.

Попытки физического обоснования природы электрофонических звуков метеороидов предпринимались многими исследователями, как в теоретических разработках, так и в экспериментальных. Вполне естественно, что факт одновременного звучания и светового излучения болида был использован в большинстве работ как доказательство электромагнитной природы явления. Отсюда и название таких болидов, как электрофонные. Однако ни одна из этих работ не в состоянии была убедительно раскрыть загадку таких метеороидов. Поскольку эта загадка должна быть непосредственно связана с электромагнитным излучением, то первые работы были направлены на обнаружение электрических явлений, сопровождающих пролет болидов через атмосферу Земли.

КРАТКИЙ ОБЗОР ТЕОРЕТИЧЕСКИХ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, СОПРОВОЖДАЮЩЕГО ПОЛЕТ БОЛИДА В АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

Вполне естественно, что прежде всего нужно экспериментально убедиться, что полет болидов действительно сопровождается электромагнитными явлениями. Тот факт, что следы метеоров фактически являются плазменным образованием и в целом (с болидом) нейтральны, не требует особых доказательств. Тем не менее такая система также может излучать. Одно из первых указаний в этом направлении было опубликовано в работах (Калашников, 1949; 1952), где кратко описаны результаты наблюдения магнитных импульсов от метеоров и высказываются общие соображения о происхождении эффекта. Измерения проводились с помощью индукционного магнитометра, который состоял из большой петли диаметром ~200 м, соединенной с чувствительным гальванометром с подвижной катушкой (флюксметр). Прибор указал на наличие магнитного поля, но последующая за этим работа (Hawkins, 1958a) не подтвердила эти результаты. Однако уже через год при более тщательных измерениях были обнаружены специфические пульсации магнитного поля с характерной частотой 1.5 Гц во время максимума метеорного потока Геминиды.

Известно, что электростатические поля действуют на незаряженные предметы. Это связано с тем, что молекулы вещества поляризуются в электрическом поле, и если его градиент не равен нулю в месте расположения предмета, помещенного в такое поле, то на него будет действовать сила. Например, общеизвестно, что сильные электростатические поля поднимают сухие волосы человека. С учетом этого факта непосредственного воздействия неоднородного электрического поля на предметы в работах (Jenkins и др., 1960; Sommer, Gierke, 1964) приведены сообщения о результатах эксперимента непосредственного действия электрического поля на органы слуха человека на частотах 1, 2, 4 и 8 кГц. Обнаружено, что при напряженности электрического поля более 160 В/м подопытные субъекты ощущали его воздействие.

Однако непосредственных измерений электрического поля, создаваемого метеороидами, еще никто не проводил, поэтому опубликованная позже работа (Иванов, Медведев, 1965) была весьма актуальна. Авторы показали, что

электростатические потенциалы, наводимые крупными метеороидами на характерных высотах, могут составлять сотни вольт на поверхности земли, что, по их мнению, недостаточно для объяснения электрофонического эффекта.

Обсуждая механизм звуков из метеоров, Barringer и Hart (1949) пришли к выводу, что психологические аргументы не убедительны. После обсуждения массы доступных данных, они пришли к выводу, что “звуковое” сопровождение метеора вряд ли можно отбросить как фантазию наблюдателей. Они предположили, что такие звуки переносятся радиоволнами, и рассчитали, что большой болид может легко рассеивать энергию с мощностью в несколько гигаватт. Из такого высокого уровня энергии тепловая компонента была бы слишком слабой, и авторы пришли к выводу, что свет болида может быть модулирован на звуковых частотах. Это привело к серьезным проблемам обнаружения механизма генерации совершенно неизвестные науке, и они отступили от этой идеи.

Однако предложение Barringer и Hart было серьезно воспринято Hawkins (1958b; 1958c), который, ссылаясь на работу Калашникова, выполнил экспериментальной поиск радиоизлучения метеоров на нескольких частотах (475, 218 и 30 МГц, а также на частоте 1 Гц). Он пришел к выводу о том, что метеоры не излучают радиоволны в диапазоне частот от 1 Гц до 500 МГц. Однако, следует заметить, что метеоры, которые наблюдал автор, имели визуальную величину между $+5^m$ и -1^m , т.е. это очень слабые метеоры с массой не выше 0.1 г. Кроме этого, на частоте 30 МГц было обнаружено несколько шумовых импульсов, но точно не установлено, что они вызваны прямым излучением метеора.

Здесь следует упомянуть, что в более поздней работе (Obenberger и др., 2014) сообщается об обнаружении собственного излучения метеоров с низкочастотным радиотелескопом LWA1. При обработке массива данных, полученных за 11000 ч для частот между 25 и 75 МГц, было обнаружено 49 радиоимпульсов длительностью от 1 до 10 с, т.е. потребовалось более 50 лет, чтобы надежно установить факт собственного радиоизлучения метеоров. Этот, впервые проведенный комплекс наблюдений, описанный в вышеупомянутой и в других работах (Obenberger и др., 2016b), авторы считают значительным событием, стимулирующим выяснение природы излучения метеоров. Для объяснения этого наблюдения в работе (Филоненко, 2018) была предложена модель процессов, вызывающих собственное

радиоизлучение метеорных тел на высоких частотах. Для определения некоторых параметров динамики плазменного следа на начальных этапах его расширения применена методика решения автомодельной задачи о сильном взрыве (Седов, 1977). Именно эта стадия расширяющейся плазмы, как показывают расчеты, ответственна за собственное некогерентное и поляризованное излучение метеороида в верхних и средних слоях атмосферы. В рамках этой модели получена теоретическая оценка величины спектральной плотности потока радиоэмиссии, совпадающая с экспериментальными значениями (Obenberger и др., 2016a).

Поскольку прохождение метеором верхних слоев атмосферы сопровождается образованием сильно ионизированного следа, состоящего из электронов, ионов и частиц метеорного вещества, Докучаев в своей работе (1960), учитывая известный из электростатики эффект, который состоит в том, что всякий проводник, помещенный во внешнее электрическое поле, поляризуется и искажает топологию этого поля таким образом, что вблизи заостренных концов проводящего тела возникает усиленное неоднородное электрическое поле, приходит к выводу, что след метеороида усиливает слабое поле окружающей среды вблизи его конца и начала. Это усиление настолько велико, считает автор, что возникает электрический пробой и образование одной из форм газового разряда, который и может быть причиной помех радиоприему на длинных волнах. При этом в разряде значительно возрастает электрический ток вдоль следа, достигая величины 30 А.

Не менее удивительная идея была предложена в работе (Невский, 1978), в которой было высказано предположение о возможности появления мощных электрических пробоев (молний) между метеороидом и землей с соответствующими последствиями. Основа идеи автора состоит из двух принципиальных положений: первое — возможность электризации метеороида при движении его в атмосфере с большими скоростями, и второе — придуманное им явление, заключающееся в том, что потенциал наэлектризованного метеороида относительно земли из-за наличия вокруг него плазмы может возрасти на много порядков, что и приводит к пробоем между ним и поверхностью Земли. Если первое положение не вызывает сомнений, то второе не укладывается в рамки общей физики.

Работа (Невский, 1978) вызвала ответную реакцию (Ol'khovarov, 1997; 1998), в которой

также были допущены неточности. Это послужило поводом для ответной реакции (Райзер, 2003) в которой критически проанализированы аргументы и выводы двух участников дискуссии. Показано, что ошибочны как вывод Невско-го (1978) об огромных разностях потенциалов метеороид—Земля, так и мнение (Ol'khovarov, 1997; 1998) об их крайне малых значениях. Дана реалистичная оценка заряда метеороида и его потенциала относительно Земли (Райзер, 2003).

Идея о главенствующей роли электрических эффектов, сопровождающих падение крупных метеоритов, привела исследователей к возможности объяснения последствий падения Тунгусского метеорита в 1908 г. Например, в работе (Соляник, 1980) основным моментом в происходящих процессах является высокая скорость движения метеорных тел в высоких слоях атмосферы, существенно больше чем 5 км/с. Этого достаточно, чтобы преодолеть потенциальный барьер и вызвать ударами налетающих на тело молекул воздуха выбивание внешних электронов с его поверхности, что ведет к его положительному заряджению. Когда тело настолько сближается с земной поверхностью, что напряженность индуцированного здесь поля начинает достигать пробойного значения, вся электрическая энергия в системе голова—хвост переключается на разряд с земной поверхностью. Лавинный разряд в центре катастрофы, длившийся 1–2 с, порождает цилиндрические волны, которые и вызвали радиальный вывал леса на большом пространстве.

Действительно, заряд, оцененный автором в 120 Кл и сосредоточенный в теле диаметром порядка 20 м, обладает энергией $\sim 10^{17}$ Дж и, по расчетам Соляника, это могло бы объяснить главные эффекты, вызванные падением Тунгусского метеорита. Однако его исходная гипотеза о заряджении тела метеорита бомбардировкой молекулами воздуха при скорости 5 км/с, как минимум, вызывает сомнения. Кинетическая энергия молекул воздуха при такой скорости составляет ~ 4 эВ. Работа выхода у железа ~ 4.8 эВ. Более того, вследствие сверхзвукового движения образуется ударная волна и, как следствие, в непосредственной близости к поверхности метеорита образуется зона повышенной концентрации воздуха и плазмы с очень малым свободным пробегом. Но, самое главное, автор не учел тот факт, что при достижении заряда 120 Кл для выхода иона на расстояние, например, 1 мм от поверхности метеорита нужна энергия $\sim 10^9$ эВ. Учет этого обстоятельства

значительно уменьшает рассчитанную величину заряда и, соответственно, существенно скажется на выводах автора.

В 1993 г. известный исследователь метеорных явлений Кеау опубликовал работу (Keay, 1993), в которой кратко рассмотрены достижения исследователей к этому времени и критически рассмотрена его собственная гипотеза (Keay, 1980a) о механизме электромагнитного излучения при турбулентном движении сильно ионизированной плазмы в следе болида. В его работе рассматриваются болиды со звездной величиной не менее -12^m . При соответствующей массе порядка 50–100 кг мощность потерь энергии превышает десятки гигаватт. Его светоотдача, зависящая от скорости и состава, составляет несколько процентов. Ионизация того же порядка, а остаточная энергия выделяется в основном в виде тепла. Чрезвычайно высокая плотность энергии, заключенная в плазменном шлейфе, при сильной турбулентности может быть причиной возбуждения всевозможных колебательных мод, в том числе и на частоте звукового диапазона (излучение ELF и VLF — низкие и очень низкие частоты). Но это только гипотеза, считает автор, и проблема состоит в том, чтобы обнаружить реальный механизм генерации радиоизлучения. Одна возможность оказалась связанной с возбуждением магнитогидродинамической волны в плазменном следе болида. Делая оценки проводимости плазмы, он находит, что для типичных плотности и длины следа, число Лундквиста, определяющее возможность существования магнитогидродинамических альвеновских волн, слишком мало. Взаимодействие геомагнитного поля с плазмой для болида со звездной величиной -16^m дает излучаемую мощность не более 100 Вт.

Более перспективная гипотеза, как считает Кеау (1980b), связана с явлением турбулентности плазмы в следе болида, которая способствует, согласно гипотезе, взаимному наложению силовых линий геомагнитного поля и его резкому усилению. Вскоре после публикации описанного выше механизма излучения, эта гипотеза была более детально разработана Бронштэном (1983; 1981), который показал, что типичный электрофонический болид со звездной величиной -13^m может генерировать более мегаватта радиоизлучения в области ELF-/VLF-спектра. В заключение Бронштэн выражает надежду, что эти гипотезы в дальнейшем подтвердятся или могут быть даже усовершенствованы более детальными расчетами.

Для развития и понимания природы радиоизлучения метеорных потоков и проверки различных предлагаемых гипотез, в работе (Guha и др., 2012) представлены результаты исследования временного и спектрального характера электромагнитных VLF-волн, во время метеорного потока Леониды 18.11. 2009 г. Экспериментальная установка состояла из антенны в виде квадратной рамки со стороной 1 м, установленной на крыше физического отделения Университета Трипуры (шт. на востоке Индии). Напряжение, индуцируемое в антенне, подавалось на предусилитель и затем проходило через низкочастотный фильтр с полосой пропускания 30 кГц на верхней границе среза, и на более низких частотах среза около 25 кГц и 3 кГц и ниже. Часы компьютера синхронизировались с помощью GPS-приемника.

Анализ временных данных и динамической спектрограммы выявил отчетливые электромагнитные импульсы в диапазоне частот от нескольких Гц до 2 кГц в течение пиковой активности ливня. Установлено, что спектральный характер этих импульсов полностью отличается от спектральных характеристик грозových разрядов. Найдено, что в период пиковой активности количество метеоров по данным для низкочастотных (ELF) наблюдений составляет около 11000 метеоров в час, что примерно в 137 раз больше, чем зарегистрированная во всем мире частота видимых явлений. Результаты этих наблюдений авторы (Guha и др., 2012) обсуждают с точки зрения возможности осаждения частиц метеорной пыли и их взаимодействия с ионосферной плазмой, приводящего к излучению электромагнитных волн при прохождении метеоров через атмосферу Земли.

Интересное наблюдение описано в работе (Verveer и др., 2000), выполненной исследователями из CSIRO Australia (Государственное объединение научных и прикладных исследований) с помощью сети камер, следящих за потоками метеоров. Сеть на равнине Налларбор состоит из трех камер, покрывающих все небо. Они открыты всю ночь, и на них отображаются все объекты, пролетающие над равниной. 27 января в 14:50 UT российский спутник связи Молния 1-67 вошел в атмосферу над Западной Австралией. Большой оранжевый огненный шар пересек побережье южной Австралии и был замечен при движении в северо-западном направлении. Наблюдатель из Уиндема слышал электрофонические звуки. Приблизительно в это же время геофон в Перте (столица шт. Западная Австралия)

зафиксировал звуки взрыва. Сейсмометры также зафиксировали импульсы, но один из них не сработал, и это означало, пишут авторы, что событие было магнитным. Магнитные показания были проверены с четырех других станций в Австралии (Лирмонт, Таунсвилл, Канберра и Хобарт). Все показали отчетливый магнитный импульс в момент входа спутника в атмосферу. Индукция поля составила приблизительно 40 нТл.

Известно, что плотность высокотемпературной плазмы в хвосте болида в непосредственной близости от него имеет высокую концентрацию (см., например, Бронштэн, 1981; Астапович, 1958). Этот факт был использован в теоретической работе (Бронштэн, 1983), в которой сделана попытка обосновать гипотезу, основанную на скручивании силовых линий геомагнитного поля вследствие турбулентного движения в ионном следе. Автор нашел, что на высоте $R = 50$ км болид массой 2 кг вызывает усиление напряженности магнитного поля Земли более, чем в 2000 раз. При этом мощность радиоизлучения при распаде поля составляет около $P = 2.5$ МВт.

Однако здесь следует заметить, что, несмотря на такие оптимистичные результаты, напряженность электромагнитного поля вблизи Земли ($R \sim 50$ км) составляет всего лишь 0.05 В/м. Действительно, если пренебречь возможной некоторой направленностью излучения, то напряженность поля, связанная с мощностью излучения (что следует из определения вектора Пойнтинга), равна $E = \frac{1}{R} \sqrt{30P} = 0.17$ В/м, что приблизительно на три порядка меньше, чем в опытах по непосредственному воздействию поля на органы слуха (Sommer, Gierke, 1964). Разумеется, этот факт вызывает сомнения в возможности наблюдения прямого электрофонического эффекта.

РЕЗУЛЬТАТЫ НЕКОТОРЫХ НАБЛЮДЕНИЙ С ПОМОЩЬЮ УСОВЕРШЕНСТВОВАННОЙ МЕТОДИКИ

Группа исследователей (Beesh и др., 1995) провела 80-часовой одновременный просмотр изображений и видео VLF-излучения и получила записи, сделанные во время потоков Лириды, Персеиды, Ориониды, Леониды и Геминиды. Метеоры величиной от -11^m до $+4^m$ были хотя бы один раз обнаружены за время этих наблюдений. Это исследование было вызвано публикацией (Drobosck, 1992), в которой было заявлено, что “обычные” метеоры могут производить VLF-излучение. Ранние исследования

с использованием простых транзисторных схем, заявляют авторы (Beech и др., 1995) не выявили каких-либо очевидных корреляций между появлением “типичных” метеоров и генерацией отчетливого VLF-сигнала. Более совершенная аппаратура также показала их отсутствие, и авторы (Beech и др., 1995) считают, что (Drobnock, 1992) ошибочно принял естественный радиотон за VLF-импульсы из метеоров. Распределение звездных величин ($M^m < 0$) метеоров, наблюдавшихся за последние три года, приведено авторами в таблице.

Таблица. Распределение количества метеоров по звездным величинам

Звездные величины, M_v	0	-1	-2	-3	-4	-5	-6	-7	-8	-10	-11	-12
Число метеоров, N	28	24	9	12	10	9	3	2	3	1	1	0

За все время наблюдений был зарегистрирован единственный VLF-сигнал от метеора, графическое изображение которого показан на рис. 1.

Анализ показал, что импульс имеет широкополосную составляющую от 1 до 10 кГц, с двумя большими пиками около 1.5 и 2.5 кГц. Точки В и Е указывают начало и конец сигнала. В точке G активировалась автоматическая регулировка усиления видеокамеры. Интервал времени от В до Е составляет около 1/3 с.

Из известных характеристик системы и нескольких упрощающих предположений авторы оценили локальную напряженность

электрического поля E_o , создаваемого прохождением метеороида, а также индукцию магнитного поля на антенне B_o . Расчет показал, что B_o должна быть порядка 8×10^{-6} Тл. Антенна имела площадь 1 м² и содержала 360 витков провода. Электрическое поле вблизи антенны будет $E_o = cB_o$, где c – скорость света. Авторы нашли, что $E_o > 2 \times 10^3$ В/м. На этом основании Beech и др. (1995) считают, что система обнаружения имеет достаточную чувствительность к утверждению (используя приведенную выше таблицу в качестве ориентира), что большинство метеороидов не производят VLF-излучение. В заключение они заявляют, что нет абсолютно никаких доказательств в поддержку заявления (Drobnock, 1992) о том, что такие слабые метеоры, как $M^{-m} = +1$, могут производить VLF-радиоизлучение.

Здесь уместно сделать следующее замечание. В работе (Beech и др., 1995) по неясной причине игнорировали такие понятия, как рамочная антенна, ближнее поле (кулоновское поле) и дальнее поле (электромагнитная волна) и что связь $E_o = cB_o$ справедлива только для электромагнитной волны в дальней зоне, а это зависит от того, как далеко от источника, L , находится наблюдатель, и от длины волны λ . Только для $L \gg \lambda$ справедливо равенство $E_o = cB_o$. Учет этого мог бы существенно повлиять на оценку полей.

Для описания электромагнитных и электрофонических явлений, сопровождающих полет метеороида в атмосфере Земли, необходимо, чтобы физическая модель генерации низкочастотного излучения могла воспроизвести спектр импульса, его характер и спектральную интенсивность. С этой целью Beech и Foschini (1999) привлекают для своей гипотезы ударную волну, возникающую перед телом, движущимся в атмосфере с гиперзвуковой скоростью. Наличие большого градиента давления, температуры и других параметров в ударной волне

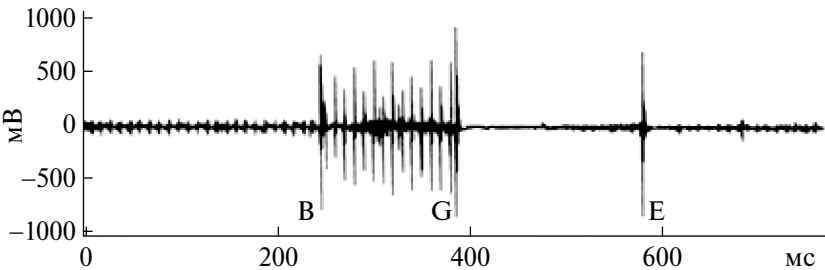


Рис. 1. Графическое изображение VLF-сигнала метеора.

способствует сильной диффузии электронов по отношению к ионам и возникновению объемных зарядов. Чтобы оценить порядок величины электрического поля, генерируемого ударной волной, Beech и Foschini (1999) ссылаются на работу (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.

В последующей за этим работе (Beech, Foschini, 2001) эти же авторы исследовали условия, при которых метеороиды потока Леониды могут генерировать кратковременные электрофонические звуки. Теоретически была оценена электронная плотность в столбе абляции метеороида как функция времени. Используя пороговые условия, обсуждавшиеся ранее (Beech, Foschini, 1999), они пришли к выводу, что метеороиды потока Леониды более массивные, чем ~ 0.1 кг и могут потенциально генерировать кратковременные электрофонические взрывы. В работе (Beech, Foschini, 2001) авторы предположили, что феномен взрыва может быть объяснен с точки зрения распространения ударной волны в плазменном столбе метеора. В рамках этой модели утверждается, согласно (Зельдович, Райзер 1996), что быстрое движение электронов по отношению к гораздо более массивным и медленным ионам создает значительный пространственный заряд. Электрический импульс генерируется в ответ на развитие объемного заряда, и при условии, что результирующие изменения напряженности электрического поля достаточно велики, авторы, принимая гипотезу (Keay, 1980b), предположили, что он может вызывать генерацию слышимых звуков у наблюдателя в процессе трансдукции (преобразование электромагнитной волны в звуковую). Возникающая ударная волна рождается во время катастрофического распада родительского метеороида. При наличии или отсутствии материала, необходимого для трансдукции, этот факт может объяснить, почему электрофонические звуки часто кажутся сильно локализованными. Эксперименты, проведенные Keay и Ostwald (1991), предполагают, что требуется электрическая напряженность поля не менее 160 В/м для создания электрофонических звуков, и что такое пороговое электрическое поле может генерироваться при условии, что плотность электронов

в пределах плазмы превышает $n_e \approx 4 \times 10^{18} \text{ м}^{-3}$. Делая выводы, Beech и Foschini (2001) замечают, что полученная ими оценка минимальной массы метеороида для генерации электрофонических звуков в потоке Леониды намного меньше, чем полученная для длительных электрофонических звуков (порядка 100 г). По мнению этих авторов, этот результат хорошо согласуется с наблюдениями, поскольку они достаточно хорошо уверены в том, что в потоке Леониды действительно существуют метеороиды массой порядка ста граммов и больше (см., например, Spurny, 2000).

В этой работе (Beech, Foschini, 2001) не утверждается, что каждый метеороид потока Леониды со звездной величиной -7^m (и ярче) обязательно воспроизводит электрофонический взрыв. Ключевым моментом является то, что метеороид должен одновременно создать ударную волну, и что плотность электронов в плазменном столбе должна превышать 10^{19} м^{-3} . Кроме того, для получения измеримого сигнала в VLF-диапазоне метеор должен располагаться на расстоянии более 75 км от наблюдателя. Для многих метеороидов потока Леониды, записанных в 1998 г., было обнаружено, что на высотах, превышающих 120 км, начинается быстрая абляция, и замечено, что средняя высота активного пути метеороидов Леониды оказалась около 85 км (Spurny и др., 2000). Эти результаты, утверждается в (Beech, Foschini, 2001), безусловно, указывают на то, что метеороиды Леонид состоят из очень рыхлого и легко разрушаемого материала.

Изложенная выше модель предполагает (Beech, Foschini, 2001), что метеороид должен проникнуть на высоту 80–90 км, прежде чем он подвергнется катастрофическому разрушению. На этом основании в работе (Beech, Foschini, 2001) не найдено существенных причин, по которым некоторые метеороиды потока Леониды могут не производить электрофонические звуки. Один из ключевых аспектов устойчивого электрофонического эффекта является разработанная модель (Бронштэн, 1983), которая объясняет производство очень низкочастотного (VLF) излучения. Это излучение генерируется за счет взаимодействия высокоионизированного и турбулентного потока метеорной плазмы с магнитным полем Земли. Трансдукция VLF-излучения объектов, близких к наблюдателю, приводит к образованию слышимых звуков. Наоборот, модель электрофонического взрыва, описанная в (Beech,

Foschini, 1999), не предсказывает конкретно появление любого VLF-сигнала. Скорее, она предсказывает появление кратковременных импульсов в электрическом поле высокой напряженности. В этой работе (Beech, Foschini, 2001) отмечается недостаток в экспериментальных исследованиях, проведенных на сегодняшний день, так как они в основном сосредоточены на обнаружении VLF-излучения путем мониторинга вариаций магнитного поля, и утверждают, что электрофонические звуки более вероятны вследствие генерации переходных процессов в электрическом поле.

Для успешного решения проблемы с электрофоническими явлениями нужна постановка экспериментов для определения количественных оценок напряженности электромагнитного поля, его корреляции с акустическим полем, диапазона частот излучения и пр. С этой целью группа исследователей (Garaj и др., 1999) провела первое инструментальное обнаружение электрофонических звуков, полученных при наблюдении за метеорным потоком Леониды в 1998 г.

Участникам экспедиции удалось обнаружить ELF-/VLF-излучение от метеоров и впервые записать электрофонные звуки. Для того чтобы быть уверенным, что реальные сигналы детектируются, для визуальной записи метеоров авторы использовали ПЗС-камеры высокой чувствительности в профессиональном видеомагнитофоне. С помощью этой установки можно записать четыре аудиоканала одновременно с видеоканалами, что позволяло идеально синхронизировать время. Идеальная синхронизация времени очень важна. Электромагнитные помехи могут быть сведены к минимуму соответствующим выбором местоположения наблюдателя. Наблюдения проводились в ненаселенной области примерно в 20 км к юго-востоку от Улан-Батора (Монголия). В экспериментальной установке были использованы два раздельных и локально заземленных VLF-приемника со штыревыми антеннами. Для того чтобы избежать локальных помех, антенны были хорошо отделены друг от друга и от визуальных наблюдателей. Частотная чувствительность приемника (с порогом $<10^{-3}$ В/м) имеет максимум на частоте 1 кГц. Другая часть экспериментальной установки была использована для мониторинга звука окружающей среды. В дополнение к ELF-/VLF-сигналам от метеоров, известным ранее, были получены несколько новых записей, впервые с не

вызывающей сомнения временной корреляцией между видео- и ELF-/VLF-радиосигналами. Однако электрофонные звуки не были обнаружены в этих событиях. Запись наиболее интересного сигнала от метеора с визуальной величиной -8^m показана на рис. 2.

В выводах работы (Garaj и др., 1999) показано, что электрофонные звуки не были записаны во время любого из VLF-событий. Это можно объяснить, по их мнению, недостаточной интенсивностью сигналов или отсутствием надлежащих объектов для электрофонного преобразования (трансдукции).

Здесь следует заметить, что любая гипотеза о природе электрофонических явлений всегда связана с вопросом о наличии и происхождении электромагнитного поля. Причем важны такие данные, как длительность импульса, его спектр, напряженность поля в зоне наблюдения, что практически однозначно связано с интенсивностью излучения. Если речь идет об очень низких частотах (менее килогерца), то длина волны в этом случае больше 300 км и наблюдатель практически всегда расположен в ближней зоне (кулоновская зона), и в этом случае более уместно рассматривать поле как изменяющееся со временем электростатическое поле.

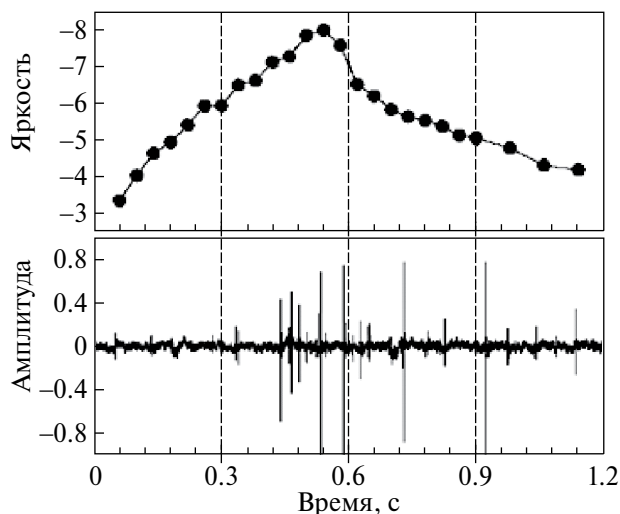


Рис. 2. Записанное ELF-/VLF-излучение от метеора с визуальной величиной $-8^m \pm 0.5^m$. Верхний рисунок — это записанное видео показывает яркость метеора, а нижний это — запись сигнала в ELF-/VLF-канале во время этого события (амплитуда дается в условных единицах). Точность синхронизации между видео- и ELF-/VLF-каналами ± 0.02 с.

Такой эксперимент был поставлен группой исследователей из Тель-Авивского университета (Price, Blum, 2000) во время метеорного потока Леониды 18 ноября 1999 г. Пункт для наблюдения ELF-/VLF-сигналов был расположен в Исследовательском институте университета Бен-Гуриона. Приемная антенна, предназначенная для получения очень слабых сигналов на чрезвычайно низкой частоте ($100 \text{ Гц} < f < 3000 \text{ Гц}$) и более высокой частоте ($3 \text{ кГц} < f < 50 \text{ кГц}$), обычно использовалась при исследованиях молнии. Она была установлена на высоте 10 м, с двумя ортогональными треугольными петлями, каждая с базовым уровнем 18 м и высотой 9 м, охватывая площадь около 81 м^2 для каждой петли. Одна петля установлена в магнитном направлении север–юг, а другая восток–запад. Чувствительность системы в широкополосном диапазоне (0.1–50 кГц) составляет 6 мкВ/м. Динамический диапазон антенна/предусилитель составлял приблизительно 100 дБ, что позволяет обнаруживать молниевые разряды с больших расстояний. Поскольку антенна чувствительна как к разрядам молнии, так и к возможным метеорным импульсам, необходимо было различать сигналы молнии и метеора.

На рис. 3 показаны характерные радиоимпульсы и спектры от метеороида и от молнии.

Между молнией и метеорным сигналом существуют два важных отличия, замечают Price и Blum (2000). Во-первых, импульс молнии длится не более 1 мс, метеорный импульс продолжается до 10 мс. Хотя это длиннее, чем импульс молнии, но это намного короче, чем длительность оптического метеорного следа, который может длиться в течение нескольких секунд. Во-вторых, амплитуда импульса молнии намного больше, чем метеорный импульс.

В отличие от спектров молнии, метеорные спектры имеют минимум около 5 кГц, с большим максимумом в диапазоне ELF (0.3–1.5 кГц) и дополнительным более слабым максимумом около 2 кГц. На рис. 3г показан типичный спектр от метеороида. В диапазоне VLF появляется более слабый, более широкий максимум между 6–5 кГц. Сигнал не наблюдался выше 20 кГц. Характерные различия между спектрами молний и метеоров позволяют автоматически определять, вызван ли электромагнитный сигнал молнией или метеорами. Это позволило авторам отличать метеорные импульсы и, подсчитать количество метеоритных ELF-/VLF-сигналов,

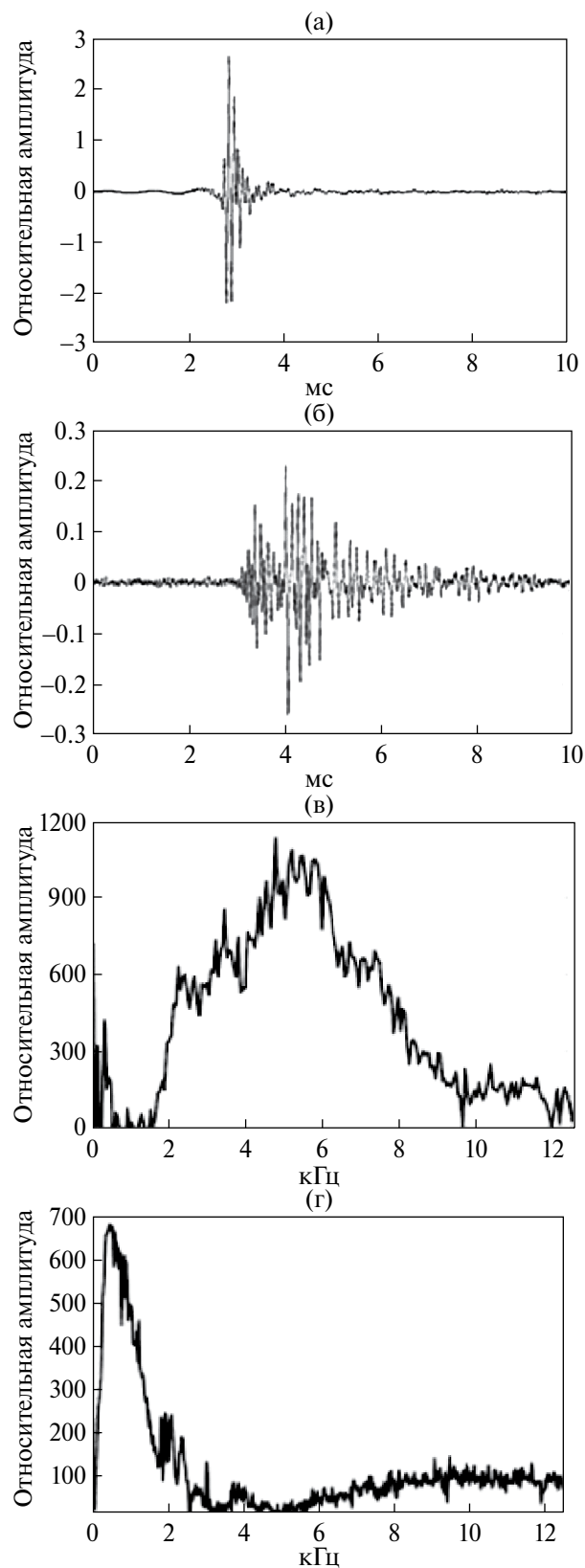


Рис. 3. Радиоимпульсы и спектры от метеороида и от молнии: (а) — разряд молнии; (б) — импульс от метеора; (в) — спектр от молнии; (г) — спектр от метеора.

наблюдавшихся в ночь с 17 на 18 ноября 1999 г. Пример спектра на пике метеорного потока показан на рис. 3г.

В работе (Price, Blum, 2000) отмечается также тот факт, что в месте расположения пункта наблюдения в радиусе 2000 км грозы отсутствовали. На основании этих данных авторы приходят к выводу, что характерные различия между спектрами молний и метеоров позволяют автоматически определять, вызван ли электромагнитный сигнал молнией или метеором. Кроме этого, было найдено, что с использованием такого метода подсчета потока метеоров был обнаружен пиковый поток 15000 событий в час по сравнению с оценкой 350 в час, которая получена при использовании оптических методов, т.е. этот метод регистрировал почти в 50 раз больше метеоров, чем оптический метод. Кроме этого, найдено, что такой метод показал дополнительную интересную особенность, не замеченную в оптических наблюдениях. Вторичный пик потока был обнаружен за полтора часа до оптического пика. Возможно, что видимые метеоры представляют собой лишь небольшое подмножество всех метеоров.

В итогах работы (Price, Blum, 2000) отмечено, что слабые метеоры можно обнаружить электромагнитным методом и его можно использовать в дневное время и в любых погодных условиях. Но, самое главное, авторы уверены в том, что результаты эксперимента бросают вызов существующим теориям изучения радиоволн болида-ми (Keay, 1993; 1995).

Очень яркие болиды ($\sim 13^m$), по мнению некоторых исследователей (Spalding, 2017), могут непосредственно воздействовать световым потоком, вызывая их тепловое расширение с последующей генерацией акустической волны. Это так называемая фотоакустическая гипотеза, авторы которой воспользовались известными данными о метеорите EN091214 со звездной величиной -15^m (Spurny, 2000), что соответствует плотности потока на поверхности Земли $W = 23 \text{ МДж}/(\text{м}^2\text{с})$ и без детальных расчетов пришли к выводу о том, что уровень громкости должен составлять 27 дБ на частоте 1 кГц, что соответствует интенсивности акустической волны $10^{-9} \text{ Дж}/(\text{м}^2\text{с})$ (шепот на расстоянии 1 м).

Здесь необходимо сделать замечание. Механизм генерации акустических волн в этом случае заключается в следующем. Болид излучает поток света, промодулированный колебаниями яркости ($\sim 30\%$, как считают авторы).

Падая на поверхность какого-либо материала вблизи наблюдателя, световой поток нагревает эту поверхность и, расширяясь в течение полупериода, она генерирует звуковой импульс. В последующие полупериоды все повторяется. Однако простые оценки показывают, что авторы на несколько порядков завысили результат. Это следует из элементарных оценок. Пусть вся энергия $Q = WT$, излученная за один полупериод $T = 0.5 \times 10^{-3} \text{ с}$ и поглощенная на глубину L , пошла на нагревание какого-либо материала с площадью $S = 1 \text{ м}^2$. Усредненное удлинение этого материала ΔL , вызванное повышением температуры на Δt , равно $\Delta L = \alpha L \Delta t$, где $\alpha \sim 10^{-4} \text{ К}^{-1}$ — характерная величина коэффициента линейного расширения для многих материалов (Григорьев, Мейлихов, 1991). Количество тепла, полученное материалом, можно выразить также известной формулой $Q = cm \Delta t$, где $m = LSp$ — масса прогретой области, $r \sim 3 \times 10^3 \text{ кг/м}^3$ — характерная плотность твердых тел и $c \sim 2 \times 10^3 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$ — характерная теплоемкость. Подставляя, получим выражение для ΔL :

$$\Delta L = \frac{WT\alpha}{cSp} \approx 3.5 \times 10^{-16} \text{ м}.$$

Фактически, это амплитуда акустической волны, которая соответствует давлению в волне $\Delta p = \frac{\nabla L \cdot \gamma \cdot \pi \cdot \omega}{v} \approx 10^{-9} \text{ Па}$. Здесь $\gamma = 1.4$ — показатель адиабаты, $\omega = 2\pi \times 10^3 \text{ с}^{-1}$ — циклическая частота, $p = 10^5 \text{ Па}$ — атмосферное давление, $v = 330 \text{ м/с}$ — скорость звука. Или соответствует интенсивности

$$I = \frac{(\Delta p)^2}{2\rho_a v} \approx 1.2 \times 10^{-21} \text{ Дж}/(\text{м}^2 \times \text{с}),$$

где $\rho_a = 1.3 \text{ кг/м}^3$ — плотность атмосферы на поверхности Земли. Очевидно, что такой слабый уровень громкости лежит далеко за пределами возможности человека ощутить звук, например, минимально ощутимое давление составляет $\sim 10^{-3} \text{ Па}$ (Сапожников, 1989).

Электрофонические метеоритные звуки, слышимые одновременно с появлением метеора, являются давней проблемой из-за их чувственного восприятия. Предыдущие исследования были неполными из-за отсутствия инструментальных записей звука. Группа исследователей (Zgrablic и др., 2002) провела инструментальное обнаружение электрофонических звуков при наблюдении за метеорным потоком Леониды в 1998 г. в Монголии.

Наблюдательный пункт экспедиции был размещен в необитаемом районе Центральной Монголии, лишенном людей или животных

с ночной активностью, линий электропередач и электрооборудований переменного тока любого рода. Экспериментальная установка состояла из видеокамеры с широким полем зрения, двух низкочастотных приемников, двух микрофонов, один из которых был в специальном звуконепроницаемом экране, и оборудованного поста визуального наблюдения. Два локально заземленных VLF-приемника со штыревыми антеннами были размещены на расстоянии 50 м друг от друга и в 30 м от места наблюдения. Акустически изолированный электретный микрофон (“электрофонический микрофон”) помещался в коробку, акустически изолированную от окружающей среды со специальной установкой, и был удален на расстоянии 20 м от места наблюдений. Другой электретный микрофон без каких-либо специальных экранов был помещен рядом с наблюдательным пунктом для записи комментариев наблюдателей и контроля звуков в окружающей среде.

За время наблюдения были обнаружены два отчетливых электрофонических сигнала. В первом случае метеорный огненный шар появился на восточной части неба с абсолютной звездной величиной $-6.5^m \pm 0.5^m$. Полная траектория была записана на видео. Два визуальных наблюдателя увидели метеорит и независимо сообщили о короткой продолжительности звука типа “хлопок”. На открытых и изолированном каналах, регистрировался звуковой сигнал с практически одинаковой продолжительностью и спектральным распределением. Интересно отметить, что ELF-/VLF-радиосигнал не был обнаружен в процессе этого события.

Еще одно, более убедительное электрофоническое событие было обнаружено через 20 ч. В северной части неба появился очень яркий огненный шар в потоке Леониды. Шесть человек сообщили, что слышали громкий электрофонный звук, который был похож на хлопок. “Огненный шар” был замечен непосредственно тремя наблюдателями, и визуальная яркость составляла $-12^m \pm 1^m$. Другие свидетели, контролируя другие части неба, слышали только звук, когда вспышка огненного шара осветила их. Электрофонический сигнал регистрировался на электрофонических открытых каналах одновременно. Звуковой сигнал длился 0.074 ± 0.004 с и имел значительный спектральный вес на очень низких частотах и был очень похож на предыдущие сигналы. Максимальная интенсивность лежала в диапазоне частот от 37 Гц до 44 Гц, как на электрофонических, так и на открытых

каналах. Отношение сигнал/шум на электрофоническом канале составляет 14 дБ. На открытом канале шум был выше, но сигнал все еще был очень четким. Уровень звукового давления на открытом канале был 85 и 70 дБ. Опять же, никакой совпадающий ELF-/VLF-радиосигнал не был обнаружен. Однако ELF-/VLF-сигналы были обнаружены для двух других метеоров (опубликованные в другой статье (Garaž и др., 1999)). Последовательность коротких VLF-импульсов появилась одновременно с максимумом света метеора, и вероятность того, что это был некоррелированный атмосферный шум приблизительно 1% или меньше. Согласно (Keay, Ostwald, 1991), сигналы были слишком слабые, чтобы создать электрофонический звук.

В заключение работы (Zgrablic и др., 2002) сделан вывод, что обнаруженные электрофонические звуки связаны с метеорами. Кроме того, что они удовлетворяют априорным критериям нескольких других факторов, подтверждающих их метеорное происхождение. Во-первых, экспериментальная установка была разработана так, чтобы устранить любой случайный экологический звук. Во-вторых, наблюдательный пункт был размещен в необитаемом районе. В течение 10 дней наблюдения никакого экологического звука такой величины и, особенно, такого вида, не были услышаны или инструментально записаны. Поэтому запись некоррелированного экологического звука, совпадающего с появлением метеора, крайне маловероятна. Авторы замечают также, что они не обнаружили низкочастотное электромагнитное излучение, вероятно, потому, что приемники были полностью нечувствительны к частотам ниже 500 Гц. Если сравнить интенсивности звука в электрофоническом ящике с интенсивностью на открытом микрофоне с учетом коэффициента звукопоглощения коробки, то приходим к выводу, что звуки, дошедшие до микрофона, были произведены внутри самой электрофонической коробки, а не пришли извне. В конце статьи авторы приводят теоретические оценки и получают связь между массой метеорита, высотой и числом Рейнольдса (см. рис. 4).

Согласно выполненным расчетам, для получения электрофонического эффекта в рамках теории (Keay, 1980b; Бронштэн, 1983), первоначальный размер метеороида Леонид, заключают авторы, должен быть более 200 см (масса ~3000 кг). Недавние исследования показывают, что Леониды больше похожи на “пылевые

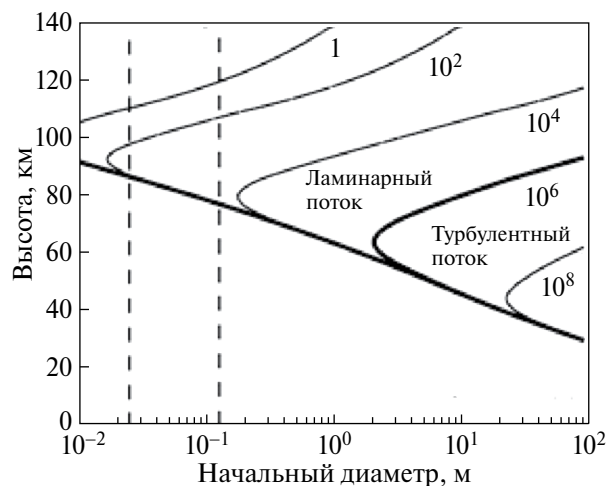


Рис. 4. Рассчитанные числа Рейнольдса как функции начального диаметра метеора и высоты. Сплошные линии соответствуют постоянным числам Рейнольдса, значения которых нанесены на график. Жирная линия отделяет область ламинарного течения ($Re < 106$) от области турбулентного течения ($Re > 106$). Пунктирные вертикальные линии соответствуют электрофоническим метеорам, зарегистрированным в данной экспедиции. Расчеты были выполнены для зенитного угла $z_r = 0^\circ$.

шары” (Spurny и др., 2000). А абляция одного тела представляет собой только первый порядок приближения. Более точный расчет числа Рейнольдса, вероятно, даст еще более высокое значение требуемой массы. Хотя теория (Keay, 1980b; Бронштэн, 1983) очень успешна в объяснении низкочастотного электромагнитного излучения от медленных болидов, однако оказывается, что она не может быть применена к метеорам потока Леониды в целом и поэтому требуются некоторые уточнения теории, заключают Zgrablic и др. (2002).

Проблема установления факта электромагнитного излучения метеора в диапазоне VLF сильно осложняется импульсными помехами различного происхождения. Например, согласно экспериментальным данным на Земле каждую секунду происходит более сотни грозных разрядов. Поскольку в волноводе Земля–ионосфера очень хорошо распространяются электромагнитные волны VLF, то VLF-сигналы в эфире очень многочисленны. Молния излучает очень мощные VLF-сигналы, распространяющиеся на очень большие расстояния. Время движение болида в атмосфере составляет более нескольких

секунд, и если нет детальной информации о грозном импульсе, то нельзя с уверенностью утверждать, что радиоимпульс, записанный одновременно с фотокамерой, имеет метеорное происхождение. Учитывая эти факты, было предпринято двухлетнее непрерывное исследование возможных VLF-сигналов, связанных с метеорами ярче -5^m (Sung, Brown, 2020). Аппаратура позволяла откалибровать временные и пространственные корреляции между VLF-сигналами и кривыми блеска болида. Были использованы также непрерывные наблюдения с помощью систем (AWESOME), развернутых в обсерваториях Элгинфилд (недалеко от Лондона) и Онтарио (Канада) для мониторинга VLF-радиосигналов и установления корреляции с видеозаписями болидов всего неба. AWESOME (Atmospheric Weather Electromagnetic System for Observation, Modeling and Education) по своей сути представляет радиоприемное устройство, способное измерять естественные и техногенные сигналы в интервале частот от 500 Гц и до 47 кГц, обнаруживать активность Солнца и других астрономических объектов. Такие наблюдения проводились над болидами, обнаруживаемыми Метеорной сетью Южного Онтарио. Система AWESOME имеет две ортогональные VLF-антенны с площадью 17.6 м^2 , что позволяет рассчитывать направление входящих VLF-сигналов, которые сравнивались с видимыми оптическими измерениями местоположений одновременно обнаруженных метеоров. Чтобы сопоставить VLF-сигналы с метеорами, была использована база данных о событиях с болидами. Эта сеть состоит из более чем 20 видеокамер всего неба в регионе Южного Онтарио для наблюдения за метеорной активностью. Она чувствительна к метеорам видимой величины -2^m и ярче, что примерно соответствует предельным массам порядка десятков граммов при низких скоростях (20 км/с) и до 0.1 г при 60 км/с. Радиоимпульсы VLF, потенциально связанные с болидами, проверялись по базе данных Национальной сети обнаружения молний (NLDN) для исключения ложных сигналов. В течение двухлетнего интервала исследований было обнаружено более 80 ярких метеоров (видимая звездная величина ярче -5^m , а самое яркое зарегистрированное событие -7.8^m) и сопоставлены с сигналами VLF, обнаруженными системой AWESOME.

Продолжительность типичной кривой блеска метеора, обнаруженного системой

наблюдений, колеблется от 0.2 с до 1 с, а исключительно длинные — до 3.6 с. Из наблюдаемых данных следует, что при исследованиях случайных временных окон было найдено, что, как правило, AWESOME обнаруживает 4.5 импульсов в секунду. Фактическая скорость обнаружения хотя бы одного сигнала молнии во временном окне кривой блеска метеора составляет приблизительно 87.5%. На рис. 5 показана совокупность импульсов от одного события 23.08.2017 г., для которого была корреляция со временем и с направлением на метеор. Все остальные пики аналогичной или большей величины в пределах продолжительности кривой блеска не соответствуют направлению на метеор.

Для всех метеорных событий, которые совпадают как по времени, так и по направлению, всегда есть больше пиков в одном и том же временном интервале, направление на которые не соответствует направлению на метеор. Ни один из пиков, совпадающих как по времени, так и по направлению, не доминирует в спектре; они всегда являются одним из многих неразличимых сигналов в течение блеска метеора. Более того, они не показывают существенного спектрального отличия от молнии. Ни один из записанных сигналов не отличается большой продолжительностью, сильными спектральными пиками и поведением от одного VLF-сигнала метеора, описанного в (Beesh и др., 1995). Самое простое объяснение этого состоит в том (заключают авторы), что это просто радиоимпульсы молний, которые совпали

по времени падения метеора и пришли с того же направления. Они не являются VLF-излучением метеоров, и фактически (заявляют авторы), нет в их двухлетнем обзоре каких-либо заслуживающих доверия VLF-излучений от каких-либо ярких метеоров. Однако, отмечают авторы, очень ярких метеоров в их обзоре очень мало; например, ни один из них не был сравним с энергией метеора в (Beesh и др., 1995). Таким образом, не было найдено четких доказательств VLF-излучения метеоров с предельной звездной величиной -7.8^m .

НЕКОТОРЫЕ ГИПОТЕЗЫ ОТНОСИТЕЛЬНО МЕХАНИЗМА ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЗАРЯЖЕНИЯ БОЛИДОВ

Предыдущий обзор показал, что единая точка зрения у исследователей на происхождение электрофонических явлений отсутствует, а те гипотезы, которые претендуют на единственность, обычно усложнены многочисленными и неочевидными предположениями. В таких гипотезах, как правило, отсутствуют четкие и физически обоснованные процессы или их математические модели. Очевидно, причиной этому является относительная редкость таких явлений и сложности, связанные с их экспериментальным исследованием.

Сделаем некоторые оценки интенсивности электромагнитного излучения, вызванного различными процессами, сопровождающими полет болида. Прежде всего, напомним, что

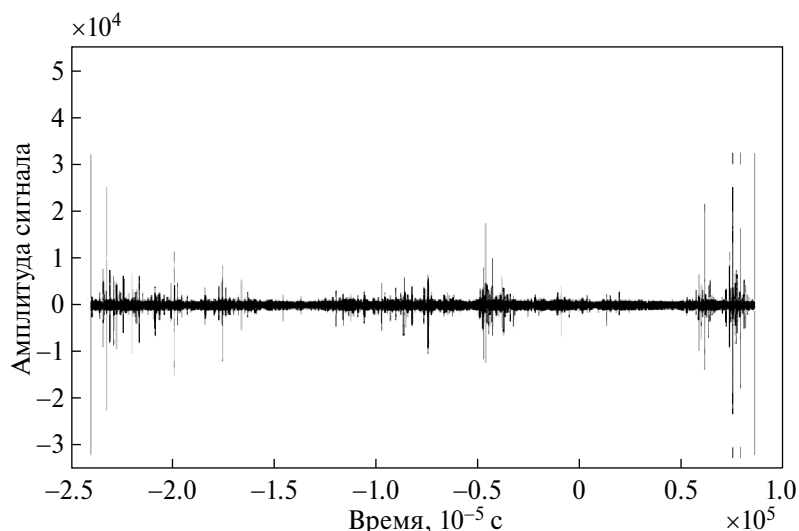


Рис. 5. Расположение пиков импульсов, соответствующих направлению на метеор для события 23.08.2017 г.

зарегистрированные спектры излучения показывают (см. рис. 4), что спектральный максимум лежит в области ~ 1 кГц. Это соответствует длине волны $\lambda = 300$ км. Наблюдения ведутся на расстоянии, существенно меньшем (~ 50 – 100 км), чем длина волны, и в этой связи можно сделать вывод, что вклад кулоновского поля в зарегистрированный спектр очень велик. Кроме этого, возникает естественный вопрос о том, какие процессы вызывают электромагнитное излучение.

Тот факт, что болид во время полета заряжается, следует из наблюдений очевидцев. Например, характерная ситуация имела место с Чулымским метеоритом в 1984 г. (Анфиногенов, Фаст, 1985). Масса метеорита составляла 100–1000 т. Полет сопровождался очень необычными звуковыми эффектами. По мере движения были 2–3 особенно яркие вспышки, и на высоте 10–12 км тело начало интенсивно разрушаться. Многие наблюдатели одновременно с яркими оптическими эффектами слышали звуки, характерные для электрических разрядов. Вероятно, это были электрофонные звуки, которые вызваны нераспространением механических колебаний воздуха, а связаны, по мнению некоторых исследователей, с электромагнитными волнами низкой частоты, излучаемыми болидом. Обычный звук на несколько минут запаздывал бы от видимых вспышек, как, например, гром от молнии. Кроме этого, во многих населенных пунктах очевидцы говорили о телепомехах. В поселке Минаевка, близ которого произошла финальная вспышка, вышли из строя фотоэлементы люминесцентных ламп.

Не менее яркое событие имело место в сентябре 2002 г., когда над территорией Иркутской области наблюдался так называемый Витимский болид массой 160 т (Дмитриев, 2005). Во время его полета в районе поселка Мама очевидцами отмечались необычные звуки (шуршание, жужжание) и нарушение режима электроснабжения. Согласно показаниям свидетелей, лампы накаливания в люстре во время полета болида зажглись вполнакала на несколько секунд, хотя электроснабжение всего поселка в эту ночь отсутствовало. Кроме этого, найдены свидетели, которые заметили появление яркого свечения на вершинах столбиков ограды метеоплощадки местного аэропорта (так называемые огни святого Эльма). Экспедиция, работавшая в предполагаемом районе падения, собрала образцы снега

с микроскопическими (10–100 мкм) частицами в форме черных шариков.

Совершенно другие последствия наблюдались при падении Сихотэ-Алинского метеорита (масса более 100 т). Основное отличие от предыдущих событий состоит в том, что после падения было обнаружено большое количество фрагментов, которые оказались практически чистым железом. В феврале 1947 г. в Приморском крае в Уссурийской тайге в горах Сихотэ-Алинь на Дальнем Востоке упал метеорит, остатки которого (около 10%) смогли достигнуть земной поверхности со скоростью 14–15 км/с (Фесенков, 1951). В книге (Кринов, 1981) описан единственный, но важный факт относительно электрических явлений, связанных с Сихотэ-Алинским метеоритом. По сообщению наблюдателя, монтер, находившийся в момент падения метеорита на телефонном столбе, во время вспышки ощутил резкий электрический толчок от проводов несмотря на то, что линия была выключена. Это также один из фактов, согласно которому можно утверждать, что полет болидов в атмосфере сопровождается его электрическим заряджением. Следует напомнить, что эти явления вызваны метеорными телами массой сотни тонн.

Считается, что наиболее убедительной гипотезой электромагнитного излучения болидов является гипотеза Кэя–Бронштэна (Бронштэн, 1983), основанная на механизме скручивания силовых линий геомагнитного поля. Скручивание возникает в результате турбулентного движения в ионном следе болида и вызывает усиление поля до значений 1000 Э, т.е. чтобы это произошло нужно, чтобы осуществилось приблизительно 2000 наложений силовых линий магнитного поля Земли. Количественные расчеты автора показывают, что только самые яркие болиды превышают порог магнитного числа Рейнольдса для этого усиления. Например, тело массой 2 кг и диаметром 12 см, движущееся со скоростью 30 км/с (яркость -12^m) излучает электромагнитные волны мощностью 2.5 МВт. Это соответствует напряженности электрического поля в электромагнитной волне на поверхности Земли, ~ 0.1 В/м. Этого вполне достаточно для регистрации сигналов на простейшие радиоприемники. Однако эта гипотеза (как и все остальные) не объясняет, каким образом наблюдатель слышит звук одновременно с наблюдением полета болида.

Будем в дальнейшем рассматривать преимущественно железные болиды. Однако

это не является недостатком последующего рассмотрения, так как хорошо известно, что среди падающих метеороидов железные составляют несколько процентов и это согласуется с тем фактом, что электрофонные болиды являются относительно редким явлением. Кроме этого, согласно наблюдениям Астапович (1958) и других наблюдателей будем считать, что в большинстве случаев высота электрофонных болидов составляет $h \sim 40$ км, скорость около $v = 15 \sim 20$ км/с, а звездная величина не менее -13^m , что соответствует массе ~ 100 кг и радиусу болида $R_b = 0.15$ м.

На величину заряда Q любого болида существуют ограничения. Один из возможных механизмов заряжения связан с выбиванием электрона налетающей молекулой кислорода или азота при соударении с поверхностью болида. Потенциал ионизации кислорода и азота более 13 эВ, а потенциал ионизации железа (болид) менее 8 эВ. В результате такого столкновения электрон железа (болид) будет выбит и унесен потоком, а положительный ион болида остается на его поверхности. При скорости болида 40 км/с молекула воздуха будет иметь относительную энергию ~ 250 эВ. Этого вполне достаточно для того, чтобы оторвать электрон из болида. Однако по мере заряжения болида положительным зарядом наступит момент, когда электрон не сможет оторваться от болида. В этом состоянии сила Кулона вблизи поверхности болида равна силе “трения” в атмосфере (Гинзбург, 1967), т.е.

$$\frac{Qe}{4\pi\epsilon_0 R_b^2} = \pi\alpha^2 N m_e v^2,$$

где $a \approx 2 \times 10^{-10}$ м — диаметр молекулы, $\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12}$ — электрическая постоянная, $R_b \sim 0.15$ м радиус железного болида массой 100 кг, $N = 3.8 \times 10^{23}$ л/м³ — концентрация молекул воздуха на высоте 30 км (Атмосфера, стандартная, ..., 2004), $m_e = 0.9 \times 10^{-30}$ кг — масса электрона, $v \approx 3 \times 10^6$ м/с — скорость электрона в том предельном случае, когда налетающая молекула застряла в болиде и всю энергию передала электрону. При таких данных заряд болида $Q \approx 10^{-6}$ Кл. Разумеется, этот вариант заряжения болида не обеспечит нужного эффекта. Например, на поверхности Земли напряженность поля составит $\sim 10^{-5}$ В/м. Более того, на низких высотах, когда плотность атмосферы достаточна для образования ударной волны, весь набегающий на тело поток обтекает его. Ударная волна отходит от передней части тела,

где свободный пробег молекулы $\lambda \sim 4 \times 10^{-7}$ м, а на поверхности тела образуется пограничный слой, и в такой ситуации молекула воздуха не сможет подойти к поверхности болида и выбить электрон (Райзер, 2011).

Один из возможных вариантов заряжения болида основан на явлении термоэлектронной эмиссии или фотоэлектронной эмиссии. Для обтекающего метеороид потока число Маха намного больше единицы и температура за ударной волной достигает нескольких десятков тысяч градусов, т.е. температура поверхности железного метеорита близка к температуре плавления, и это вполне достаточно для интенсивной термоэмиссии или фотоэмиссии. Поскольку болид вследствие эмиссии электронов заряжается положительно, то наступит момент, когда электрон, не сможет покинуть его поверхность. Однако, вследствие полученной энергии от фотона или при столкновении с атомами, некоторая часть электронов с большей вероятностью будут находиться вблизи поверхности метеороида. Поэтому можно предположить, что обтекающий поток ионизованного газа увлекает за собой капельки расплавленного железа вместе с этими электронами. Ионы, окружающие плазму, могут рекомбинировать с этими каплями, однако избыток отрицательного заряда все равно будет иметь место в плазме и может быть снесен потоком. В этой связи, следует принять во внимание турбулентный характер обтекания поверхности в пограничном слое, и это в первую очередь означает, что вихревые возмущения вблизи поверхности будут увлекать заряженные частички (капельки) жидкого металла и при определенных условиях могут быть снесены набегающим потоком вследствие отрыва пограничного слоя (Райзер, 2011; Ландау, Лифшиц, 1986). Существование этих капелек, уносящих электроны, согласуется с результатами экспедиций (Дмитриев, 2005; Фесенков, 1951), которые обнаружили в снегу огромное число железных шариков микроскопического размера (10–100 мкм).

Наиболее эффективные механизмы эмиссии электронов из железного метеорита при высокой температуре и плотности плазмы это термоэлектронная и фотоэлектронная эмиссии. Анализируя два этих механизма, нужно оценить эффективность, т.е. найти величину заряда, приобретаемого метеороидом за единицу времени. Эта оценка важна для выбора модели электрического заряжения. Известно,

что ток насыщения с единицы поверхности нагретого металла, при температуре T , определяется формулой Ричардсона–Дэшмана (Херинг, Никольс, 1950)

$$I_T = AT^2 e^{-\frac{W}{kT}}, \quad (1)$$

где $A = 120 \text{ А/}(\text{см}^2 \text{ град}^2)$ – постоянный множитель, k – постоянная Больцмана, а W – работа выхода электрона, характерная для данного металла. Подстановка в выражение (1) величин $W = 4.5 \text{ эВ}$, $T = 1800 \text{ К}$ дает ток с единицы поверхности метеороида, равный 1.5 А/м^2 , если даже не учитывать коэффициент отражения от границы металл-вакуум. Это значит, что каждую секунду заряд метеороида увеличивается на 0.1 Кл (с учетом радиуса болида 0.15 м). Фактически, ток будет существенно меньше, поскольку часть вылетевших электронов могут после ряда столкновений вновь возвратиться в металл под действием электростатических сил.

Эмиссия электронов с поверхности железного метеорита может быть вызвана и ультрафиолетовым излучением плазмы, нагретой до десятков тысяч градусов. При скорости болида 20 км/с число Маха $M \sim 60$, температура за ударной волной близка к 50000 К , газ полностью ионизован и плотность приблизительно в 10 раз выше окружающей атмосферы (Зельдович, Райзер, 1966). Однако не все фотоны из плазмы попадут на поверхность метеорита. Это связано с направлением движения фотонов, прозрачностью плазмы на различных частотах и неравномерностью распределения температуры в слое газа, прилежащем к поверхности метеорита, которая имеет температуру, равную приблизительно температуре точки плавления железа. Этот расчет осложняется еще тем, что в прилежащем слое газа возникнет градиент температуры, который, в свою очередь, будет зависеть от состояния газа, т.е. от степени диссоциации и ионизации. Проблема будет усложняться турбулентным течением и пограничным слоем при очень высоком градиенте температуры. Такая сложная задача не является целью настоящей работы, и для более грубой оценки величины фототока следует сделать разумные допущения, например, использовать выражение для средней величины росселандова пробега, в случае, когда газ полностью ионизован и тормозной механизм поглощения фотонов является преобладающим. В этом случае средний росселандов пробег l_R для концентрации плазмы за ударной волной

на высоте 30 км будет ($N \approx 3 \times 10^{23} \text{ 1/м}^3$; Атмосфера, стандартная, ..., 2004) равен (Зельдович, Райзер, 1996) $\lambda_R = 1.7 \text{ м}$. Весь набегающий на болид поток обтекает его, а ударная волна отходит от передней части тела на расстояние, которое по порядку величины меньше диаметра поперечного сечения в число раз, равное кратности сжатия газа в так называемой “пробке” (Райзер, 2011). В рассматриваемом случае $\rho_1/\rho_0 \approx 10$, т.е. плазма, будучи полностью ионизованной, практически прозрачна для фотонов.

Для массы метеорита 100 кг радиус равен $R_m \approx 0.15 \text{ м}$, толщина d “пробки”, т.е. расстояние между границей ударной волны (УВ) и обтекаемым телом $d = 2R/(\rho_1/\rho_0) = 0.03 \text{ м}$, а ее площадь равна приблизительно $S_c \approx \pi(R_b)^2 \approx 1.5 \times 10^{-3} \text{ м}^2$ (Райзер, 2011). При температуре за УВ порядка 50000 К воздух полностью ионизован (Райзер, 2011; Капцов, 1947) и лучеиспускательная способность плазмы связана в основном со свободно-свободными переходами. Дифференциальная лучеиспускательная способность для тормозного излучения определяется выражением (Зельдович, Райзер, 1996)

$$J(\nu) = \frac{32\pi}{3} \left(\frac{2\pi}{3kTm} \right)^{0.5} \frac{Z^2 e^6}{mc^3} N_+ N_- e^{-\frac{h\nu}{kT}} \left(\frac{\text{эрг}}{\text{см}^3 \text{ с}} \right), \quad (2)$$

где m – масса электрона, ν – частота, Z – степень ионизации, h – постоянная Планка, e – заряд электрона, c – скорость света в вакууме, $N_{\pm}$ – концентрация зарядов. Для энергии $h\nu \pm 5 \text{ эВ}$ (работа выхода электрона для железа $\sim 4.5 \text{ эВ}$) количество фотонов N_p , излученных слоем плазмы с полным объемом $V_c \approx \pi(R_m)^2 d = 4.5 \times 10^4 \text{ см}^3$ и падающих на поверхность болида, согласно (2), равно

$$N_p \approx \frac{1}{6} V_c \int_{\nu_1}^{10\nu_1} \frac{J(\nu)}{h\nu} d\nu \approx 10^{31} \text{ с}^{-1}. \quad (3)$$

Согласно феноменологической теории Фаулера (Добрецов, Гомоюнова, 1966; Соболева, Меламид, 1974; Коваль и др., 2009; Фридрихов, Мовнин, 1982) величина фототока насыщения I пропорциональна интенсивности излучения $I \sim YJ/h\nu$, где Y – квантовый выход. Для чистых поверхностей и чистых металлов, у которых работа выхода 4.5 – 5 эВ , квантовый выход имеет порядок 10^{-5} – 10^{-4} . Материал метеорита не является чистым железом, а примеси могут повышать или понижать работу выхода из металла. Если предположить, что в самом неблагоприятном случае квантовый выход окажется порядка

$Y = 10^{-8}$, то даже в этом случае максимальный фототок с поверхности метеорита составит $I \approx 10^4$ А. Другими словами, согласно сделанным допущениям и оценкам (3), за секунду полета метеорит приобрел бы заряд ~ 10000 Кл, если бы скорость заряжения определялась только фотоэлектронной эмиссией. Это на порядки эффективнее, чем термоэлектронная эмиссия.

ПРЕДЕЛЬНАЯ ВЕЛИЧИНА ЗАРЯДА ЖЕЛЕЗНОГО МЕТЕОРИТА

Очень важным обстоятельством в модели заряжения метеорита является величина предельного механического напряжения материала, ответственная за разрушение метеорита при движении в нижних слоях атмосферы. Если принять, что метеорит имеет сферическую форму радиуса R и заряжен до некоторой величины Q , то две его половинки испытывают взаимное отталкивание с силой $F \approx \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q^2}{4R^2}$. Сила, необходимая для того, чтобы разорвать этот железный шар пополам, равна $F = \pi R^2 \sigma$, где $\sigma = 1.3 \times 10^9$ Па – предел прочности железа на разрыв. Откуда получаем предельную величину заряда

$$Q_m = 4\pi R R_b^2 \sqrt{\epsilon_0 \sigma}. \quad (4)$$

Например, для рассматриваемого здесь типичного электрофонического болида с радиусом $R_b = 0.15$ м, получим $Q_m \approx 0.03$ Кл.

В настоящее время доминирующая гипотеза разрушения метеорита связана с возникновением большого градиента давления при движении на участке пути с максимальным ускорением и плотностью атмосферы (Тирский, Ханукаева, 2008; Егорова, Лохин, 2016; Попов, Немчинов, 2005). Ускорение, с которым метеорит движется в атмосфере, определяется силой сопротивления набегающему потоку воздуха и давление соответственно равно

$$p_i = \frac{M \dot{v}}{\pi R_m^2} \approx \gamma \rho_a v^2, \quad (5)$$

где коэффициент $\gamma \approx 0.3$, M – масса болида, ρ_a – плотность воздуха, v – скорость болида (Попов, Немчинов, 2005). Давление в различных слоях (перпендикулярных к ускорению) инерционных сил в этом теле будет наибольшим в области набегающего потока (5) и равно

нулю на его обратной стороне. В результате такого большого градиента давления тело, согласно этой гипотезе, будет разрушаться, начиная со стороны, обращенной к набегающему потоку. Поскольку величина предельного напряжения, вызванная инерционными силами p_i (5) почти на три порядка меньше табличных значений для железа, а с другой стороны, кулоновское давление при определенном заряде может быть больше предельной прочности, то это вызывает сомнения в причине точечного взрывоподобного разрушения железных метеоритов инерционными силами. Вероятнее всего, инерционные силы, максимум которых находится на границе метеорита и набегающего потока, и высокая температура, разрушают метеорит не взрывоподобно, а за некоторое конечное время. Можно предположить, что для железного метеорита такая гипотеза взрывоподобного механизма играет не всегда первостепенную роль и для железных метеоритов следует иметь в виду и другую, связанную с кулоновскими силами. Это не новая точка зрения на процесс разрушения. Похожая гипотеза была высказана и ранее (Соляник, 1980).

Заряд такой величины может оказаться недостаточен для того, чтобы имели место те метеороэлектрические эффекты, которые обсуждались выше. При достижении такого критического заряда, $Q_{cr} = 0.03$ Кл, метеорит начнет разрушаться. Но вероятнее, что это произойдет раньше, так как предельная прочность материала метеорита, возможно, меньше, чем предельная прочность железа.

В плотной атмосфере фрагменты метеорита достаточно быстро вновь получают критический заряд согласно схеме, описанной выше, и тоже, в свою очередь, будут разрушаться. Тот факт, что фрагменты будут заряжаться до критического значения, следует из того, что оставшийся заряд на одной из половинок не удовлетворяет выражению (4). Для этого, предполагая сферическую форму фрагментов, запишем (4) в виде

$$Q_{cr} = 4\pi \left(\frac{3M}{4\pi\rho} \right)^{\frac{2}{3}} \sqrt{\epsilon_0 \sigma},$$

где M – масса метеорита. После разделения на половинки заряд каждого фрагмента Q_f должен быть, согласно (4),

$$Q_f = Q_{cr} \times \left(\frac{1}{2} \right)^{\frac{2}{3}},$$

т.е. фрагмент до очередного развала должен дополнительно приобрести заряд.

Такое дробление будет продолжаться, пока осколки не достигнут поверхности земли или их скорость не упадет до значений, при которых ударная волна станет намного слабее и температура поверхности метеорита и окружающей его плазмы существенно упадет. Однако, учитывая быстрое заряджение фотоэлектронной эмиссией, суммарный заряд q_s фрагментов станет значительно больше, чем исходный заряд болида $Q_{ст} = 0.03$ Кл перед его разрушением (4). Напряженность электрического поля у поверхности земли при такой величине заряда составит величину

$$E = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 h^2} \approx 0.03 \frac{\text{В}}{\text{м}},$$

где $h = 30$ км — расстояние до болида. Это очень маленькая напряженность электростатического поля для того, чтобы вызвать какие-либо заметные эффекты на поверхности земли. А если учесть, что вблизи положительного заряда болида находится точно такой же по величине, но отрицательный заряд (“хвост” болида), то напряженность будет существенно меньше.

Относительно недавно опубликованы несколько работ, в которых представлена новая гипотеза, связанная с плазменно-пылевыми процессами. Пылевой плазмой называют частично или полностью ионизованный газ, содержащий пылевые частицы, геометрические размеры которых порядка микрона (см., например, Цытович, 1997; Исимору, 1981). В частности, такие частицы присутствуют в хвосте метеороида при его движении в атмосфере Земли. В работах (Морозова, Попель, 2020; 2021; 2023) показано, что в результате зарядки пылевых частиц метеорного вещества создаются условия для возникновения пылевых звуковых волн. Пылевые звуковые возмущения возбуждаются в результате развития модуляционной неустойчивости электромагнитных волн от метеорного следа и имеют частоты, характерные для пылевых звуковых волн (0.003–60 Гц). При этом предполагается, что звук доходит до поверхности Земли в результате передачи колебаний пылевых частиц нейтральным молекулам, и что концентрация пылевых частиц велика даже на поверхности Земли. Однако этим механизмом трудно объяснить регистрацию звука микрофоном, который был полностью звукоизолирован от внешней среды в экспедиции группы исследователей в Монголии (Zgrabić и др., 2002). Возможно, существуют какие-то неизвестные детали механизма, ответственного за электрофонные явления.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из приведенного выше следует, что электрические процессы действительно характерны для метеорных тел, однако совершенно ясно, что они не являются главной причиной передачи звука со скоростью света. В любых приведенных выше моделях электромагнитного излучения болидов с яркостью приблизительно -12^m и более напряженность поля на уровне земли слишком мала, чтобы осуществились какие-либо известные преобразования электромагнитного поля в звук. Более того, нам хорошо известно, что, находясь вблизи источников электромагнитного поля с высокой напряженностью (десятки В/м и более), мы никаких звуковых эффектов не ощущаем. Например, промышленные высоковольтные линии с линейным напряжением сотни тысяч вольт никаких звуковых эффектов не производят для человека, находящегося даже в непосредственной близости под проводами. В эпоху, когда не было телевидения и широкоэвещательные радиоприемники были в крайне ограниченном количестве, информация доводилась с помощью обыкновенных громкоговорителей и к многоквартирным домам проводились высоковольтные (~ 1 кВ) линии электропередач радиотрансляции на звуковой частоте. Находясь в непосредственной близости от таких линий, никто никогда (например, монтеры) не слышал звукового сопровождения. Вот еще один хорошо известный нам пример, никто и никогда не воспринимал звуки разряда молнии одновременно с ее световым излучением. Даже мобильный телефон на расстоянии 20 см создает поле с напряженностью ~ 20 В/м, однако мы это не воспринимаем. Таких примеров можно привести достаточно много, чтобы показать отсутствие звукового восприятия даже при полях не менее 100 В/м.

Однако электрофонический эффект при полете некоторых болидов наблюдали многие, что следует из упомянутых выше каталогов. Все это подсказывает, что существует еще какая-то, неизвестная нам возможность передачи звука одновременно со свечением болида. Не исключено, что тщательное исследование такого явления даст нам что-то новое для физики и ее приложений.

Данная работа финансировалась за счет средств бюджета института (Луганский национальный университет им. Владимира Даля). Никаких дополнительных грантов на проведение или руководство данным конкретным исследованием получено не было.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Анфиногенов Д.Ф., Фаст В.Г. Яркий болид на юге Сибири // Земля и Вселенная. 1985. № 3. С. 72–75.
2. Астапович И.С. Метеорные явления в атмосфере Земли. М.: Физ-мат. лит., 1958. 640 с.
3. Атмосфера стандартная, параметры. М.: Изд-во стандартов, 2004. 180 с.
4. Бронштэн В.А., Гребенников В.С., Рабунский Д.Д. Каталог электрофонных болидов. Актуальные вопросы метеоритики в Сибири. Новосибирск: Наука, 1988. С. 158–204.
5. Бронштэн В.А. Магнитогидродинамический механизм генерации радиоизлучения ярких болидов // Астрон. вестн. 1983. Т. 17. С. 94–98. (Bronshthen V.A. A magnetohydrodynamic mechanism for generating radio waves by bright fireballs // Sol. Syst. Res. 1983. V. 17. P. 70–74.)
6. Бронштэн В.А. Физика метеорных явлений. М.: Наука, 1981. 416 с.
7. Гребенников В.С. Электрофонные болиды Сибири, Урала и Дальнего Востока. Новосибирск: Наука, 1984. С. 191–203.
8. Григорьев И.С., Мейлихов Е.З. (ред.). Физические величины. Справочник. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.
9. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967. 684 с.
10. Дмитриев Е.В. Международный симпозиум “Астрономия – 2005”: Состояние и перспективы развития”, М.: ГАИШ МГУ – МГДДЮТ, 1–6 июня, 2005 г. Тез. докл. С. 85.
11. Докучаев В.П. Электрический разряд при пролете метеоров в атмосфере Земли // ДАН СССР. 1960. Т. 131. № 1. С. 78–81.
12. Добрецов Л.Н., Гомоюнова М.В. Эмиссионная электроника. М.: Наука, 1966. 564 с.
13. Егорова Л.А., Лохин В.В. О двустадийном разрушении метеороида с концевой вспышкой // Вестн. МГУ. Сер. 1. Математика. Механика. 2016. № 4. С. 43–48.
14. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1996. 688 с.
15. Иванов В.В., Медведев Ю.А. Об электрическом эффекте крупных метеорных тел // Геомагнетизм и аэрономия. 1965. Т. 5. № 2. С. 284–288.
16. Исимору А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. М.: Изд-во “Мир”, 1981. Т. 2. 322 с.
17. Калашников А.Г. О наблюдении магнитного эффекта метеоров индукционным методом // ДАН СССР. 1949. Т. 66. № 3. С. 373–376.
18. Калашников А.Г. Магнитный эффект метеоров // Изв. АН СССР. Сер. Геофизика. 1952. № 6. С. 7–20.
19. Капцов Н.А. Электрические явления в газах и в вакууме. М.–Л.: Гостехиздат, 1947. 836 с.
20. Коваль Н.Н., Окс Е.М., Протасов Ю.С., Семашко Н.Н. Эмиссионная электроника / Ред. Протасов Ю.С. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2009. 596 с.
21. Кринов Е.Л. Железный дождь. М.: Наука, 1981. 192 с.
22. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Гидродинамика. М.: Наука, 1986. Т. 6. 736 с.
23. Морозова Т.И., Попель С.И. К вопросу о плазменно-пылевых процессах, сопровождающих метеорные потоки // Физика плазмы. 2020. Т. 46. № 11. С. 993–1006.
24. Морозова Т.И., Попель С.И. Модуляционное взаимодействие в пылевой плазме хвостов метеороидов // Геомагнетизм и аэрономия. 2021. Т. 61. № 6. С. 794–802.
25. Морозова Т.И., Попель С.И. Проявления модуляционной неустойчивости в ионосфере Земли, включая хвосты метеороидов // Физика плазмы. 2023. Т. 49. № 1. С. 42–47.
26. Невский А.П. Явление положительного стабилизированного электрического разряда и эффект электроразрядного взрыва крупных метеоритных тел при пролете в атмосфере планет // Астрон. вестн. 1978. Т. 12. № 4. С. 206–215.
27. Попов О.П., Немчинов И.В. Метеорные явления (болиды) в атмосфере Земли. Катастрофические воздействия космических тел. М.: ИКЦ Академкнига, 2005. С. 92–117.
28. Райзер Ю.П. Введение в гидрогазодинамику и теорию ударных волн для физиков. Долгопрудный: Издательский Дом “Интеллект”, 2011. 432 с.
29. Райзер Ю.П. О дискуссии по поводу приобретения электрического потенциала метеоритным телом // Астрон. вестн. 2003. Т. 37. № 4. С. 364–366. (Raizer Y.L. A debate over the acquisition of an electric potential by a meteoroid // Sol. Syst. Res. 2003. V. 37. P. 333–335.)
30. Сапожков М.А. (ред.). Акустика. Справочник. М.: Радио и связь, 1989. 336 с.
31. Седов Л.И. Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1977. 440 с.
32. Соляник В.Ф. Тунгусская катастрофа в свете электрической теории метеорных явлений // Взаимодействие метеорного вещества с Землей. Новосибирск: Наука, 1980. С. 178–188.

33. *Соболева Н.А., Меламид А.Е.* Фотоэлектронные приборы. М.: "Высшая школа", 1974. 376 с.
34. *Турский Г.А., Ханукаева Д.Ю.* Баллистика дробящегося метеороида с учетом уноса массы в неизотермической атмосфере // Космич. исслед. 2008. Т. 46. № 2. С. 122–134.
35. *Фесенков В.Г.* Сихотэ-Алинский метеорит и его значение для проблемы происхождения и эволюции Солнечной системы // УФН. 1951. Т. 44. № 1. С. 89–103.
36. *Филоненко А.Д.* Радиоизлучение метеорных тел в диапазоне дециметровых волн // Геомагнетизм и Аэрономия. 2018. Т. 58. № 5. С. 720–727.
37. *Фридрихов С.А., Мовнин С.М.* Физические основы электронной техники. М.: Наука, 1982. 608 с.
38. *Херинг К., Никольс М.* Термоэлектронная эмиссия. М.: ИЛ, 1950. 196 с.
39. *Цытович В.Н.* Плазменно-пылевые кристаллы, капли и облака // УФН. 1997. Т. 167. № 1. С. 57–99.
40. *Barringer B., Hart H.C.* The mechanism of the sounds from meteors // Popular Astron. 1949. Т. 57. С. 507–512.
41. *Beech M., Brown P., Jones J.* VLF detection of fireballs // Earth, Moon, and Planets. 1995. V. 68. P. 181–188.
42. *Beech M., Foschini L.A.* A space charge model for electrophonic bursters // Astron. and Astrophys. 1999. V. 345. P. L27–L31.
43. *Beech M., Foschini L.* Leonid electrophonic bursters // Astron. and Astrophys. 2001. V. 367. P. 1056–1060.
44. *Bronshten V.A.* Electrical and electromagnetic phenomena associated with the meteor flight // Sol. Syst. Res. 1991. V. 25. P. 93–104.
45. *Drobnock G.J.* Radio waves from meteor? // Sky and Telescope. 1992. P. 329–330.
46. *Garaj S., Vinkovic D., Zgrablic G., Kovacic D., Gradecak S., Biliskov N., Grbac N., Andreic Z.* Observational detection of meteor-produced VLF electromagnetic radiation // Fizika A (Zagreb). 1999. V. 8. № 3. P. 91–98.
47. *Guha A., DeKumar B., Choudhury A., Roy R.* Investigation on spectral character of ELF electromagnetic radiations during Leonid 2009 meteor shower // Astrophys. and Space Sci. 2012. V. 341. № 2. P. 287–294.
48. *Hawkins G.S.* A search for magnetic effect from meteors // J. Geophys. Res. 1958a. V. 63. P. 467–475.
49. *Hawkins G.S.* Radio noise from meteors // Nature. 1958b. V. 181. P. 1610.
50. *Hawkins G.S.* A search for radio emission from meteors // Astrophys. J. 1958c. V. 128. P. 724–726.
51. *Henning P.A., Kavic M., Schinzel F.K., Simonetti J.H., Stoval K., Wilson T.L.* Detection of radio emission from fireballs // Astrophys. J. Lett. 2014. V. 788. № 2. id. L. 26.
52. *Jenkins A.W., Philips C.A., Maple E.* Observed magnetic effects from meteors // J. Geophys. Res. 1960. V. 65. P. 1617–1619.
53. *Keay C.S.L.* Progress in explaining the mysterious sounds produced by very large meteor fireballs // J. Sci. Exploration. 1993. V. 7. № 4. P. 337–354.
54. *Keay C.S.L.* The 1978 New South Wales fireball // Nature. 1980a. V. 285. P. 464–466.
55. *Keay C.S.L.* Anomalous sounds from the entry of meteor fireballs // Science. 1980b. V. 210. P. 11–15.
56. *Keay C.S.L., Ostwald P.M.* A laboratory test of the production of electrophonic sounds // J. Acoust. Soc. Am. 1991. V. 89. P. 1823–1824.
57. *Keay C.S.L.* Continued progress in electrophonic fireball investigations // Earth, Moon and Planets. 1995. V. 68. P. 361–368.
58. *Obenberger K.S., Taylor G.B., Hartman J.M., Dowell J., Ellingson S.W., Helmboldt J.F.,*
59. *Henning P.A., Kavic M., Schinzel F.K., Simonetti J.H., Stoval K., Wilson T.L.* Detection of Radio Emission from Fireballs // ArXiv: 1405.6772, 2014.
60. *Obenberger K.S., Dowell J.D., Hancock P.J., Holmes J.M., Pedersen T.R., Schinzel F.K., Taylor G.B.* Rates, Flux Densities, and Spectral Indices of Meteor Radio Afterglows // ArXiv: 1607.03002. 2016a.
61. *Obenberger K.S., Holmes J.M., Dowell J.D., Schinzel F.K., Stoval K., Sutton E.K.,*
62. *Taylor G.B.* Altitudinal dependence of meteor radio afterglows measured via optical counterparts // ArXiv: 1609.04701. 2016b.
63. *Ol'khovarov A.Yu.* About Mistakes in A.P. Nevskii's Paper // Tunguss. Vestn. 1997. № 6. P. 30.
64. *Ol'khovarov A.Yu.* Comments // Tunguss. Vestn. 1998. № 9. P. 35.
65. *Price C., Blum M.* ELF/VLF radiation produced by the 1999 Leonid meteors // Earth, Moon, and Planets. 2000. V. 82–83. P. 545–554.
66. *Sommer H.C., Gierke H.E.* Hearing sensations in electric fields // Aerosp. Med. 1964. V. 35. P. 834–839.
67. *Spalding R., Tencer J., Sweatt W., Conley B.* Photoacoustic sounds from meteors // Sci. Rep. 2017. V. 7. id. 41251.
68. *Spurny P., Betlem H., van't Leven J., Jenniskens P.* Atmospheric behavior and extreme beginning heights of the thirteen brightest photographic

- Leonid meteors from the ground-based expedition to China // *Meteorit. and Planet. Sci.* 2000. V. 35. P. 243–249.
69. *Spurny P.* Instrumentally documented meteorite falls: Two recent cases and statistics from all falls // *Proc. Int. Astron. Union.* 2015. V. 10. P. 69–79.
70. *Sung C.Y., Brown P., Marshall R.* A two-year survey for VLF emission from fireballs // *Planet. and Space Sci.* 2020. V. 184. id. 104872.
71. *Verveer A., Bland P.A., Bevan A.W.R.* Electrophonic sounds from the reentry of the MOLNIYA 1-67 satellite over Australia: Confirmation on the electromagnetic link // *Meteorit. and Planet.* 2000. V. 35. № 5. Suppl. id. 163.
72. *Zgrablić G., Vinković D., Gradečak S., Kovačić D., Biliškov N., Grbac N., Andreić Ž., Garaj S.* Instrumental recording of electrophonic sounds from Leonid fireballs // *J. Geophys. Res.: Atmospheres.* 2002. V. 107. № A7. P. 1124.

УДК 523.44

АСТРОМЕТРИЯ И ФОТОМЕТРИЯ ПОТЕНЦИАЛЬНО ОПАСНОГО АСТЕРОИДА 65690 (1991 DG)

© 2024 г. А. В. Девяткин ^{a,*}, Д. Л. Горшанов ^a, В. Н. Львов ^a,
С. Д. Цекмейстер ^a, С. Н. Петрова ^a, А. А. Мартюшева ^a,
К. Н. Наумов ^a

^aГлавная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН (ГАО РАН),
Санкт-Петербург, Россия
*e-mail: a9kin@mail.ru

Поступила в редакцию 10.02.2024 г.

После доработки 07.03.2024 г.

Принята к публикации 03.04.2024 г.

В 2020 г. на двух телескопах ГАО РАН, ЗА-320М и МТМ-500М, были получены ряды наблюдений потенциально опасного астероида 65690 (1991 DG) во время его сближения с Землей и выполнена их астрометрическая и фотометрическая обработка. С использованием полученных координат астероида и наблюдений с сайта MPC были уточнена орбита астероида, определены обстоятельства сближений с Землей и Марсом и сделана оценка влияния на его орбиту негравитационных эффектов. По результатам фотометрической обработки астероида были построена кривая блеска и уточнен периода его осевого вращения: $P = 4.3193 \pm 0.0028$ ч.

Ключевые слова: потенциально опасный астероид, астрометрия, фотометрия

DOI: 10.31857/S0320930X24050061, EDN: LTJYUQ

ВВЕДЕНИЕ

Астероид 65690 (1991 DG) был открыт 20 февраля 1991 г. Р.Х. Макнотом в обсерватории Сайдинг-Спринг (Кунабарабран, Австралия) (MPC web-page). Он принадлежит к группе Аполлона, т.е. пересекает орбиту Земли снаружи, и классифицирован Центром малых планет (MPC) как потенциально опасный для Земли (минимальное расстояние между орбитами $MOID = 0.03843$ а. е.), а также имеет тесные сближения с Марсом ($MOID = 0.07398$ а. е.) (MPC web-page). 6 апреля 2020 г. астероид пролетел на расстоянии 0.08451 а. е. (12.7 млн км) от Земли (JPL web-page). Его диаметр оценивается в 527 м, а период осевого вращения лежит в пределах от 7.1111 до 7.1125 ч (Warner, Stephens, 2020). Следующее тесное сближение астероида с Землей произойдет в апреле 2049 г. на расстоянии около 0.1110 а. е. Совокупность

указанных сближений может существенно повлиять на его орбиту.

НАБЛЮДЕНИЯ

В Пулковской обсерватории наблюдения астероида 1991 DG велись на телескопах ЗА-320М (Девяткин, 2004) и МТМ-500М (Кулиш и др., 2009) в период, охватывающий момент его сближения с Землей, — с 9 марта по 26 апреля 2020 г. Характеристики телескопов указаны в табл. 1, обстоятельства наблюдений — в табл. 2. Наблюдения выполнялись без использования светофильтров — в интегральных полосах инструментов.

Всего было проведено 26 наблюдательных сессий астероида на двух телескопах. Для астрометрической и фотометрической обработки было использовано 736 кадров, полученных с телескопом МТМ-500М (Кисловодск), и 1139 кадров, полученных с телескопом ЗА-320М (Пулково).

Таблица 1. Характеристики телескопов

Телескоп	МТМ-500М	ЗА-320М
Местоположение	Шаджатмаз	Пулково
Широта	43° 44' 30"	59° 46' 15"
Долгота	42° 39' 45"	30° 19' 40"
Высота, м	2070	80
Оптическая система	Максутов–Кассегрен	Кассегрен
Диаметр апертуры, мм	500	320
Фокусное расстояние, мм	4100	3200
Масштаб, угл. с/мм	50.3	64.5
ПЗС-камера	SBIG STX-16803	ZWO ASI 1600 (mono)
ПЗС-матрица	KODAK KAF-16803	MN34230
Размеры матрицы, мм	36.8 × 36.8	17.5 × 13.2
Поле зрения, угл. мин	30.9 × 30.9	18.8 × 14.2
Количество пикселей	4096 × 4096	4656 × 3520
Размер пикселя, мкм	9 × 9	3.75 × 3.75
Размер пикселя, угл. с	0.5 × 0.5	0.24 × 0.24
Биннирование	3 × 3	4 × 4
Количество суперпикселей	1365 × 1365	1164 × 880
Размер суперпикселя, мкм	27 × 27	15 × 15
Размер суперпикселя, угл. с	1.4 × 1.4	0.97 × 0.97

Таблица 2. Обстоятельства наблюдений астероида 1991 DG

Дата (вечер)	Интервал (UTC)	Телескоп	Экспоз., с	N, кадров	m	PA град	PABL град	PABV град
2020-03-09	18:23 – 18:56	ЗА	45	12	16.6	22.7	158.5	–10.5
2020-03-13	19:24 – 20:32	ЗА	120–180	4	16.4	26.9	158.5	–8.7
2020-03-14	18:47 – 23:26	ЗА	90–120	164	16.3	28.2	158.4	–8.2
2020-03-15	17:47 – 20:57	ЗА	85–100	64	16.3	29.5	158.3	–7.7
2020-03-16	21:17 – 23:08	ЗА	120	9	16.3	31.2	158.2	–6.9
2020-03-19	21:01 – 00:34	ЗА	120	87	16.2	36.2	157.8	–4.9
2020-03-22	16:15 – 18:41	МТМ	80	100	16.1	41.7	157.3	–2.4
	20:07 – 23:35	ЗА	90–110	100	16.1	42.1	157.2	–2.2
2020-03-23	18:54 – 23:44	ЗА	110	70	16.1	44.3	157.0	–1.2
2020-03-24	23:18 – 23:21	ЗА	110	2	16.1	46.8	156.7	0.0
2020-03-26	18:42 – 23:48	ЗА	100–120	157	16.1	51.6	156.3	2.4
2020-03-27	17:47 – 20:23	МТМ	60–80	131	16.1	54.0	156.0	3.6
	18:55 – 22:05	ЗА	100	12	16.1	54.2	156.0	3.6
2020-03-29	18:05 – 23:50	ЗА	85–100	181	16.1	59.9	155.5	6.7
2020-03-30	18:22 – 23:34	ЗА	80–85	123	16.2	62.8	155.2	8.3
2020-04-01	19:12 – 00:46	ЗА	75–80	72	16.3	69.1	154.8	12.0
2020-04-03	20:19 – 23:00	МТМ	60	124	16.4	75.3	154.5	16.0
2020-04-04	18:14 – 00:31	ЗА	30–60	72	16.5	78.4	154.5	18.1
2020-04-05	18:43 – 18:54	ЗА	30–60	9	16.6	81.3	154.5	20.1
2020-04-10	19:45 – 20:12	ЗА	100	10	17.2	96.2	156.5	32.5
	22:53 – 23:00	МТМ	60	3	17.2	96.6	156.6	32.8
2020-04-13	18:09 – 18:12	МТМ	60	3	17.7	103.5	159.6	40.1
2020-04-14	16:43 – 18:59	МТМ	60	120	17.8	105.6	161.1	42.7
2020-04-17	17:12 – 19:28	МТМ	60	120	18.3	111.1	167.3	50.3
2020-04-18	17:41 – 18:49	МТМ	60	60	18.4	112.5	170.0	52.6
2020-04-24	17:07 – 18:14	МТМ	60	60	19.1	118.0	195.1	63.7
2020-04-26	22:32 – 23:09	МТМ	60–80	15	19.3	118.9	208.2	65.8
24		27		1884				

Примечание: указаны: дата вечера, интервал времени, телескоп (ЗА – ЗА-320М, МТМ – МТМ-500М), длительности экспозиций, количество кадров, звездная величина (m), фазовый угол (PA), эклиптические долгота (PABL) и широта (PABV) бисектора фазового угла (средние значения за интервал наблюдений). Последние четыре параметра вычислены с помощью программного пакета ЭПОС (Львов, Цекмейстер, 2012). В последней строке приведены общее число наблюдательных ночей, сеансов наблюдений на двух телескопах и полученных ПЗС-кадров.

АСТРОМЕТРИЯ И УТОЧНЕНИЕ ОРБИТЫ
АСТЕРОИДА

Астрометрическая редукция произведена методом восьми постоянных с помощью программного пакета АПЕКС-II (Девяткин и др., 2010), разработанного в Пулковской обсерватории. В качестве опорного использовался каталог GAIA DR2 (Gaia Archive web-page).

Уточнение орбиты проводилось посредством программы OrbImpg программного пакета (ПП) ЭПОС (Львов, Цекмейстер, 2012) с использованием числовых эфемерид DE405 (JPL web-page 2). Учитывались возмущения, вызванные планетами, Луной, четырьмя массивными астероидами и сжатием Земли. В качестве исходных приняты элементы орбит из базы данных MPCORB (MPC web-page 2) для эпохи JD2459600.5. Начальное значение среднеквадратичной ошибки представления наблюдений RMS оказалось равным 2".765, конечная величина RMS составила 0".271. Результаты улучшения, а также сравнение полученной орбиты с орбитой MPC представлены в табл. 3.

СБЛИЖЕНИЯ АСТЕРОИДА С ДРУГИМИ
ТЕЛАМИ СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЫ

С помощью пакета программ ЭПОС (Львов, Цекмейстер, 2012) были исследованы особенности орбитального движения астероида 1991 DG. На левой панели рис. 1 изображена его орбита на фоне орбит Марса, Земли и Венеры. Сближения астероида с планетами на расстоянии менее 0.1 а. е. немногочисленны. Так, например, на промежутке времени в два столетия отмечены лишь два сближения с Землей (2020-04-06, 0.085 а. е. и 2194-04-07, 0.081 а. е.) и одно с Марсом (2186-03-10, 0.080 а. е.). Однако астероид имеет многократные сближения на расстоянии 0.1–0.3 а. е. с Землей, Марсом и даже Венерой. Орбита астероида заходит внутрь земной орбиты, и на этом участке

он подвергается достаточно длительным возмущениям от Земли. Бывают конфигурации, когда Земля и Венера воздействуют на астероид либо с одной стороны, либо с противоположных сторон на сравнимых расстояниях. Не следует забывать и о возмущениях от Юпитера. Все это “расшатывает” орбиту, которая из регулярной может постепенно стать хаотической.

На рис. 2 приведен график изменения большой полуоси орбиты астероида на тысячелетнем интервале (1500–2500 гг. н. э.). Частые мелкие изменения, а также почти периодические более крупные колебания обусловлены совместным влиянием планет в разных конфигурациях. На это накладываются резкие скачки, которые соответствуют сближениям астероида с одной из трех планет, либо сразу с двумя планетами (Земля и Венера) на некоторых промежутках времени. Астероид 1991 DG имел и будет иметь многочисленные тесные и умеренные сближения с Землей на указанном интервале времени, что провоцирует резкие скачки величины большой полуоси. Такие скачки, хоть пока и невелики, но на гораздо более длительных интервалах времени способны привести либо к столкновению астероида с планетой, либо к очень тесному с ней сближению, что может радикально изменить орбиту. В качестве примеров выбраны некоторые из тесных (до расстояния 0.1 а. е. и менее) сближений с Землей, вызывающих такие резкие изменения величины большой полуоси. Они обозначены цифрами на рис. 2 и в табл. 4. Вычисления выполнены с помощью ПП ЭПОС (Львов, Цекмейстер, 2012) с использованием данных элементов орбит тел Солнечной системы (JPL web-page 2, MPC web-page 2).

Табл. 5 содержит перечень предстоящих умеренных и тесных сближений астероида с Землей и Марсом за два столетия (2025–2199 гг.), вычисленных с ПП ЭПОС (Львов, Цекмейстер, 2012).

Афелий орбиты 1991 DG располагается вблизи Главного пояса астероидов. Поэтому представляет интерес отслеживать возможные

Таблица 3. Элементы начальной (MPC) и уточненной по наблюдениям орбит астероида 1991 DG на эпоху JD2459600.5

Элементы орбиты	Начальные	Улучшенные	Поправки	Ошибки
<i>M</i> , град	354.59650	354.59651	0.00001	0.000001
<i>ω</i> , град	63.32288	63.32287	–0.00001	0.000003
<i>Ω</i> , град	180.11979	180.11980	0.00001	0.000002
<i>i</i> , град	11.14409	11.14409	0.00000	0.000003
<i>e</i>	0.3630028	0.3630029	0.0000001	0.00000001
<i>a</i> , а. е.	1.42770210	1.42770222	0.00000012	0.000000001

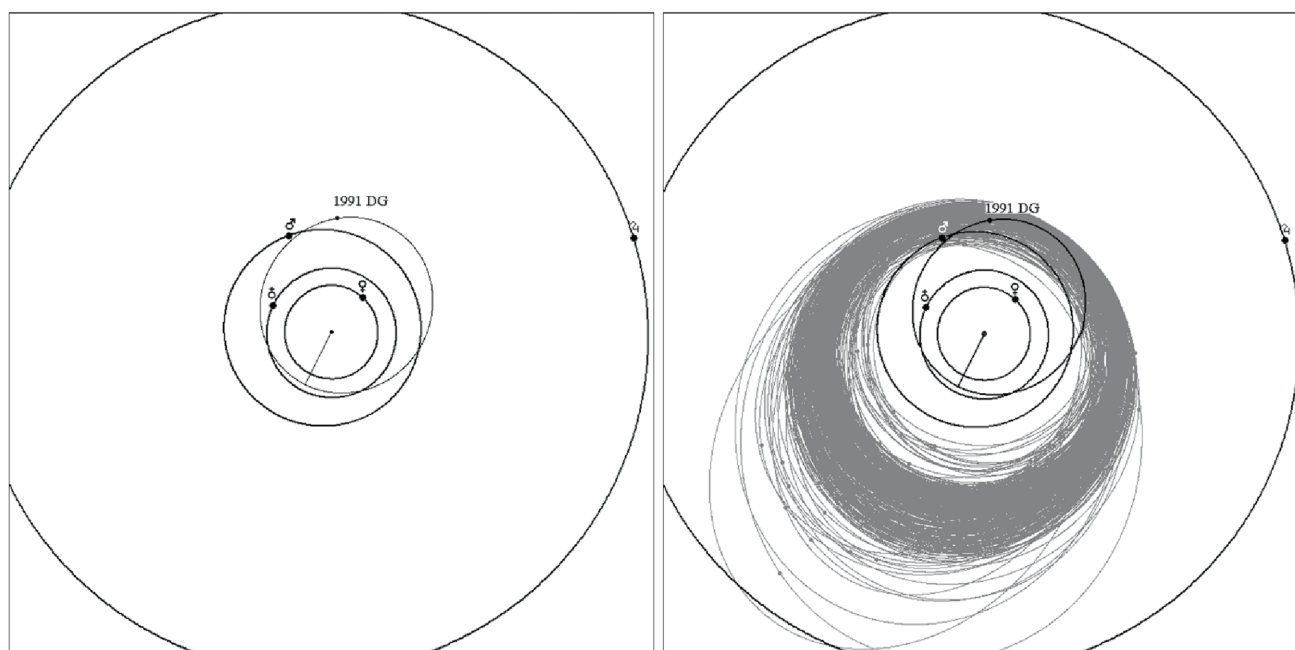


Рис. 1. Особенности орбитального движения астероида 1991 DG: левая панель — орбиты астероида 1991 DG и трех планет; правая панель — орбиты объектов, с которыми возможны сближения астероида 1991 DG.

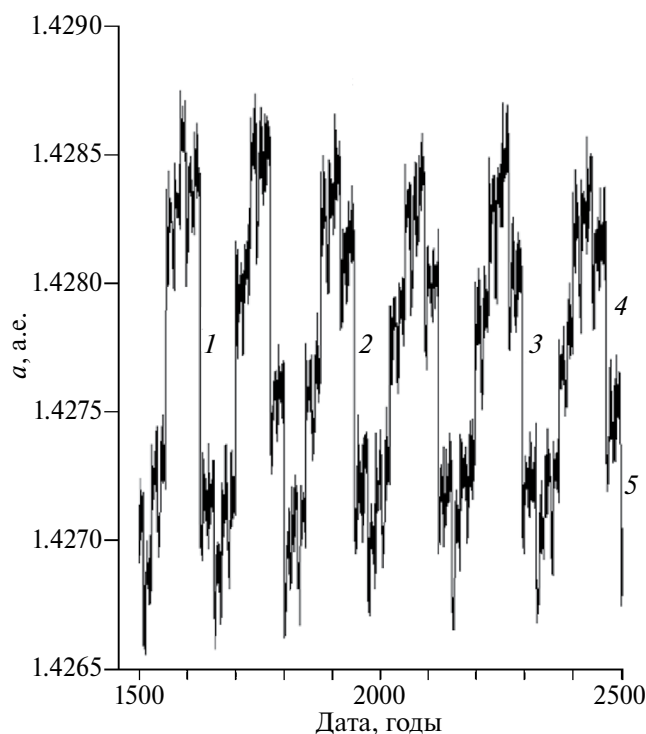


Рис. 2. Изменения большой полуоси орбиты 1991 DG на тысячелетнем интервале.

тесные сближения подобных объектов с другими крупными астероидами. Для этого можно использовать следующий алгоритм выборки

Таблица 4. Некоторые тесные сближения астероида 1991 DG с Землей на тысячелетнем интервале времени. Порядковый номер в первом столбце соответствует номеру скачка на рис. 2

Сближение	Дата	Расстояние, а. е.
1	1626-03-23	0.0337
2	1945-03-26	0.0539
3	2293-03-31	0.0555
4	2467-04-02	0.0688
5	2496-03-30	0.1026

из каталога всех известных астероидов (нулем помечены величины, относящиеся к изучаемому астероиду): абсолютная звездная величина H от 15^m и менее (объекты размером около четырех километров и более), перигелийное расстояние меньше исходного афелийного расстояния (в нашем случае $q < Q_0 = 1.95$ а. е.), долгота перигелия ($\pi = \omega + \Omega$) в промежутке $(\pi_0 \pm 180^\circ) \pm \Delta$, где Δ — некоторая малая величина (в нашем случае $\pi_0 = 243^\circ$, $53^\circ < \pi < 73^\circ$). Для $H \leq 15.0$ выбрано множество из 386 астероидов. Правая панель на рис. 1 показывает орбиты этих астероидов, ориентированные в направлении, противоположном линии апсид астероида 1991 DG. Полученный список можно использовать при поиске тесных сближений изучаемого астероида с другими астероидами Главного пояса.

Таблица 5. Предстоящие тесные сближения астероида 1991 DG за два столетия

Дата	Планета	Расстояние, а. е.	Относительная скорость, км/с
2025-08-18	Земля	0.41961	20.52
2032-03-13	Земля	0.28971	18.23
2037-03-01	Земля	0.47502	6.56
2037-08-01	Земля	0.17081	10.48
2039-06-24	Марс	0.08721	9.70
2049-04-10	Земля	0.11100	8.31
2049-08-17	Земля	0.36745	6.18
2054-08-21	Земля	0.46124	21.82
2061-03-17	Земля	0.22352	16.39
2066-08-06	Земля	0.19618	12.59
2078-05-12	Земля	0.18892	7.75
2090-03-23	Земля	0.11173	13.28
2095-08-11	Земля	0.26695	15.60
2102-03-07	Земля	0.45775	23.03
2107-06-22	Земля	0.20754	7.01
2119-03-28	Земля	0.06174	11.78
2119-09-04	Земля	0.47158	7.90
2124-08-13	Земля	0.29192	16.50
2131-03-07	Земля	0.46136	23.13
2136-06-04	Земля	0.20708	7.54
2148-03-22	Земля	0.14870	14.30
2153-08-09	Земля	0.21259	13.50
2165-04-21	Земля	0.14751	7.76
2165-08-11	Земля	0.33587	5.50
2170-08-23	Земля	0.46584	22.04
2177-03-17	Земля	0.26286	17.49
2182-03-02	Земля	0.47974	6.75
2182-08-04	Земля	0.16804	10.73
2186-03-10	Марс	0.08038	9.74
2194-04-07	Земля	0.08028	9.03
2194-08-24	Земля	0.39521	6.70
2199-08-21	Земля	0.40992	20.33

ФОТОМЕТРИЯ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПЕРИОДА ОСЕВОГО ВРАЩЕНИЯ АСТЕРОИДА

Фотометрическая обработка наблюдений выполнялась также с помощью программного пакета АПЕКС-II (Девяткин и др., 2010), разработанного в Пулковской обсерватории. Фотометрическая редукция осуществлялась с опорой на каталог GAIA DR2 (Gaia Archive web-page).

В базе данных параметров астероидов, которую ведет P. Pravets (Pravets web-page), указано значение периода осевого вращения астероида 65690 (1991 DG) $P = 7.1125 \pm 0.0005$ ч. В работе (Warner, Stephens, 2020, стр. 207), указаны два возможных периода. Один из них близок к вышеуказанному, $P = 7.1111 \pm 0.0007$ ч, но ему соответствует всего лишь пятый по величине пик на периодограмме, построенной по наблюдениям Центра исследований Солнечной системы (Center for Solar System Studies). Второй период, $P = 4.7383 \pm 0.0008$ ч, соответствует наибольшему пику на периодограмме. При этом отмечается, что кривая блеска астероида, приведенная к периоду 7.1 ч, имеет три максимума, что, хотя и встречается редко, но вполне возможно при больших углах фазы, при которых проводились наблюдения (до 75°). Кривая блеска с периодом 4.7 ч имеет более часто встречающийся вид с двумя максимумами.

Для определения периода мы использовали девять фрагментов кривой блеска длительностью от 2.2 до 5.7 ч, построенных по нашим наблюдениям 14, 19, 22, 26, 27, 29, 30 марта и 3 апреля 2020 г. Общее число использованных ПЗС-кадров — 677, полный интервал времени составил 483 ч. Значения блеска астероида были исправлены за его расстояния от Земли и Солнца. По исправленным значениям была построена линейная фазовая зависимость блеска в интервале углов фазы от 28° до 75° . После ее учета фрагменты были приведены к одному уровню путем вычитания среднего по фрагменту значения блеска. Центрированный таким образом ряд значений блеска был подвергнут частотному анализу методом Скаргла (Scargle, 1982).

На рис. 3 представлена полученная таким путем периодограмма. У трех ее наиболее высоких пиков подписаны соответствующие им значения периода. Если предполагать, что кривая блеска астероида имеет два максимума и два минимума (что является наиболее распространенным случаем), то период осевого вращения может быть равен удвоенным значениям, указанным на рис. 3: 3.9630, 4.3193 или 4.7459 ч. Наибольший из этих периодов близок к найденному в работе (Warner, Stephens, 2020). Периоду около 7.1 ч не соответствует ни один из высоких пиков периодограммы.

На рис. 4 показана кривая блеска астероида, приведенная к периоду $P = 4.3193 \pm 0.0028$ ч,

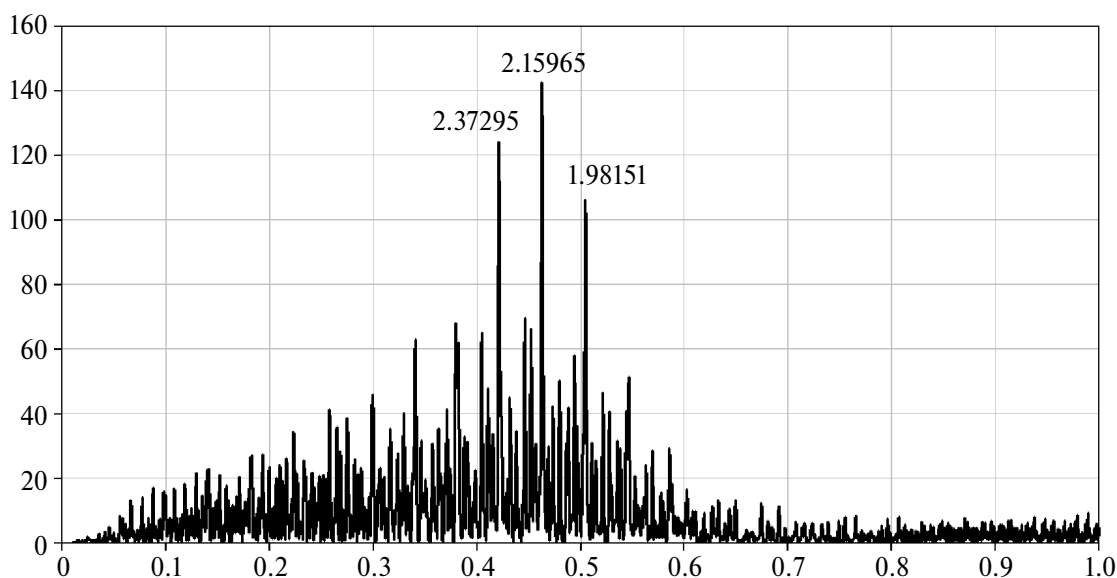


Рис. 3. Периодограмма кривой блеска астероида 65690 (1991 DG). По оси абсцисс отложена частота в единицах 1/ч, по оси ординат — мощность в относительных единицах. У трех наиболее высоких пиков указаны соответствующие им значения периода в часах.

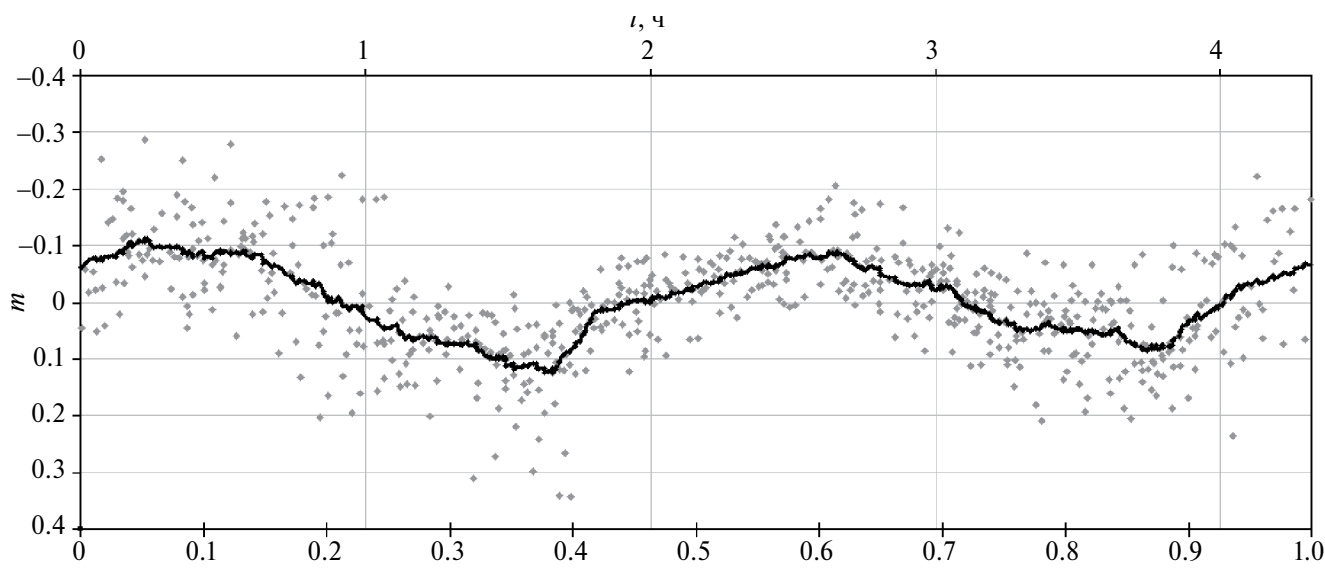


Рис. 4. Кривая блеска астероида 65690 (1991 DG), приведенная к найденному в настоящей работе периоду $P = 4.3193 \pm 0.0028$ ч. Серые точки — наблюдательные значения, черная кривая — скользящее среднее. По нижней оси абсцисс отложена фаза вращения, по верхней — время в часах, по оси ординат — относительный блеск.

соответствующему наивысшему пику периодограммы. Разброс точек объясняется отчасти погрешностью фотометрии, отчасти тем, что при наблюдениях в широком интервале углов фазы значительно меняются форма и амплитуда кривой блеска. Полная амплитуда колебаний средней кривой блеска составила около 0.2^m .

МОДЕЛИРОВАНИЕ
НЕГРАВИТАЦИОННЫХ ЭФФЕКТОВ

Моделирование светового давления солнечной радиации проводилось при следующих начальных данных на эпоху 2459600.5 (2022-01-21):
 $e = 0.363003$ — эксцентриситет (JPL web-page),
 $a = 1.427702$ а. е. — большая полуось (JPL web-page),
 $H_V = 19.07$ — абсолютная звездная величина в видимом диапазоне (JPL web-page),
 $D = 0.527$ км — диаметр (SpaceReference web-page),
 $p_V = 0.15$ — геометрическое альbedo, полученное по формуле (Виноградова и др., 2003)

$$\lg D = 3.122 - 0.5 \lg p_V - 0.2 H_V, \tag{1}$$

$k = 1.07$ — оптический коэффициент, полученный по формуле (Поляхова, Шмыров, 1994)

$$k = 1 + 4 p_V / 9. \tag{2}$$

Плотность астероида и спектральный класс неизвестны, поэтому вычисления выполнялись для трех значений средней плотности основных спектральных классов астероидов (Krasinsky и др., 2002): 1380 кг/м^3 (углеродистые астероиды С-класса), 2710 кг/м^3 (кремниевые астероиды S-класса), 5320 кг/м^3 (металлические астероиды М-класса); а также для их среднего арифметического значения 3137 кг/м^3 . Процесс вычисления описан в работе (Мартюшева и др., 2015). В табл. 6 представлены отклонения астероида вдоль гелиоцентрического радиус-вектора Δr , по долготе Δl , а также полное отклонение Δd вследствие светового давления за 27 лет, что соответствует 2049 г., когда произойдет наиболее тесное сближение с Землей в этом столетии.

Таблица 6. Отклонения астероида 1991 DG вследствие светового давления за 27 лет при различных значениях плотности ρ

$\rho, \text{ кг/м}^3$	$ \Delta r , \text{ км}$	$ \Delta l , \text{ км}$	$ \Delta d , \text{ км}$
1380	1021	3772	3786
2710	520	1921	1928
3137	449	1659	1666
5320	265	978	982

Моделирование эффекта Ярковского проводилось при следующих начальных данных на эпоху 2459600.5 (2022-01-21):

$e = 0.36300282$ — эксцентриситет (JPL web-page),

$p_v = 0.15$ — геометрическое альbedo, полученное по формуле (1)

$n = 0.57776029$ град/сут — среднее суточное движение (JPL web-page),

$M = 354.596498$ град — средняя аномалия (JPL web-page),

$P_{\text{rot}} = 7.1125$ ч — период вращения (JPL web-page),

Следующие величины были приняты средними:

$\rho = 3137$ кг/м³ — плотность,

$\varepsilon = 0.9$ — коэффициент эмиссии,

$C = 500$ Дж/кг/К — теплоемкость,

$K = 10^{-2}$ Вт/м/К — теплопроводность.

Угол наклона оси вращения γ неизвестен, поэтому вычисления выполнялись для следующих значений: 0°, 45°, 90°, 135°, 180°. Термодинамическая модель эффекта Ярковского была взята из работ (Vokrouhlický, 1999; Vokrouhlický и др., 2000). Для вычислений использовалась методика (Панасенко, Чернетенко, 2014). В табл. 7 представлены величины изменения большой полуоси орбиты астероида вследствие эффекта Ярковского в зависимости от угла наклона оси вращения астероида.

В зависимости от направления вращения астероида по отношению к направлению орбитального движения эффект Ярковского может вызывать как ускорение орбитального движения, т.е. уменьшение значения большой полуоси a , так и замедление, т.е. увеличение большой полуоси a .

Таблица 7. Величина эффекта Ярковского Δa за один оборот астероида 1991 DG вокруг Солнца в зависимости от угла наклона оси вращения астероида γ

Эффект Ярковского за один оборот вокруг Солнца	γ , град				
	0	45	90	135	180
$\Delta a \cdot 10^{-12}$, а. е.	0.6948	0.4850	0.0127	−0.4976	−0.6948

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На телескопах ГАО РАН ЗА-320М и МТМ-500М были проведены астрометрические и фотометрические наблюдения потенциально опасного астероида 65690 (1991 DG) во время его сближения с Землей в 2020 г. На основе полученных рядов и наблюдений с сайта MPC была уточнена орбита астероида и определены обстоятельства сближений астероида с Землей и Марсом. На основе модельных расчетов выполнена оценка влияния на его орбиту негравитационных эффектов. Вычисления показали, что максимальные отклонения астероида 1991 DG вследствие светового давления составят от 982 до 3786 км за 27 лет в зависимости от плотности астероида. Величина изменения большой полуоси орбиты астероида 1991 DG вследствие эффекта Ярковского составит от -0.6948×10^{-12} до 0.6948×10^{-12} а. е. за один оборот вокруг Солнца в зависимости от угла наклона оси вращения астероида. По фотометрическим наблюдениям астероида была построена кривая блеска и определен период его осевого вращения.

Данная работа выполнена в рамках плановой НИР ГАО РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Виноградова Т.А., Железнов Н.В., Кузнецов В.Б., Чернетенко Ю.А., Шор В.А. Каталог потенциально опасных астероидов и комет // Тр. ИПА РАН. 2003. Вып. 9. С. 43–46.
2. Девяткин А.В., Канаев И.И., Кулиш А.П., Рафальский В.Б., Шумахер А.В., Куприянов В.В., Бехтева А.С. Автоматизация астрономических наблюдений на ЗА-320. II // Изв. ГАО. 2004. № 217. С. 505–530.
3. Девяткин А.В., Горшанов Д.Л., Куприянов В.В., Верещагина И.А. Программные пакеты “Апекс-I” и “Апекс-II” для обработки астрономических ПЗС-наблюдений // Астрон. вестн. 2010. Т. 44. № 1. С. 74–87. (Devyatkin A.V., Gorshanov D.L., Kouprianov V.V., Vereshchagina I.A. APEX I and APEX II software packages for the reduction of astronomical CCD observations // Sol. Syst. Res. 2010. V. 44. № 1. P. 68–80.)
4. Кулиш А.П., Девяткин А.В., Рафальский В.Б., Ибрагимов Ф.М., Куприянов В.В., Верещагина И.А., Шумахер А.В. Автоматизация комплекса телескопа МТМ-500М // Изв. ГАО. 2009. № 219. Вып. 1. С. 192–218.

5. Львов В.Н., Цекмейстер С.Д. Использование программного пакета ЭПОС для исследования объектов Солнечной системы // Астрон. вестн. 2012. Т. 46. № 2. С. 190–192. (*L'vov V.N., Tsekmeister S.D.* The use of the EPOS software package for research of the Solar system objects // *Sol. Syst. Res.* 2012. V. 46. № 2. P. 177–179.)
 6. Мартюшева А.А., Петров Н.А., Поляхова Е.Н. Численное моделирование воздействия светового давления на движение астероидов, в том числе сближающихся с Землей // Вестн. С.-Пб ун-та. 2015. Сер. 1. Т. 2. Вып. 60 (№ 1). С. 135–147.
 7. Панасенко А.И., Чернетенко Ю.А. Моделирование влияния эффекта Ярковского на движение астероидов // Тр. ИПА РАН. 2014. Т. 31. С. 59–65.
 8. Поляхова Е.Н., Шмыров А.С. Физическая модель сил давления световой радиации на плоскость и сферу // Вестн. С.-Пб ун-та. 1994. Сер. 1. Вып. 2 (№ 8). С. 87–104.
 9. *Krasinsky G.A., Pitjeva E.V., Vasilyev M.V., Yagudina E.I.* Hidden mass in the asteroid belt // *Icarus*. 2002. V. 158. P. 98–105.
 10. *Scargle J.D.* Studies in astronomical time series analysis. II. Statistical aspects of spectral analysis of unevenly spaced data // *Astrophys. J.* 1982. V. 263. P. 835–853.
 11. *Vokrouhlický D.* A complete linear model for the Yarkovsky thermal force on spherical asteroid fragments // *Astron. and Astrophys.* 1999. V. 344. P. 362–366.
 12. *Vokrouhlický D., Milani A., Chesley S.R.* Yarkovsky effect on small near-Earth asteroids: Mathematical formulation and examples // *Icarus*. 2000. V. 148 (1). P. 118–138.
 13. *Warner B.D., Stephens R.D.* Near-Earth asteroid lightcurve analysis at the Center for Solar System Studies: 2019 December – 2020 April // *Minor Planet. Bull.* 2020. V. 47. № 3. P. 200–213.
- Websites**
14. Gaia Archive web-page: <https://gea.esac.esa.int/archive/>
 15. JPL web-page: https://ssd.jpl.nasa.gov/tools/sbdb_lookup.html#/?sstr=1991%20DG
 16. JPL web-page 2: https://ssd.jpl.nasa.gov/planets/eph_export.html
 17. MPC web-page: https://minorplanetcenter.net/db_search/show_object?object_id=65690
 18. MPC web-page 2: <https://minorplanetcenter.net/iau/MPCORB.html>
 19. Pravets web-page: <https://www.asu.cas.cz/~ppravec/newres.txt>
 20. SpaceReference web-page: <https://www.spacereference.org/asteroid/65690-1991-dg>

УДК 52-17::521.182::523.44

СМЕЩЕНИЕ ФОТОЦЕНТРА В ПОЗИЦИОННЫХ НАБЛЮДЕНИЯХ АКТИВНЫХ АСТЕРОИДОВ (6478) ГОЛТ И (248370) 2005 QN173/433P

© 2024 г. С. Р. Павлов ^{a,*}, Ю. А. Чернетенко ^{a,**}

^a ИПА РАН, Санкт-Петербург, Россия
e-mail: *sr.pavlov@iaaras.ru; **cya@iaaras.ru

Поступила в редакцию 29.11.2023 г.

После доработки 22.01.2024 г.

Принята к публикации 29.02.2024 г.

Активные астероиды — это астероиды Главного пояса с физическими проявлениями кометной активности, выражающейся в значительном изменении блеска объекта, наблюдении комы и хвостов. В связи с этим возникает вопрос о том, требуют ли эти тела более сложного подхода при уточнении орбитальных параметров по сравнению с обычными астероидами. В данной работе мы провели серию уточнений параметров орбит активных астероидов (6478) Голт и (248370) 2005 QN173/433P как с учетом негравитационных ускорений (НУ), что принято для комет, так и без них. На интервалах времени, совпадающих с периодами активности рассматриваемых астероидов, мы обнаружили статистически значимые систематические отклонения в остаточных разностях между наблюдаемыми и вычисленными значениями в позиционных наблюдениях данных тел, (О–С). В результате проведенной работы мы выяснили, что учет негравитационного ускорения по модели Марсдена не приводит к улучшению представления наблюдений. В работе также рассмотрено предположение о наличии в наблюдениях смещения фотоцентра (СФ), т.е. несовпадения центра тяжести тела и центра яркости. Полученная величина смещения фотоцентра в сторону от Солнца для астероида (6478) составляет 985 ± 54 км, а для астероида (248370) -1145 ± 119 , что примерно соответствует размерам сфер Хилла соответствующих тел. Учет СФ позволяет для (248370) устранить, а для (6478) существенно уменьшить систематические отклонения в остаточных разностях.

Ключевые слова: активные астероиды, позиционные наблюдения, негравитационное ускорение, смещение фотоцентра, астероид (6478) Голт, астероид (248370) 2005 QN173/433P

DOI: 10.31857/S0320930X24050072, EDN: LTISJV

ВВЕДЕНИЕ

В последние десятилетия были открыты необычные малые тела: астероиды Главного пояса с физическими проявлениями кометной активности, которые получили название активные астероиды (АА) (Jewitt, 2012). Некоторые из АА имеют двойное обозначение и внесены как в каталоги астероидов, так и каталоги комет. Критерий Тиссерана относительно Юпитера (T_J) является хорошим индикатором для различения комет семейства Юпитера от астероидов (Jewitt, 2012): если $T_J > 3.08$, малое тело можно считать

астероидом, если $T_J < 3.08$ — кометой. Хотя для активных астероидов $T_J > 3.08$, они подобно кометам обнаруживают комы, хвосты и другие визуальные доказательства потери массы. Присутствие пылевых хвостов является наиболее частым проявлением активности среди наблюдавшихся АА. У некоторых пылевые хвосты наблюдаются продолжительное время, что подразумевает наличие непрерывных процессов выброса вещества, в то время как другие демонстрируют эпизодические хвосты, указывающие на дискретность характера процесса (Jewitt и др., 2015; 2019). В качестве механизмов потери

массы активными астероидами рассматриваются (Jewitt, 2012) сублимация льдов, вращательная неустойчивость, столкновения с другими телами с сопутствующим ударным выбросом вещества, электростатическое отталкивание, разрушение вследствие неравномерного нагрева.

В зависимости от причин, приводящих к наблюдаемым проявлениям активности, их по-разному следует учитывать при построении орбит этих тел, т.е. получении набора параметров, наилучшим образом представляющих наблюдения. Если кометная активность (кома, хвост) для какого-то тела наблюдается периодически и усиливается вблизи перигелия, то можно предполагать, что она вызывается сублимацией льдов. В этом случае возможно наличие негравитационного ускорения, величина которого может быть оценена из позиционных наблюдений совместно с уточнением параметров орбиты. Для визуально протяженных объектов может оказаться значимой такая редукция наблюдений, как смещение фотоцентра. Если активность вызвана столкновением, то возможно мгновенное изменение скорости тела.

Цель нашей работы состояла в уточнении орбитальных параметров АА, уточнении их моделей движения и редукции наблюдений. В качестве объектов исследования были выбраны АА, имеющие достаточно большое для анализа число наблюдений: астероид (6478) Голт, имеющий 3709 наблюдений, и астероид (248370)/433Р, имеющий 659 наблюдений (сайт Международного центра малых планет https://minorplanetcenter.net/db_search на 01.11.2023 г.).

МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ

При исследовании движения астероидов и определении параметров орбит астероидов, как правило, необходимо учитывать возмущающие влияния планет, карликовых планет и наиболее крупных астероидов. В нашей работе уравнения движения в форме Энке интегрировались методом Эверхарта (Everhart, 1974). Координаты возмущающих планет вычислялись в соответствии с эфемеридой DE440 (Park и др., 2021), учитывались также возмущения от Плутона, Цереры, Паллады и Весты. Массы возмущающих тел приняты также в соответствии с эфемеридой DE440.

Для учета НУ использовался метод Марсдена (Marsden и др., 1973). В его основе лежат модель ледяного кометного ядра и предположение о непрерывном действии негравитационных сил, величина которых зависит от гелиоцентрического расстояния r и симметрична относительно

перигелия. Форма этой зависимости основана на эмпирически полученной формуле скорости испарения водяного льда и имеет вид:

$$g(r) = 0.111262 (r/r_0)^{-2.15} \{1 + (r/r_0)^{5.093}\}^{-4.6142},$$

где $r_0 = 2.808$ а. е. Составляющие негравитационных ускорений (НУ) по радиусу-вектору (в сторону от Солнца), перпендикулярному к нему в плоскости орбиты и перпендикулярно плоскости орбиты, имеют вид, соответственно: $A_1 g(r)$, $A_2 g(r)$, $A_3 g(r)$. Параметры A_1 , A_2 , A_3 , называемые радиальным, трансверсальным и нормальным параметром, определяются из наблюдений совместно с параметрами орбиты и имеют размерность ускорения (а. е./сут²). Функция $g(r)$ выбрана так, что $g(1.0) = 1.0$ и, следовательно, A_1 , A_2 , A_3 являются составляющими НУ на гелиоцентрическом расстоянии 1 а. е.

Смещение фотоцентра представлялось в виде $S = S_0 f(r)$, где r — гелиоцентрическое расстояние. По аналогии с представлением НУ рассматривались три составляющие вектора смещения S_0 : радиальное (R), трансверсальное (T) и нормальное (N), которые также определяются методом наименьших квадратов совместно с уточнением других параметров. Рассмотрены два варианта представления СФ: 1) $f(r) = 1$, т.е. смещение постоянно, и 2) $f(r) = 1/r^2$.

В процессе уточнения параметров орбит рассматривались два варианта назначения весов позиционным наблюдениям. В одном варианте фотографическим наблюдениям присваивался вес, равный 0.1, остальным наблюдениям — равный 1. Доля фотографических наблюдений невелика (22 наблюдения), и они есть только для астероида (6478), т.е. фактически, наблюдения считались равноточными. В другом варианте веса назначались в соответствии с предложениями работы (Vereš и др., 2017), в которой выполнен статистический анализ астрометрических ошибок наблюдений астероидов, выполненных в основных наблюдательных программах, с учетом времени и интервала наблюдений, наблюдаемой яркости объекта.

АСТЕРОИД (6478) ГОЛТ

Астероид Главного пояса (6478) Голт относится к семейству астероида (25) Фокайя. (6478) имеет значение параметра Тиссерана $T_J = 3.46$, что является типичным для астероидов Главного пояса. На интервале времени 30.01.1984 г. — 22.12.2022 г. выполнено 3187 позиционных наблюдений.

В январе 2019 г. у астероида (6478) Голт на ИСЗ Hubble Space Telescope обнаружены два узких хвоста — один длиной 800 тыс. км, другой — почти в четыре раза короче (<https://hubblesite.org/contents/media/images/2019/22/4379-Image.html>). Это обстоятельство вызвало значительный интерес к астероиду. В работах (Jewitt и др., 2019; Chandler и др., 2019; Moreno и др., 2019; Devogèle и др., 2021; Hui и др., 2019) приводится информация о том, что активность в виде хвостов наблюдалась в 2013 и 2016 гг., причем эти события не обнаруживали зависимости от гелиоцентрического расстояния. В работе (Jewitt и др., 2019) скорость выброса пыли оценивается в 0.15 ± 0.05 м/с, а газ практически отсутствует, а по результатам (Hui и др., 2019) хвост состоял из пылевых частиц радиусом от ≥ 20 мкм до 3 мм, выброшенных со скоростью 0.15 ± 0.05 м/с.

Имеются также оценки параметров НУ по модели Марсдена. Согласно (Hui и др., 2019),

$$A_1 = (+0.60 \pm 1.63) \times 10^{-11} \text{ а. е./сут}^2,$$

$$A_2 = (+1.08 \pm 1.35) \times 10^{-13} \text{ а. е./сут}^2,$$

$$A_3 = (+5.39 \pm 2.33) \times 10^{-11} \text{ а. е./сут}^2.$$

Это означает, что, как и у большинства активных астероидов (Hui, Jewitt, 2017), активность по потере массы (6478) недостаточно сильна, чтобы оказывать заметное негравитационное влияние на его орбитальное движение. Не обнаружены значимые негравитационные эффекты в движении (6478) и в работе (Devogèle и др., 2021).

В работе (Jackson и др., 2021) на основании того, что астероид (6478) Голт теряет массу независимо от положения на своей орбите, предполагается, что наблюдаемую активность вызывает вращательная нестабильность. Делается также вывод о том, что астероид может состоять из слабо связанного поверхностного слоя пыли поверх прочного ядра. В работе (Devogèle и др., 2021) найдено, что астероид имеет период вращения $P = 2.4929 \pm 0.0003$ ч. Этот короткий период вращения близок к пределу вращательной устойчивости, при этом плотность ρ должна составлять

не менее 1.85 г/см^3 . В работе (Ли и др., 2021) период вращения оценивается в 2.55 ± 0.10 ч., а плотность — в 1.70 г/см^3 . Близкие к этим оценки получены в работе (Purdum и др., 2021). Диаметр (6478) оценен в работе (Devogèle и др., 2021) как $2.8 (+0.4, -0.2)$ км.

Обобщая результаты этих исследований, можно заключить, что для астероида (6478) наблюдалось несколько периодов активности, причем эти события не зависели от положения на орбите. Скорость выброса пыли оценивается в 0.15 ± 0.05 м/с, а период вращения, ~ 2.5 ч, близок к пределу вращательной устойчивости. На этом основании вероятной причиной активности астероида считается выброс пыли в результате быстрого вращения.

В данной работе мы уточнили параметры орбиты астероида по всем наблюдениям и получили значение среднеквадратической ошибки (СКО) = $0.3963''$. Был выполнен анализ остаточных разностей на наличие в них систематики. В 2013 г. выявить ее не удалось из-за недостаточного числа наблюдений и/или ее отсутствия на этом интервале. Несмотря на существенно большее общее количество наблюдений в 2016 г., активность наблюдалась только в конце интервала наблюдений, что также не позволило обнаружить систематические отклонения в (О—С). Систематика по обеим координатам (прямое восхождение и склонение) уверенно определяется на интервале 2018–2019 гг. с использованием 1301 наблюдения. В табл. 1 приводятся значения коэффициентов формулы линейной аппроксимации ($y = a + bt$, где $t = 0$ соответствует 2019.0) остаточных разностей по прямому восхождению (коэффициенты a , b) и склонению (коэффициенты a_1 , b_1). Во второй строке приводятся те же значения для варианта назначения весов наблюдениям в соответствии с работой (Vereš и др., 2017). Оба набора коэффициентов имеют близкие значения и ошибки, что говорит об отсутствии связи обнаруженной систематики с особенностями наблюдений на отдельных обсерваториях.

Таблица 1. Коэффициенты линейной аппроксимации (О—С) по прямому восхождению и склонению астероида (6478) на интервале 08.12.2018 г. — 26.06.2019 г. без учета СФ в наблюдениях

Веса наблюдений	Прямое восхождение		Склонение	
	a , угл. с	b , угл. с	a_1 , угл. с	b_1 , угл. с
Наблюдения равноточные	-0.263 ± 0.019	1.373 ± 0.092	0.312 ± 0.019	-1.233 ± 0.093
Веса по работе (Vereš и др., 2017)	-0.321 ± 0.019	1.423 ± 0.094	0.380 ± 0.019	-1.347 ± 0.093

На рис. 1а и 1б показаны $(O-C)$ относительно орбиты, полученной без учета СФ на интервале 2018–2019 гг., и их линейная аппроксимация (пунктирная линия).

При оценке параметров НУ по модели Марсдена на интервале времени 1986–2021 гг. оказалось возможным определить только $A_1 = (-0.0016 \pm 0.0005) \times 10^{-8}$ а. е./сут² (абсолютная величина значения превышает утроенную ошибку), при этом СКО = 0.3960", а систематика в $(O-C)$ сохраняется. Этот результат не противоречит результатам (Нui и др., 2019; Devogèle и др., 2021) в том, что НУ для этого астероида практически отсутствует. Для сравнения, кометы типично имеют величины НУ порядка 10^{-8} а. е./сут².

Совместно с уточнением элементов орбиты для двух периодов активности в 2013 г. и 2019 г. были определены составляющие СФ для вариантов $f(r) = 1$ и $f(r) = 1/r^2$. Оказалось, что остаточные

уклонения для этих двух вариантов практически совпадают, поэтому результаты в табл. 2 приводятся только для $f(r) = 1$. В первом столбце табл. 2 приводится номер решения, во втором – значение СКО, далее составляющие СФ (R , T , N) для наблюдений в 2013 г. и в 2018–2019 гг., n_{obs} означает число наблюдений. Решение 1 получено для наблюдений 2018–2019 гг., решение 2 – для наблюдений 2013 г. и 2018–2019 гг. раздельно, решение 3 получено при совместном использовании в улучшении обеих групп наблюдений.

Из табл. 2 следует, что значения R , T , N для двух интервалов наблюдений согласуются в пределах ошибок этих параметров. Значения СКО уменьшились, по сравнению со значением СКО = 0.3963", полученным без учета СФ. Центр яркости смещен в сторону от Солнца ($R > 0$).

Коэффициенты линейной аппроксимации остаточных уклонений, приведенные в табл. 3,

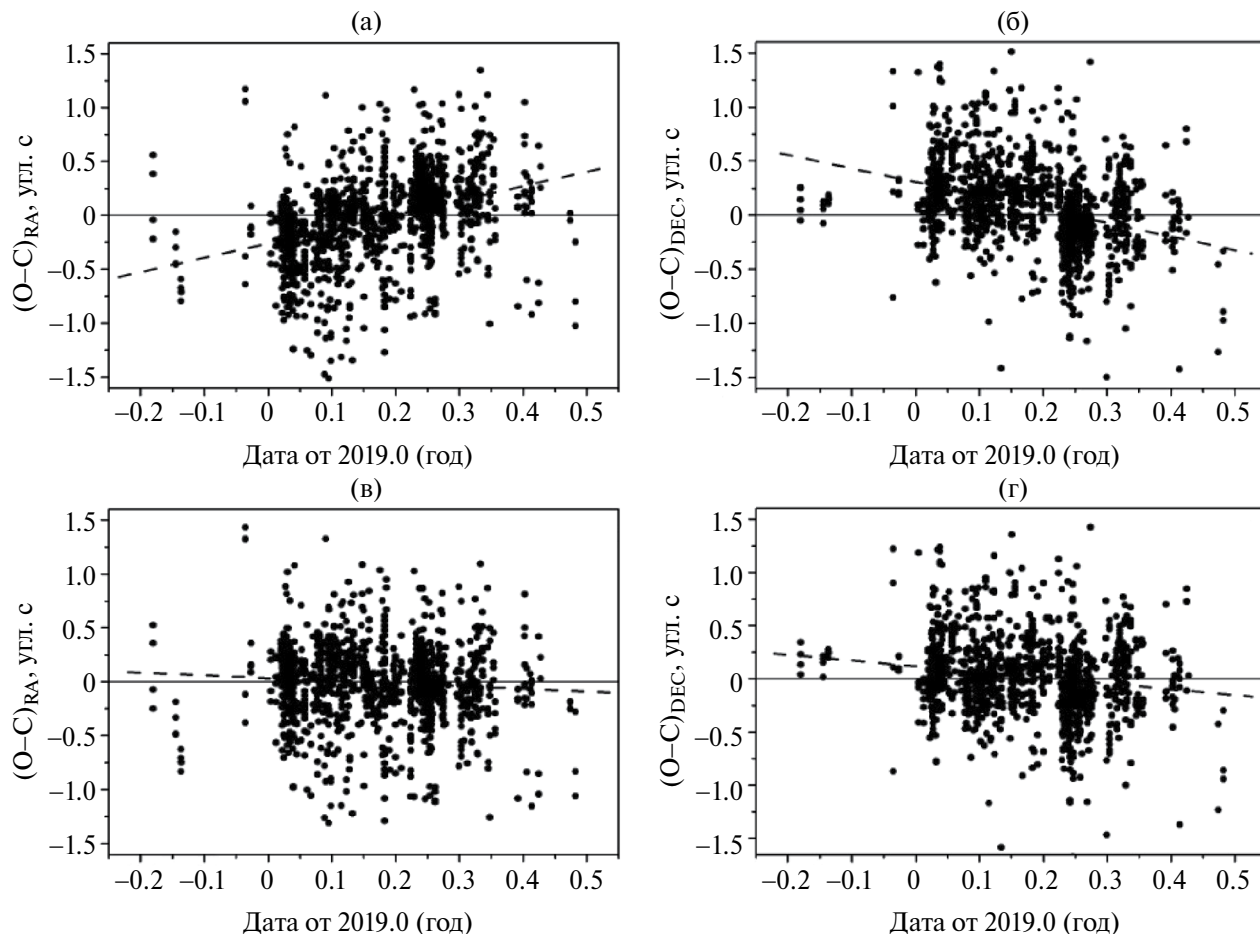


Рис. 1. Уклонения наблюдений астероида (6478) в 2018–2019 гг. от орбиты, полученной без учета СФ: (а) – по прямому восхождению, $(O-C)_{\text{RA}}$; (б) – по склонению, $(O-C)_{\text{DEC}}$. От орбиты, полученной с учетом СФ по радиальному направлению: (в) – по прямому восхождению; (г) – по склонению. Пунктирные линии показывают линейную аппроксимацию уклонений.

Таблица 2. Составляющие смещения фотоцентра (радиальная — R , трансверсальная — T и нормальная — N) астероида (6478) по наблюдениям в 2013 г. и в 2018–2019 гг.

№	СКО, угл. с	Интервал наблюдений: 01.06.2013 г. — 01.12.2013 г. $n_{\text{obs}} = 70$			Интервал наблюдений: 08.12.2018 г. — 26.06.2019 г. $n_{\text{obs}} = 1301$		
		R , км	T , км	N , км	R , км	T , км	N , км
1	0.3756	—	—	—	987 ± 45	-219 ± 31	200 ± 18
2	0.3423	321 ± 191	-124 ± 42	144 ± 41	957 ± 42	-155 ± 29	175 ± 17
Интервал наблюдений: 01.06.2013 г. — 01.12.2013 г., 08.12.2018 г. — 26.06.2019 г. $n_{\text{obs}} = 1371$							
	СКО, угл. с	R , км	T , км	N , км			
3	0.3433	914 ± 39	-144 ± 21	172 ± 14			

показывают, что представление наблюдений улучшилось, хотя по склонению убрать полностью линейный тренд не удалось, что может указывать на более сложное поведение СФ, чем принято в работе. Сравнение элементов орбит, полученных с учетом СФ и без него, показало, что для наклона и долготы восходящего узла изменения являются статистически значимыми.

Таблица 3. Коэффициенты линейной аппроксимации (О—С) астероида (6478) по прямому восхождению и склонению на интервале 08.12.2018 г. — 26.06.2019 г. после учета СФ

Прямое восхождение		Склонение	
a , угл. с	b , угл. с	a_1 , угл. с	b_1 , угл. с
0.028 ± 0.019	-0.269 ± 0.091	0.120 ± 0.019	-0.616 ± 0.091

АСТЕРОИД (248370) 2005 QN137/433P

Астероид (248370), имеющий также кометное обозначение 433P, является астероидом Главного пояса и наблюдается с 2000 г. Его диаметр составляет 3.599 ± 0.214 км, а $T_J = 3.193$ (https://ssd.jpl.nasa.gov/tools/sbdb_lookup.html#/?sstr=248370 на 01.11.2023 г.)

С 07.07.2021 г. наблюдалась активность астероида (Hsieh и др., 2021; Lister и др., 2022) в виде комы и длинного пылевого хвоста. В работе (Chandler и др., 2021) показано, что астероид был также активен вблизи предыдущего прохождения через перигелий 22.07.2016 г. Активность в области перигелия характерна для комет, поэтому в работе (Chandler и др., 2021) в качестве причины активности (248370) был предложен механизм сублимации льдов. Пылевые частицы, выбрасываемые

из астероида, имеют очень небольшую скорость (Novakovic и др., 2022), примерно 1 м/с для частиц микронного размера и ~ 5 см/с для частиц миллиметрового размера. В работе (Lister и др., 2022) приводится информация о двух возможных значениях периодов обращения астероида вокруг оси: 2.7 ± 0.1 ч и 4.1 ± 0.1 ч, а в работе (Luu и др., 2021) высказывается предположение о том, что быстрое вращение может быть одной из причин потери астероидом массы.

На всем интервале наблюдений, 2000 — 2022 гг., имеется 659 наблюдений, причем в 2016 г. — 78 наблюдений, в 2021 г. — 326 наблюдений. В табл. 4 приводятся результаты вычислений параметров орбиты. В первом столбце приводится номер решения, во втором — значение СКО, в третьем — полученное на всем интервале наблюдений значение составляющей НУ A_1 . В четвертом столбце приводится значение радиальной составляющей СФ, R . Пятый — восьмой столбцы представляют значения коэффициентов формул аппроксимации для прямого восхождения и склонения.

Решение 1 получено при назначении равного веса наблюдениям, решение 2 при назначении наблюдениям весов в соответствии с работой (Vereš и др., 2017). Коэффициенты линейной аппроксимации решения 2 мало отличаются от решения 1. Анализ остаточных разностей в 2021 г. показал наличие систематических уклонений, что показано на рис. 2а, 2б. В наблюдениях 2016 г. систематика не обнаружена, возможно, из-за меньшего числа наблюдений. Решение 3 содержит определение параметра A_1 НУ по наблюдениям на всем интервале (параметры A_2 и A_3 статистически значимо не определяются). Решение 4 содержит результат определения по наблюдениям 2021 г. параметра R , радиальной составляющей СФ (параметры T и N не определяются). Это решение обеспечивает

отсутствие систематических уклонений в остаточных разностях наблюдений 2021 г., как показано на рис. 2в, 2г. Как и для астероида (6478), учет зависимости параметров СФ от гелиоцентрического расстояния r практически не влияет

на результаты решения. Возможно, это связано с тем, что r на интервале активности изменяется в небольших пределах: 2.390 а. е. – 2.591 а. е. Значимых различий между элементами орбиты, полученной с учетом СФ и без него, не обнаружено.

Таблица 4. Результаты вычислений параметров НУ и СФ астероида (248370) и коэффициенты формулы аппроксимации (О–С) по прямому восхождению и склонению

№	СКО, угл. с	A_1 , 10^{-8} а. е./сут ²	R , км	Прямое восхождение		Склонение	
				a , угл. с	b , угл. с	$a1$, угл. с	$b1$, угл. с
1	0.4024	—	—	-1.20 ± 0.17	1.77 ± 0.25	-0.81 ± 0.13	1.13 ± 0.19
2	0.5679	—	—	-1.34 ± 0.17	1.64 ± 0.25	-0.78 ± 0.12	1.02 ± 0.17
3	0.4009	-0.0386 ± 0.0093	—	-1.13 ± 0.17	1.69 ± 0.25	-0.78 ± 0.13	1.10 ± 0.19
4	0.3876	—	1145 ± 119	0.01 ± 0.17	-0.03 ± 0.26	-0.29 ± 0.13	0.36 ± 0.19

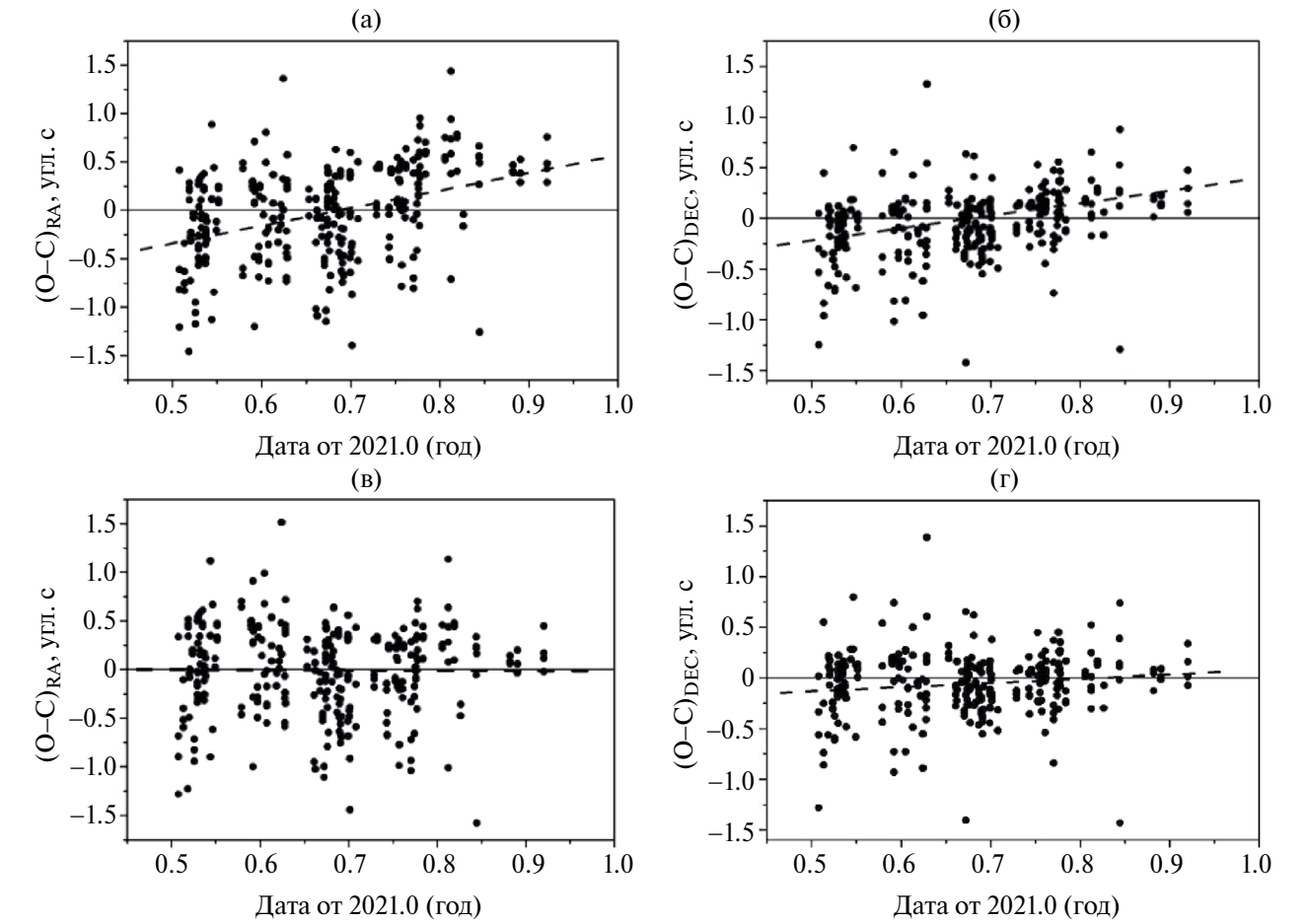


Рис. 2. Уклонения наблюдений астероида (248370) на интервале времени 2021.5 г. – 2022.0 г. от орбиты, полученной без учета СФ: (а) – по прямому восхождению; (б) – по склонению. От орбиты, полученной с учетом СФ по радиальному направлению: (в) – по прямому восхождению; (г) – по склонению. Пунктирные линии показывают линейную аппроксимацию.

ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Для активных астероидов Главного пояса (6478) и (248370) выявлено наличие статистически значимых систематических отклонений от орбиты, (О–С), на интервалах наблюдений, сопровождающихся активностью в виде пылевых хвостов. Может показаться, что эти отклонения являются результатом систематических ошибок наблюдений отдельных обсерваторий, однако необходимо отметить, что 1371 наблюдение астероида (6478) в период активности было получено на 82 обсерваториях, а 326 наблюдений астероида (248370) получено на 33 обсерваториях. Кроме того, в результате использования двух способов назначения весов при уточнении параметров орбиты остаточные разности оказались близки. Поэтому связь систематики в остаточных отклонениях с ошибками отдельных обсерваторий следует исключить.

Для уточнения параметров орбиты были выполнены оценки составляющих НУ по модели Марсдена. Для обоих астероидов статистически значимо определяется только параметр A_1 , для (6478) $A_1 = (-0.0016 \pm 0.0005) \times 10^{-8}$ а. е./сут², для (248370) $A_1 = (-0.0386 \pm 0.0093) \times 10^{-8}$ а. е./сут². Эти значения близки к результатам работ (Hui и др., 2019; Devogèle и др., 2021). Отметим, что по абсолютной величине эти значения A_1 на один–два порядка меньше соответствующих значений, характерных для комет, и практически не изменяют остаточные отклонения наблюдений этих астероидов. Кроме того, отрицательные значения A_1 указывают на то, что реактивное ускорение направлено к Солнцу, т.е. максимальная сублимация происходит на противоположной от Солнца стороне астероида, что противоречит модели Марсдена. На наш взгляд это является важным аргументом против предположений, объясняющих активность данных астероидов сублимацией льдов.

Учет СФ, ранее не использовавшийся при редукации наблюдений астероидов, позволяет для (248370) устранить и для (6478) существенно уменьшить систематические отклонения в остаточных разностях. Были рассмотрены два варианта представления величины СФ: 1) его значение принято постоянным; 2) принята зависимость от гелиоцентрического расстояния как $1/r^2$. Оказалось, что для рассмотренных астероидов оба эти варианта практически равнозначны при оценке остаточных отклонений, что, вероятно, связано с незначительным изменением

гелиоцентрического расстояния на исследуемых интервалах: для (6478) – от 2.525 а. е. до 2.107 а. е., для (248370) – от 2.390 а. е. до 2.591 а. е.

Явление СФ учитывается, как правило, при редукации позиционных наблюдений комет, если в остаточных разностях обнаруживаются систематические отклонения. Впервые оно было учтено Buttner (1918) в наблюдениях кометы 1853 III = C/1853 L1 (Klinkerfues). Теоретическое обоснование этого явления дал Мохнач (1956), показавший, что центр изофот для комет смещен относительно центра тяжести в направлении к Солнцу. В работе (Medvedev, 1993) было показано, что в коме кометы вследствие сублимации кометного вещества может возникать эффект смещения центра яркости относительно ядра, т.е. реализовываться условия образования областей с повышенной плотностью пыли, где равнодействующая всех основных действующих на пылинку сил обращается в нуль. Показано также, что для комет центр яркости смещен в сторону Солнца. В Лаборатории реактивного движения NASA в настоящее время СФ включается в число определяемых параметров при уточнении орбит некоторых комет, например, для кометы 1P/Галлея его величина составляет 576 ± 27 км (https://ssd.jpl.nasa.gov/tools/sbdb_lookup.html#/?sstr=1p, на 01.11.2023).

Наши результаты показывают, что этот эффект может присутствовать и в наблюдениях некоторых АА. Для рассмотренных нами АА (6478) и (248370) СФ, в отличие от комет, направлено в сторону от Солнца. Данный факт может указывать на то, что проявление активности этих астероидов вызвано скорее сбросом поверхностного слоя пыли в результате быстрого вращения (Jewitt и др., 2019; Jackson и др., 2021; Devogèle и др., 2021; Liu и др., 2021), чем сублимационной активностью, и объясняется тем, что выбрасываемая пыль под влиянием солнечного излучения движется в сторону, противоположную Солнцу.

Рассмотренные астероиды имеют схожие значения элементов орбит (эксцентриситеты около 0.2, перигелийные расстояния порядка 2 а. е.). В табл. 5 приводятся некоторые физические характеристики астероидов (6478) и (248370): значения диаметров, масс (при принятом значении плотности 2 г/см^3), периоды обращения, скорости пылевых частиц, значения радиусов сфер Хилла. Большинство этих параметров уже приводилось в статье со ссылками на соответствующие публикации. В последнем столбце приводятся значения модуля вектора смещения фотоцентра S_0 ($S_0^2 = R^2 + T^2 + N^2$).

Оцененное нами расстояние центра яркости от центра тяжести этих астероидов примерно соответствует размерам их сфер Хилла. Как следует из данных табл. 5, эти астероиды имеют

близкие размеры и периоды обращения, относительно небольшие скорости пылевых частиц, и, предположительно, одинаковую природу кометной активности.

Таблица 5. Некоторые физические параметры астероидов (6478) и (248370)

Астероид	Диаметр, км	Масса, кг	Период обращения, ч.	Скорость пылевых частиц, м/с	Радиус сферы Хилла, км	S_0 , км
(6478)	2.8(+0.4, -0.2) Принято 3.2	6.9×10^{13}	2.4929 ± 0.0003 2.55 ± 0.10	0.15 ± 0.05	790	985 ± 54
(248370)	3.6	9.8×10^{13}	2.7 ± 0.1 4.1 ± 0.1	1 ~0.05	1182	1145 ± 119

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для активных астероидов (6478) Голт и (248370) 2005 QN173/433P в остаточных разностях, (O–C), нами обнаружены систематические отклонения, совпадающие с периодами активности этих астероидов, проявляющейся в виде хвостов. Это означает, что в соответствующих позиционных наблюдениях может присутствовать такой эффект, как смещение фотоцентра, отклонение центра яркости от центра тяжести, который до настоящего времени был обнаружен только в наблюдениях некоторых комет.

Включение составляющих СФ по радиальному, трансверсальному и нормальному направлениям (R , T , N) в число определяемых параметров позволяет существенно уменьшить систематические отклонения для (6478) и полностью убрать их для (248370). Определенные нами значения компонент СФ составили для (6478): $R = 914 \pm \pm 39$ км, $T = -144 \pm 21$ км, $N = 172 \pm 14$ км, и для (248370): $R = 1145 \pm 119$ км. При этом центры яркости обоих АА смещены в сторону от Солнца, что свидетельствует в пользу предположения, объясняющего активность астероидов сбросом поверхностного вещества вследствие вращательной неустойчивости, а не сублимацией льдов, характерной для комет. Определяемые радиальные компоненты НУ малы и направлены в сторону Солнца, отражая ту же особенность в распределении наблюдений, что и СФ, однако их учет не дает заметного уменьшения систематических отклонений в наблюдениях данных астероидов.

Мы не утверждаем, что позиционные наблюдения всех активных астероидов нуждаются в редукции за СФ, но для некоторых из них такая поправка может потребоваться для наилучшего

представления наблюдений. Сравнение элементов орбит рассматриваемых астероидов, полученных без учета и с учетом СФ, показывает, что для (6478) значимыми оказались изменения значений наклона и долготы восходящего узла; для (248370) изменения всех элементов оказались незначимы.

Авторы благодарят анонимного рецензента за высказанные замечания и пожелания, учет которых значительно улучшил работу.

Данная работа финансировалась за счет средств бюджета Института прикладной астрономии РАН. Никаких дополнительных грантов на проведение или руководство данным конкретным исследованием получено не было.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мохнач Д.О. Распределение видимой плотности в голове кометы и его влияние на определение элементов орбиты // Бюлл. ИТА. 1956. Т. 6. № 5. С. 269–311.

2. Buttner H. Die Bahn des Kometen 1853 III // Astron. Nachr. 1918. V. 207. P. 179–182.

3. Devogèle M., Ferrais M., Jehin E., Moskovitz N., Skiff B., Levine S., Gustafsson A., Farnocchia D., Micheli M., Snodgrass C., and 15 co-authors. (6478) Gault: Physical characterization of an active main-belt asteroid // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. 2021. V. 505. P. 245–258.

4. Chandler C., Kueny J., Gustafsson A., Trujillo C., Robinson T., Trilling D. Six years of sustained activity from active asteroid (6478) Gault // Astrophys. J. Lett. 2019. V. 877. id. L12.

5. Chandler C.O., Trujillo C.A., Hsieh H. Recurrent activity from active asteroid (248370) 2005 QN₁₇₃:

- A main-belt comet* // *Astrophys. J. Lett.* 2021. V. 922. id. L8.
6. Hsieh H., Chandler C.O., Denneau L., Fitzsimmons A., Erasmus N., Kelley M.S.P., Knight M.M., Lister T.A., Pittichová J., Sheppard S.S., and 10 co-authors. Physical characterization of Main-belt comet (248370) // *Astrophys. J. Lett.* 2021. V. 922. id. L9 (10 p.).
 7. Hui Man-To, Jewitt D. Non-gravitational acceleration of the active asteroids // *Astron. J.* 2017. V. 153. id. 80 (9 p.).
 8. Hui Man-To, Kim Y., Gao X. New active asteroid (6478) Gault // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. Lett.* 2019. V. 488. № 1. P. L143–L148.
 9. Jackson P.M., Nakano R., Kim Y., Hirabayashi M. Active Main-belt asteroid (6478) Gault – Constraint on its cohesive strength and the fate of ejected particles in the Solar System // <https://arxiv.org/pdf/2112.11582.pdf>. 2021. 14 pp.
 10. Jewitt D. The Active Asteroids // *Astron. J.* 2012. V. 143. № 3. id. 66. (14 p.).
 11. Jewitt D., Hsieh H., Agarwal J. The Active Asteroids // *Asteroids IV* / Eds: Michel P., DeMeo F., Bottke W. Univ. Arizona, 2015. P. 221–241.
 12. Jewitt D., Kim Y., Luu J., Rajagopal J. Episodically active asteroid 6478 Gault // *Astrophys. J. Lett.* 2019. V. 876. № 2. id. L19.
 13. Everhart E.A. Implicit single sequence methods for integrating orbits // *Celest. Mech.* 1974. V. 10. P. 35–55.
 14. Lister T., Kelley M.S.P., Holt C.E., Hsieh H.H., Bannister M.T., Verma A.A., Dobson M.M., Knight M.M., Moulane Y., Schwamb M.E., and 25 co-authors. The LCO outbursting objects key project: Overview and year 1 status // *Planet. Sci. J.* 2022. V. 3. № 7. P. 173.
 15. Luu J., Jewitt D., Mutchler M., Weaver H.A. Rotational mass shedding from asteroid (6478) Gault // *Astrophys. J. Lett.* 2021. V. 910. id. L27.
 16. Marsden B.G., Sekanina Z., Yeomans D.K. Comets and nongravitational forces. V // *Astron. J.* 1973. V. 78. P. 211.
 17. Medvedev Yu.D. Dust cloud in the comet head and its possible connection to the photocentre shift phenomenon // *Proc. Second Int. Workshop on Positional Astronomy and Celestial Mechanics held at Valencia. Spain, 1993.* P. 106–117.
 18. Moreno F., Jehin E., Licandro J., Ferrais M., Moulane Y., Pozuelos F.J., Manfroid J., Devogèle M., Benkhaldoun Z., Moskovitz N., and 4 co-authors. Dust properties of double-tailed active asteroid (6478) Gault // *Astron. and Astrophys.* 2019. V. 624. id. L14.
 19. Novakovic B., Pavela D., Hsieh H.H., Marceta D. Photometric and dynamic characterisation of active asteroid (248370) 2005QN173 // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2022. V. 516. P. 757–765.
 20. Park R.S., Folkner W.M., Williams J.G., Boggs D.H. The JPL planetary and lunar ephemerides DE440 and DE441 // *Astron. J.* 2021. V. 161. P. 105–119.
 21. Purdum J.N., Lin Z.-Yi, Bolin B.T., Sharma K., Choi P.I., Bhalerao V., Hanuš J., Kumar H., Quimby R., van Roestel J.C., and 42 co-authors. Time-series and phase-curve photometry of the episodically active asteroid (6478) Gault in a quiescent state using APO, GROWTH, P200, and ZTF // *Astrophys. J. Lett.* 2021. V. 911. № 2. id. L35 (16 p.).
 22. Vereš P., Farnocchia D., Chesley S.R., Chamberlin A.B. Statistical analysis of astrometric errors for the most productive asteroid surveys // *Icarus.* 2017. V. 296. P. 139–149.

УДК 521.172

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИЧЕСКОЙ ЭВОЛЮЦИИ КОМПАКТНОЙ ПЛАНЕТНОЙ СИСТЕМЫ KEPLER-51

© 2024 г. Э. Д. Кузнецов^{а,*}, А. С. Перминов^{а,**}

^аУральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия
e-mail: *eduard.kuznetsov@urfu.ru; **perminov12@yandex.ru

Поступила в редакцию 30.11.2023 г.

После доработки 09.01.2024 г.

Принята к публикации 09.02.2024 г.

В работе исследуется динамическая эволюция компактной трехпланетной системы Kepler-51. Анализируются возможные резонансные состояния системы и проводится поиск потенциальных цепочек резонансов средних движений. С помощью программного комплекса Posidonius исследуется динамическая эволюция системы на интервале времени 100 млн лет с учетом приливного взаимодействия. Также для различных начальных значений эксцентриситетов, наклонов, аргументов перицентров и долгот восходящих узлов орбит проводится моделирование динамической эволюции планетной системы в рамках численно-аналитической теории движения. Показано, что компактная планетная система Kepler-51 не является резонансной. При начальных условиях, соответствующих массам и элементам орбит планет, определенным из наблюдений с учетом их погрешностей, эволюция системы является устойчивой и регулярной на исследуемом интервале 100 млн лет.

Ключевые слова: динамическая эволюция, компактные планетные системы, резонансы средних движений, цепочки резонансов, численно-аналитическая теория движения, Kepler-51, Posidonius

DOI: 10.31857/S0320930X24050089, EDN: LTHVPC

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время известно несколько десятков планетных систем, состоящих из двух и более планет с массами порядка массы Земли (см., например, онлайн-каталог <http://exoplanet.eu/catalog/>). Среди этих систем выделяются компактные системы с плотно упакованными внутренними планетами STIPs (Systems with Tightly packed Inner Planets) типа суперземель (см., например, Charalambous и др., 2023). В ходе миграции соседние планеты могут проходить через резонансы средних движений, а при попадании в резонансы средних движений трех и более планет, могут формироваться цепочки резонансов. Цепочки резонансов играют важную роль в обеспечении устойчивой эволюции компактных планетных систем, препятствуя тесным сближениям планет, движущихся на соседних орбитах. В настоящее время существование цепочек

резонансов подтверждено для шести компактных систем: GJ-876 (Rivera и др., 2010), Kepler-223 (Mills и др., 2016), Kepler-80 (Lissauer и др., 2014; Rowe и др., 2014), K2-138 (Christiansen и др., 2018), TOI-178 (Leleu и др., 2019) и TRAPPIST-1 (Gillon и др., 2016; 2017). Самая длинная цепочка резонансов, известная в настоящее время, реализуется в системе TRAPPIST-1: $8/5 - 5/3 - 3/2 - 3/2 - 4/3 - 3/2$ (Murphy, Armitage, 2022). В системе K2-138 пять планет формируют цепочку резонансов, состоящую из одинаковых резонансов $3/2$ (MacDonald и др., 2022). С другой стороны, моделирование показывает, что в широких системах с массивными планетами цепочки резонансов высоких порядков могут приводить к разрушению планетных систем (Murphy, Armitage, 2022).

Одним из кандидатов в компактные планетные системы, в которых реализуются резонансы и, возможно, цепочки резонансов, является система Kepler-51. В работе (Antoniadou, Voyatzis,

2022) показаны три возможных сценария устойчивой эволюции планетной системы Kepler-51, каждый из которых соответствует возможному наличию в системе определенных резонансов. Во-первых, это двухтельные резонансы средних движений $2/1$ и $3/2$, в которых значение эксцентриситета орбиты внутренней планеты $e_b < 0.02$, что позволяет этим резонансам сохраняться на длительных интервалах времени. Во-вторых, это трехтельный резонанс типа Лапласа $1/2/3$, необходимым условием существования которого является ограничение на значения эксцентриситетов орбит двух внешних планет: $e_c < 0.016$ и $e_d < 0.006$. В-третьих, существует комбинация, включающая вторичный резонанс $1/1$ внутри резонанса средних движений $2/1$ для внутренней пары планет и колебание угла между линиями аписид внешней пары планет, в которой наблюдаемые значения эксцентриситетов e_b и e_c сохраняются до тех пор, пока эксцентриситет $e_d \approx 0$.

В настоящей работе рассматривается компактная планетная система Kepler-51, проводится поиск резонансов средних движений и цепочек резонансов в пределах погрешностей определения орбитальных периодов планет по наблюдениям. Поскольку для компактных планетных систем важным фактором, влияющим на орбитальную эволюцию, является приливное взаимодействие, при анализе возможности наличия цепочек резонансов динамическая эволюция моделируется с учетом приливов.

РЕЗОНАНСНЫЕ АРГУМЕНТЫ

При анализе резонансных свойств планетных систем необходимо изучить поведение резонансных аргументов. Для двух планет i и $i+1$, находящихся в резонансе средних движений $k_i/(k_i-l_i)$, резонансный аргумент может быть задан следующим образом (Huang, Ormel, 2022):

$$\Phi_{i,i+1,i+s} = (k_i - l_i)\lambda_i - k_i\lambda_{i+1} + l_i\varpi_{i+s} \quad (1)$$

где l_i — порядок резонанса, λ_i, λ_{i+1} — средние долготы планет i и $i+1$ соответственно ϖ_{i+s} , долгота перицентра орбиты планеты i ($s=0$) или $i+1$ ($s=1$). Для следующей пары планет $i+1$ и $i+2$, которые находятся в резонансе $k_{i+1}/(k_{i+1}-l_{i+1})$, резонансный аргумент определяется следующим образом:

$$\begin{aligned} \Phi_{i+1,i+2,i+1+s} &= (k_{i+1} - l_{i+1})\lambda_{i+1} - \\ &- k_{i+1}\lambda_{i+2} + l_{i+1}\varpi_{i+1+s} \end{aligned} \quad (2)$$

Вместо двух резонансов между двумя соседними парами планет можно рассмотреть трехтельные резонансы. В этом случае трехтельный резонанс является цепочкой двух двухтельных резонансов $k_i/(k_i-l_i)$ и $k_{i+1}/(k_{i+1}-l_{i+1})$ с резонансным аргументом, который не зависит от долготы перицентра (Huang, Ormel, 2022),

$$\Phi_{i,i+1,i+2}^{p,p+q,q} = p\lambda_i - (p+q)\lambda_{i+1} + q\lambda_{i+2}, \quad (3)$$

где $p = l_{i+1}(k_i-l_i)$, $q = l_i k_{i+1}$. Для трехтельных резонансов мы будем использовать следующее обозначение: $(p, -(p+q), q)$.

ПОИСК ВОЗМОЖНЫХ ЦЕПОЧЕК РЕЗОНАНСОВ

Поиск цепочек резонансов выполнялся для значений больших полуосей орбит планет, которые варьируются в пределах стандартного отклонения $a_i = a_{0i} + \sigma_{ai}$. Здесь a_{0i} — номинальное значение большой полуоси орбиты, σ_{ai} — стандартное отклонение определения большой полуоси. Для определения резонансных комбинаций больших полуосей орбит отношение средних движений n_i и n_{i+1} представлено как отрезок последовательности подходящих дробей

$$\frac{n_i}{n_{i+1}} = \left\{ \frac{b_1}{d_1}, \frac{b_2}{d_2}, \dots, \frac{b_j}{d_j} \right\} \quad b_j < b_{\max}, \quad (4)$$

где $b_{\max}$ — максимальное значение числителя. Получена рациональная аппроксимация действительного отношения средних движений

$$\frac{n_i}{n_{i+1}} = \frac{k_i}{k_i - l_i} = \frac{b_j}{d_j}. \quad (5)$$

После того, как для всех пар соседних планет получены наборы соотношений вида (5), формируются возможные цепочки резонансов (если резонансные значения больших полуосей внешней и внутренней орбит в соседних парах совпадают). Окончательный выбор возможных цепочек резонансов основан на оценке частоты резонансного аргумента

$$v_{i,i+1,i+2}^{p,p+q,q} = |pn_i - (p+q)n_{i+1} + qn_{i+2}| < \varepsilon, \quad (6)$$

где в качестве критерия выбраны значения $\varepsilon \sim 10^{-4} - 10^{-5}$ сут $^{-1}$. Используемое значение ε соответствует характерной точности определения периодов планет из наблюдений транзитов.

Алгоритм показал высокую эффективность в поиске цепочек резонансов в компактной планетной системе K2-72 (Kuznetsov, Perminov, 2022).

РЕЗОНАНСНЫЕ СВОЙСТВА
КОМПАКТНОЙ ПЛАНЕТНОЙ СИСТЕМЫ
KEPLER-51

В работе (Jontof-Hutter и др., 2022) по данным космического телескопа TESS были получены уточненные параметры планетной системы Kepler-51, приведенные в табл. 1. Масса звезды M_S и ее радиус R_S даны в массах Солнца $M_\odot$ радиусах Солнца $R_\odot$. Массы планет m_{pl} и их радиусы R_{pl} выражены в массах Земли $M_\oplus$ ее радиусах $R_\oplus$. P – периоды обращения планет, e – эксцентриситеты, g – аргументы перицентров. Моменты времени T_{conj} соответствуют соединению планеты со звездой. Значения эксцентриситетов e и аргументов перицентров g , приведенные в табл. 1, были вычислены на основе значений $e \cos g$ и $e \sin g$.

На основе номинальных периодов были получены оценки резонансных отступов

$$\Delta_{ij} = \frac{P_j}{P_i} - \frac{k_i}{k_i - l_i}.$$

текущих отношений периодов планет P_i и P_j относительно точных резонансных соотношений $k_i/(k_i - l_i)$. В табл. 2 указаны резонансные отступы для пар планет b–c, c–d и соответствующие цепочкам резонансов средних движений потенциальные трехтельные резонансы. Движение пар планет происходит вне областей резонансов средних движений низких порядков.

Следуя (Charalambous и др., 2023), мы приняли, что для резонансов низких порядков резонансным состояниям соответствуют значения резонансного отступа $\Delta < 0.01$. С ростом порядка резонанса предельное значение резонансного отступа Δ , соответствующего резонансному состоянию, должно уменьшаться. Из табл. 2 следует, что номинальное отношение периодов планет внутренней пары b–c может соответствовать резонансам пятого и более высоких порядков. Несмотря на то, что внешняя пара c–d находится вблизи резонанса 3/2, отношение периодов соответствует резонансу средних движений не ниже восьмого порядка.

На рис. 1 показано расположение областей резонансов низких порядков (до четвертого порядка включительно) с учетом ошибок определения масс планет и эксцентриситетов их орбит. Для построения рис. 1 использовался скрипт analytical-resonance-widths (<https://github.com/katvolk/analytical-resonance-widths>) (Volk, Malhotra, 2020). На рис. 1 по оси абсцисс отложены значения эксцентриситетов, по оси ординат – значения периодов. Центры полуокружностей соответствуют значениям периодов, а радиусы полуокружностей пропорциональны номинальным значениям масс планет. Сплошные линии указывают максимально возможное значение эксцентриситета, при котором возможно пересечение соседних орбит. Значения периодов, соответствующие резонансам средних

Таблица 1. Параметры компактной трехпланетной системы Kepler-51

Параметр	Kepler-51	Kepler-51 b	Kepler-51 c	Kepler-51 d
$M_S, M_\odot$	$0.894^{+0.036}_{-0.048}$			
$m_{pl}, M_\oplus$		$2.48^{+1.23}_{-1.04}$	$3.14^{+0.50}_{-0.48}$	$5.22^{+1.17}_{-1.07}$
$R_S, R_\odot$	$0.841^{+0.023}_{-0.021}$			
$R_{pl}, R_\oplus$		$6.62^{+0.19}_{-0.17}$	$8.98^{+2.84}_{-2.84}$	$9.04^{+0.25}_{-0.23}$
T , сут		$45.15393^{+0.00036}_{-0.00038}$	$85.31553^{+0.00138}_{-0.00109}$	$130.1827^{+0.0009}_{-0.0009}$
$e \cos g$		$-0.019^{+0.009}_{-0.010}$	$0.024^{+0.014}_{-0.014}$	$0.014^{+0.011}_{-0.011}$
$e \sin g$		$-0.059^{+0.019}_{-0.022}$	$-0.048^{+0.027}_{-0.029}$	$-0.037^{+0.022}_{-0.024}$
T_{conj} , BJD–2457000		$-1285.4040^{+0.0006}_{-0.0006}$	$-1274.4886^{+0.0030}_{-0.0030}$	$-1304.0693^{+0.0009}_{-0.0009}$
e		$0.062^{+0.024}_{-0.021}$	$0.054^{+0.020}_{-0.018}$	$0.040^{+0.019}_{-0.017}$
g , град		$252.1^{+2.5}_{-2.6}$	$296.6^{+26.3}_{-27.2}$	$290.7^{+26.2}_{-27.2}$

Таблица 2. Резонансные отступы для пар планет и потенциальные трехтельные резонансы

b–c		c–d		b–c–d
Резонанс средних движений	Δ	Резонанс средних движений	Δ	Трехтельный резонанс
2 / 1	0.111	3 / 2	0.0259	(1,–4,3)
9 / 5	0.0894	3 / 2	0.0259	(5,–17,12)
11 / 6	0.0056	3 / 2	0.0259	(6,–21,15)
13 / 7	0.0032	3 / 2	0.0259	(7,–25,18)
15 / 8	0.0014	3 / 2	0.0259	(8,–29,21)
17 / 9	0.00056	17 / 11	0.0196	(54,–190,136)
17 / 9	0.00056	20 / 13	0.0126	(63,–223,160)
17 / 9	0.00056	23 / 15	0.0074	(72,–256,184)
17 / 9	0.00056	26 / 17	0.0035	(81,–289,208)
17 / 9	0.00056	29 / 19	0.00043	(90,–322,232)

движений, даны пунктирной линией. Закрашенная область в окрестности пунктирной линии показывает ширину резонансной зоны в зависимости от эксцентриситета орбиты. Более темная заливка соответствует минимальным значениям масс планет, более светлая — максимальным. Применена следующая система обозначения резонансов. Например, для планеты d указан резонанс 3-с:2. Это соответствует резонансу 3/2 между средними движениями планет c и d.

Из рис. 1 следует, что для обновленных значений масс планет и эксцентриситетов их орбит (максимальные значения эксцентриситетов орбит планет b, c и d составляют 0.086, 0.074 и 0.059 соответственно) в системе Kepler-51 резонансы низких порядков отсутствуют.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ОРБИТАЛЬНОЙ ЭВОЛЮЦИИ СИСТЕМЫ KEPLER-51 С УЧЕТОМ ПРИЛИВНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Поскольку для компактных систем важным фактором, влияющим на орбитальную эволюцию, является приливное взаимодействие, было проведено моделирование эволюции системы Kepler-51 на интервале времени 100 млн лет с помощью программы Posidonius (Blanco-Cuaresma, Bolmont, 2017), которая учитывает приливное взаимодействие. Варьирование массы звезды и масс планет в пределах ошибок определения

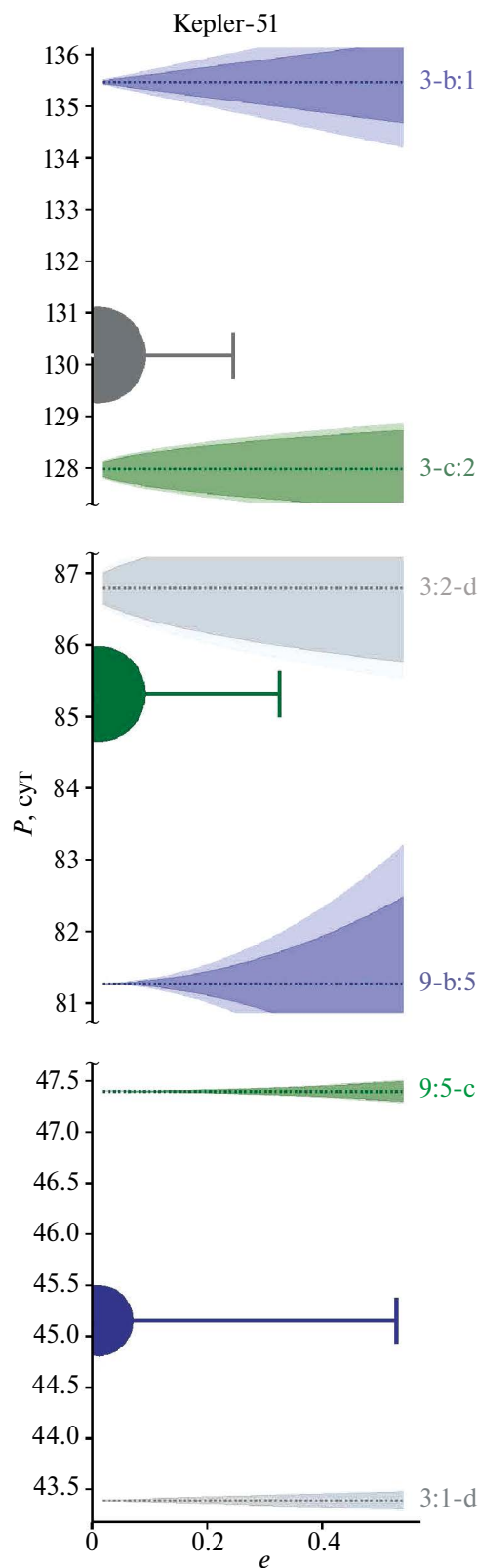


Рис. 1. Распределение областей резонансов низких порядков (до четвертого порядка включительно) в системе Kepler-51 с учетом ошибок определения масс планет и эксцентриситетов их орбит.

для номинальных значений элементов орбит на интервале 100 млн лет показало, что система сохраняет регулярный характер эволюции. Варьирование элементов орбит выполнялось для номинальных значений масс звезды и планет. Варьировались значения периода и эксцентриситета в пределах ошибок определения, наклоны орбит и долготы восходящих узлов полагались равными нулю, аргументы перигелиев принимались равными номинальным значениям. Для всех рассмотренных вариантов на интервале 100 млн лет система сохраняла регулярный характер эволюции. На рис. 2 показана эволюция больших полуосей a и эксцентриситетов e орбит для

минимального и максимального значений массы звезды. Значения большой полуоси определяются массой звезды и слабо меняются на рассматриваемом интервале. Эволюция эксцентриситетов орбит слабо зависит от массы звезды.

На рис. 3 показана эволюция отношений периодов обращения соседних планет системы Kepler-51 на интервале 100 млн лет. Внутренняя пара b–c эволюционирует в окрестности резонанса восьмого порядка 17/9. Внешняя пара c–d – в окрестности резонанса десятого порядка 29/19. По результатам моделирования не удалось зафиксировать либрации критических аргументов, соответствующих этим резонансам

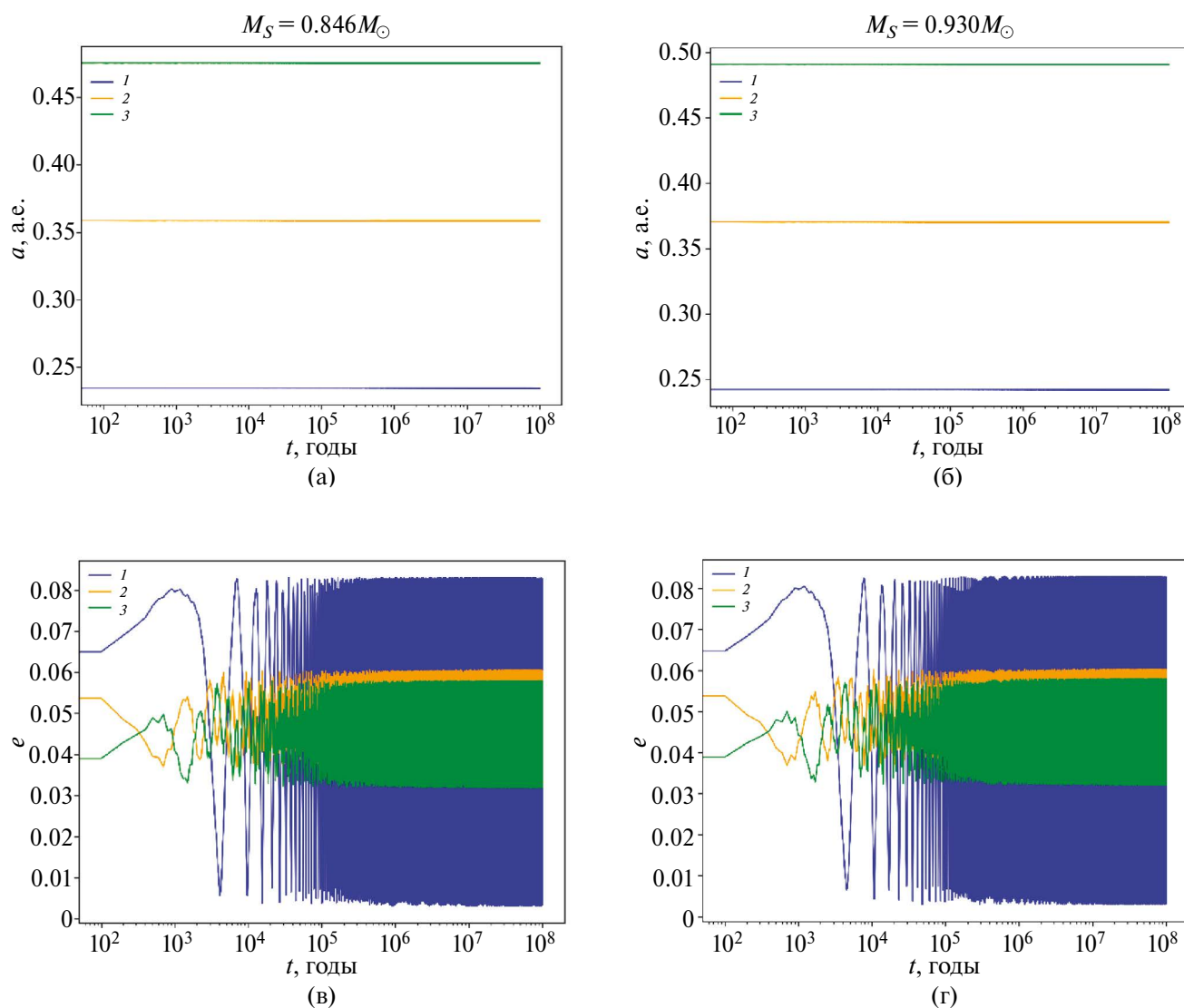


Рис. 2. Эволюция элементов орбит планет (1 – Kepler-51 b, 2 – Kepler-51 c, 3 – Kepler-51 d) на интервале 100 млн лет при различных значениях массы звезды M : (а) – больших полуосей при $M_S = 0.846 M_\odot$, (б) – больших полуосей при $M_S = 0.930 M_\odot$, (в) – эксцентриситетов при $M_S = 0.846 M_\odot$, (г) – эксцентриситетов при $M_S = 0.930 M_\odot$.

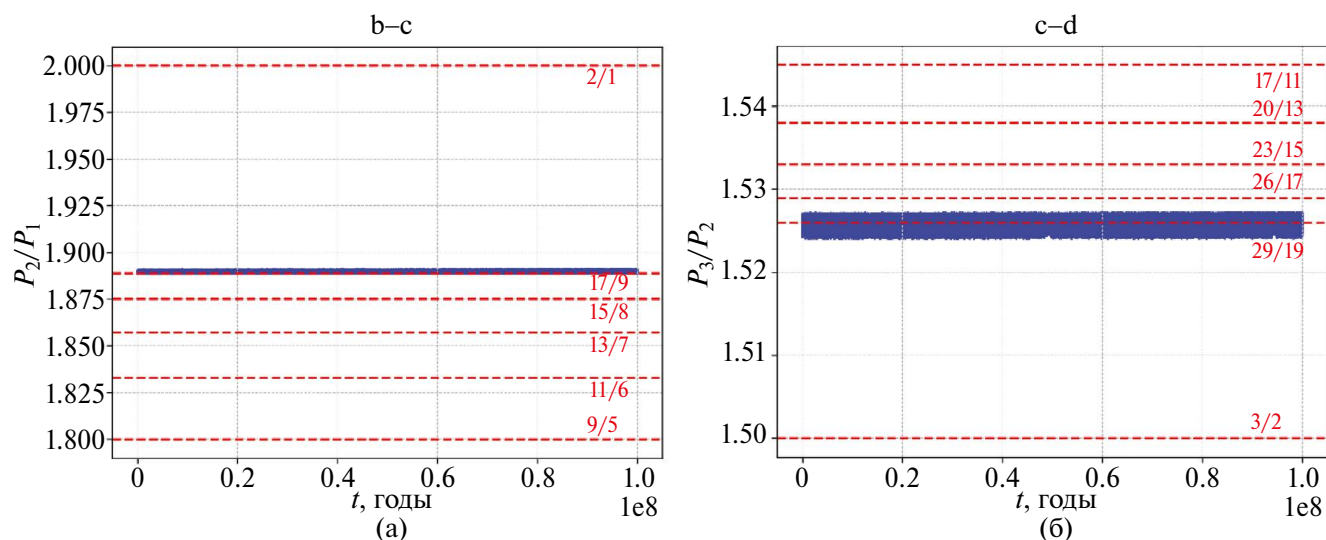


Рис. 3. Эволюция отношений периодов обращения планет (синие точки): (а) — Kepler-51 с и Kepler-51 b; (б) — Kepler-51 d и Kepler-51 c. Красные пунктирные линии соответствуют резонансам средних движений.

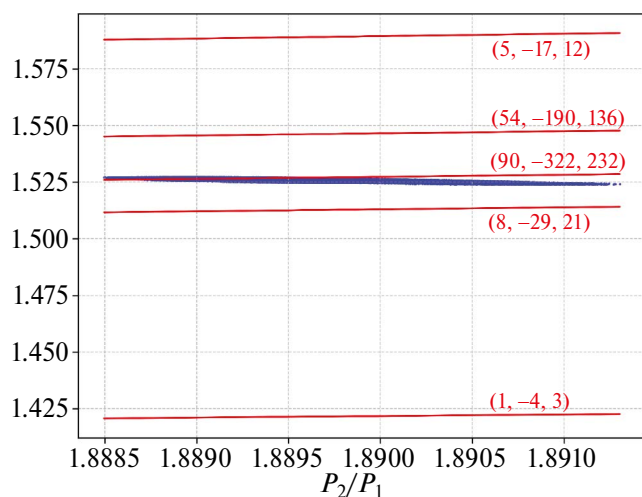


Рис. 4. Эволюция системы Kepler-51 в области трехтельных резонансов — цепочек двухтельных резонансов средних движений. Красные линии соответствуют положению трехтельных резонансов. Система эволюционирует слева направо.

и резонансам, указанным в табл. 1 и на рис. 3. Можно сделать вывод, что система Kepler-51 эволюционирует также и вне резонансов высоких порядков.

Этот вывод можно подтвердить, анализируя рис. 4, на котором показаны положения трехтельных резонансов, являющихся цепочками двухтельных резонансов средних движений. В процессе эволюции система перемещается

по графику слева направо. В настоящее время система находится в окрестности трехтельного резонанса $(90, -322, 232)$ и постепенно уходит из нее в направлении резонанса $(8, -29, 21)$, являющегося цепочкой резонансов $15/8 - 3/2$. Анализ эволюции резонансных углов трехтельных резонансов, приведенных в табл. 2 и на рис. 4, не выявил их либрационного поведения, что указывает на отсутствие цепочек резонансов в системе Kepler-51 на рассматриваемом интервале 100 млн лет.

ЧИСЛЕННО-АНАЛИТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ОРБИТАЛЬНОЙ ЭВОЛЮЦИИ СИСТЕМЫ KEPLER-51

Авторами в работе (Perminov, Kuznetsov, 2020) представлен алгоритм построения численно-аналитической теории движения для четырехпланетной задачи с точностью до второго и третьего порядков по малому параметру μ (отношение суммы масс планет к массе звезды). Гамильтониан четырехпланетной задачи записывается в системе координат Якоби и разлагается в ряд по элементам второй системы Пуанкаре и по степеням μ . Осреднение гамильтониана задачи проводится методом Хори—Депри. Далее строятся уравнения движения в средних элементах, которые затем интегрируются численно, и функции замены переменных, которые реализуют переход от оскулирующих элементов орбит к средним. Поскольку

планетная система Kepler-51 эволюционирует вне резонансов средних движений, данная численно-аналитическая теория может быть использована для описания ее динамической эволюции.

В настоящей работе для системы Kepler-51 построены аналитические уравнения движения в средних элементах с точностью до слагаемых с μ^2 . При этом слагаемые, содержащие первую степень малого параметра μ построены с точностью до 6-й степени по эксцентриситетам и облическим элементам орбит второй системы Пуанкаре. Слагаемые с μ^2 построены с точностью до 4-й степени по данным элементам орбит. Функции замены переменных построены с точностью до 2-й степени по эксцентриситетам и облическим элементам орбит.

Численное интегрирование построенных аналитически уравнений движения в средних элементах проводится методом Грегга–Булирша–Штера 7-го порядка (Press и др., 2007) на интервале времени 100 млн лет с шагом 100 лет для различных начальных значений эксцентриситетов орбит e , наклонов I , долгот восходящих узлов Ω и аргументов перицентров g . Во всех случаях значения масс планет и больших полуосей их орбит соответствуют своим номинальным значениям. Масса звезды принимается равной $M_s = 0.846 M_\odot$. Номинальные значения оскулирующих больших полуосей орбит трех планет системы получены с помощью третьего закона Кеплера по номинальным значениям периодов обращения и номинальным массам планет (приведены в табл. 1) и равны соответственно $a_1 = 0.372203$ а. е., $a_2 = 0.603761$ а. е., $a_3 = 0.919204$ а. е. Так как функции замены переменных зависят от всех оскулирующих элементов орбит, то для различных начальных условий (НУ) полученные значения средних элементов могут слегка отличаться друг от друга. По этой причине далее, при описании различных начальных условий численного интегрирования, будут приводиться значения для оскулирующих элементов орбит. Результаты численного моделирования будут даны для средних элементов орбит.

Поскольку все планеты в системе Kepler-51 открыты методом транзитов, начальные значения углов наклона плоскостей орбит к плоскости, перпендикулярной к картинной, не превышают 1° , а именно $I_1 < 0.9347^\circ$ (Kepler-51 b), $I_2 < 0.6121^\circ$ (Kepler-51 c), $I_3 < 0.4616^\circ$ (Kepler-51 d), что можно вычислить, исходя из радиуса звезды и значений больших полуосей орбит планет. Исключение составляет случай, когда линия узлов орбиты направлена в сторону наблюдателя (что является маловероятным).

В табл. 3 для рядов, представляющих уравнения движения в средних элементах, приведены оценки теоретических радиусов сходимости для эксцентриситетов и наклонов орбит, $R(e)$ и $R(I)$, вычисленные с использованием подхода, изложенного в работе (Kholoshevnikov, 2001). Если значения средних эксцентриситетов и наклонов орбит, полученных по результатам моделирования в рамках численно-аналитической теории движения, меньше соответствующих радиусов $R(e)$ и $R(I)$, то это гарантирует сходимость рядов и применимость теории движения (или, по крайней мере, то, что орбиты планет не пересекаются).

Таблица 3. Теоретические радиусы сходимости для системы Kepler-51

Планета	Kepler-51 b	Kepler-51 c	Kepler-51 d
$R(e)$	0.23	0.16	0.12
$R(I)$, град	26	23	14

Рассмотрим случай плоской планетной системы, когда начальные значения наклонов орбит всех планет равны 0° . Начальные значения долгот восходящих узлов орбит также приняты равными 0° . Эксцентриситеты и аргументы перицентров орбит всех планет принимаются равными своим номинальным значениям.

На рис. 5 представлены графики средних эксцентриситетов e и аргументов перицентров g орбит планет системы Kepler-51 на интервале времени 100 млн лет для номинальных начальных значений e и g . На рис. 6 представлены те же графики, но на интервале времени 100 тыс. лет. Наклоны орбит и долготы восходящих узлов сохраняют свои нулевые значения. Эксцентриситет орбиты внутренней планеты e_1 изменяется в интервале от 0.00725 до 0.07840 с периодом 15506 лет (Kepler-51 b), эксцентриситет e_2 изменяется в интервале от 0.03165 до 0.05912 с периодом 4326 лет (Kepler-51 c), эксцентриситет e_3 — от 0.03275 до 0.05961 с тем же периодом 4326 лет (Kepler-51 d). Эксцентриситеты e_2 и e_3 орбит двух внешних планет Kepler-51 c и Kepler-51 d изменяются в противофазе.

Точность численного интегрирования контролируется вычислением на каждом шаге k относительной разности начального E_0 и текущего E_k значений энергии системы: $\Delta E = |E_k - E_0|/E_k$. На последнем шаге интегрирования для вышеописанных начальных условий (плоская задача) $\Delta E \approx 5 \times 10^{-9}$.

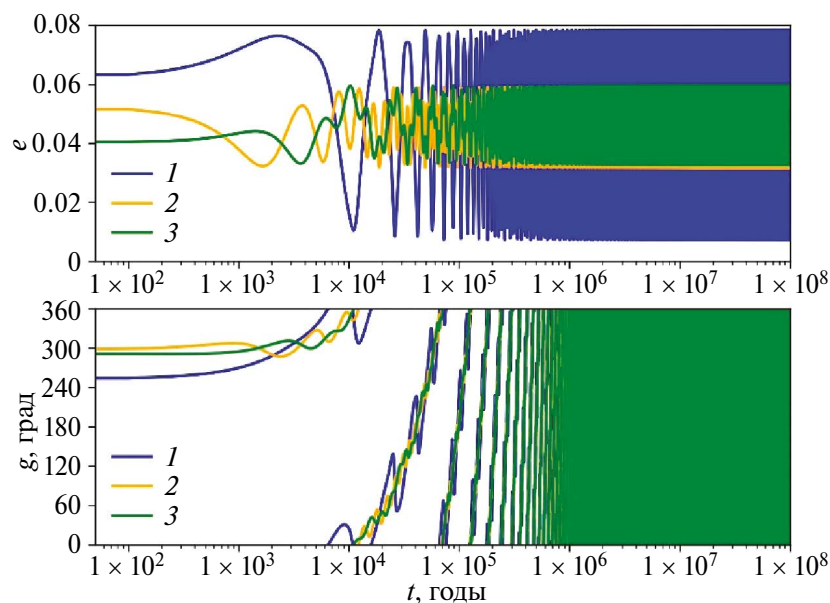


Рис. 5. Эволюция средних элементов орбит планет на интервале 100 млн лет для нулевых начальных значений наклонных орбит и долгот восходящих узлов: 1 – Kepler-51 b, 2 – Kepler-51 c, 3 – Kepler-51 d.

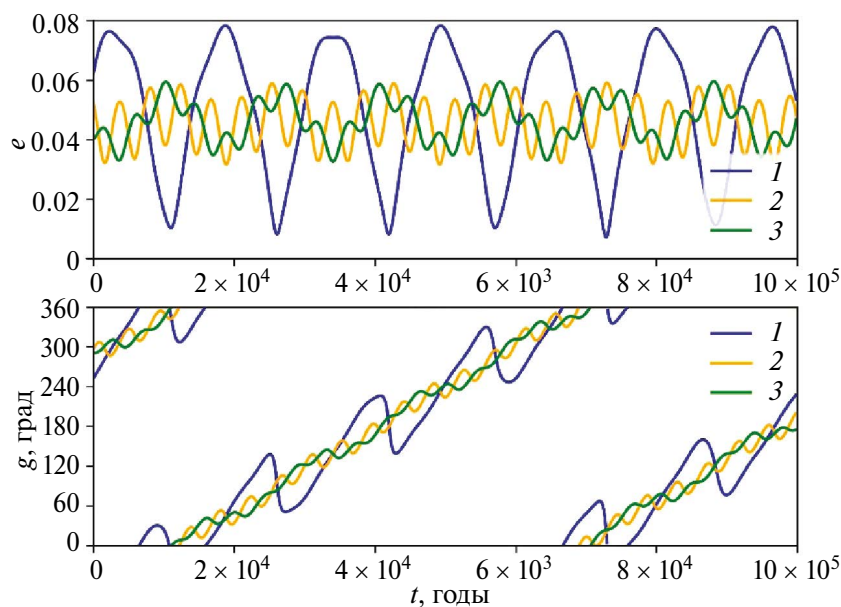


Рис. 6. Эволюция средних элементов орбит планет на интервале 100 тыс. лет для нулевых начальных значений наклонных орбит и долгот восходящих узлов: 1 – Kepler-51 b, 2 – Kepler-51 c, 3 – Kepler-51 d.

На рис. 7–10 представлена эволюция средних эксцентриситетов и наклонов орбит планет системы Kepler-51 на интервале времени 100 млн лет для различных начальных условий.

На рис. 11–14 представлены карты минимальных и максимальных значений эксцентриситетов и наклонов орбит планет системы

Kepler-51, достижимых в процессе эволюции на интервале времени 100 млн лет в зависимости от начальных значений долгот восходящих узлов Ω_1 и Ω_2 и аргументов перицентров g_1 , g_2 , g_3 . Значения аргументов перицентров выбраны таким образом, чтобы углы между линиями аписид орбит всех планет были наибольшими.

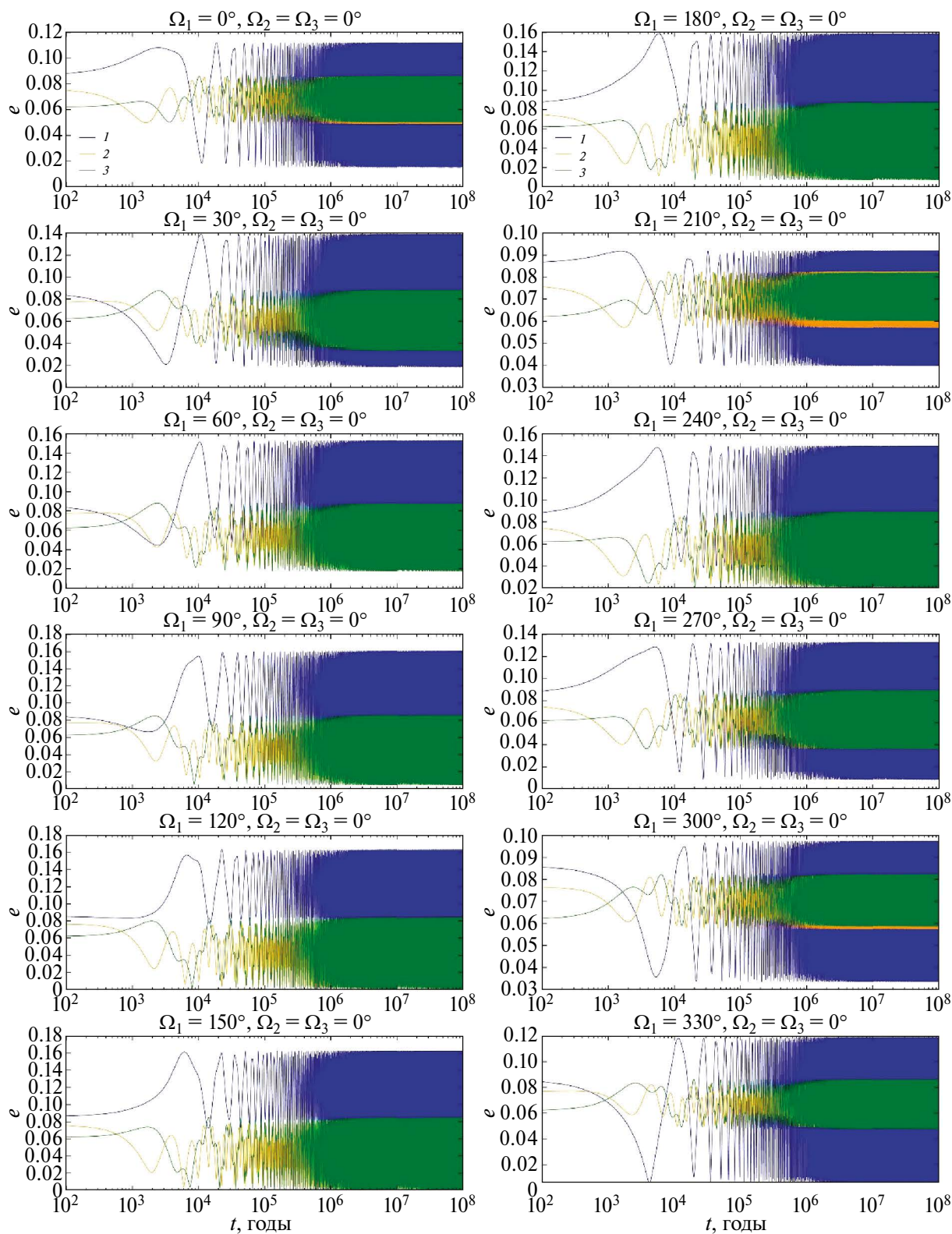


Рис. 7. Эволюция средних эксцентриситетов орбит планет (1 – Kepler-51 b, 2 – Kepler-51 c, 3 – Kepler-51 d) на интервале 100 млн лет для соответствующих им начальных значений оскулирующих элементов орбит: $I_1 = 0.9^\circ$, $I_2 = I_3 = 0^\circ$, $\Omega_2 = \Omega_3 = 0^\circ$, аргументы перигелиев – номинальные, эксцентриситеты орбит – максимальные, Ω_1 – варьируется с шагом 30° .

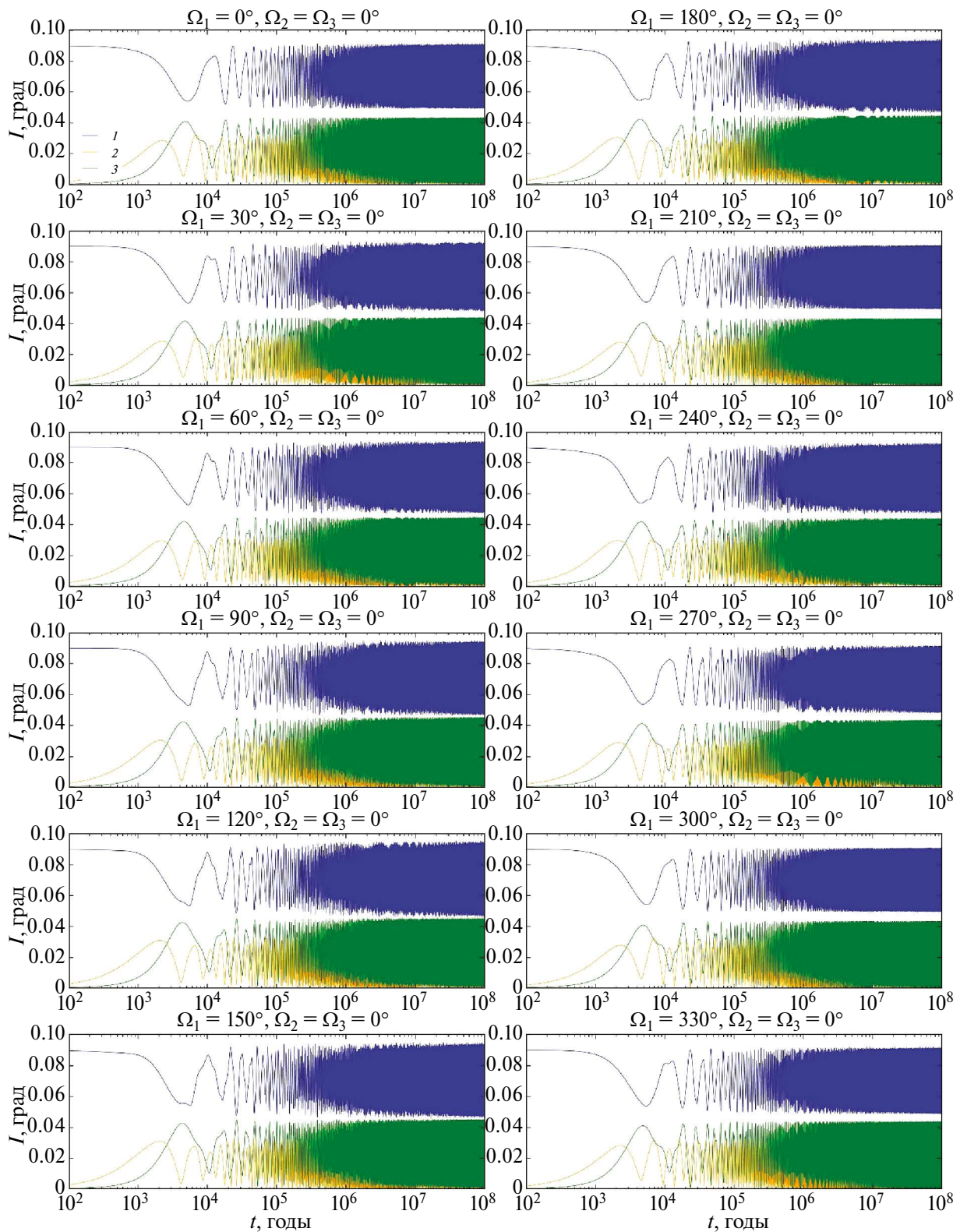


Рис. 8. Эволюция средних наклонов орбит планет (I – Kepler-51 b, 2 – Kepler-51 c, 3 – Kepler-51 d) на интервале 100 млн лет для соответствующих им начальных значений оскулирующих элементов орбит: $I_1 = 0.9^\circ$, $I_2 = I_3 = 0^\circ$, $\Omega_2 = \Omega_3 = 0^\circ$, аргументы перигелиев – номинальные, эксцентриситеты орбит – максимальные, Ω_1 – варьируется с шагом 30° .

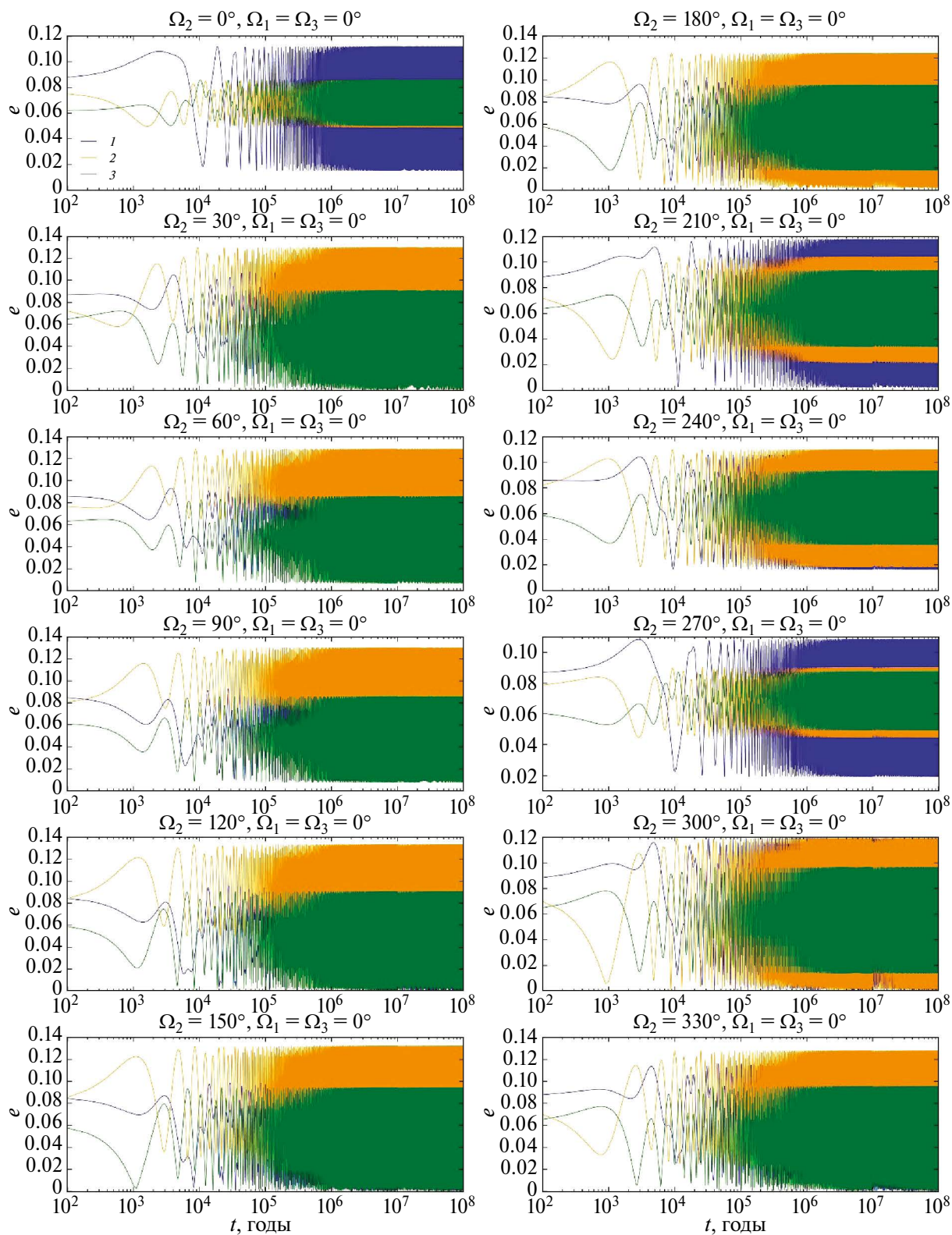


Рис. 9. Эволюция средних эксцентриситетов орбит планет (1 – Kepler-51 b, 2 – Kepler-51 c, 3 – Kepler-51 d) на интервале 100 млн лет для соответствующих им начальных значений оскулирующих элементов орбит: $I_2 = 0.6^\circ$, $I_1 = I_3 = 0^\circ$, $\Omega_1 = \Omega_3 = 0^\circ$, аргументы перигелиев – номинальные, эксцентриситеты орбит – максимальные, Ω_2 – варьируется с шагом 30° .

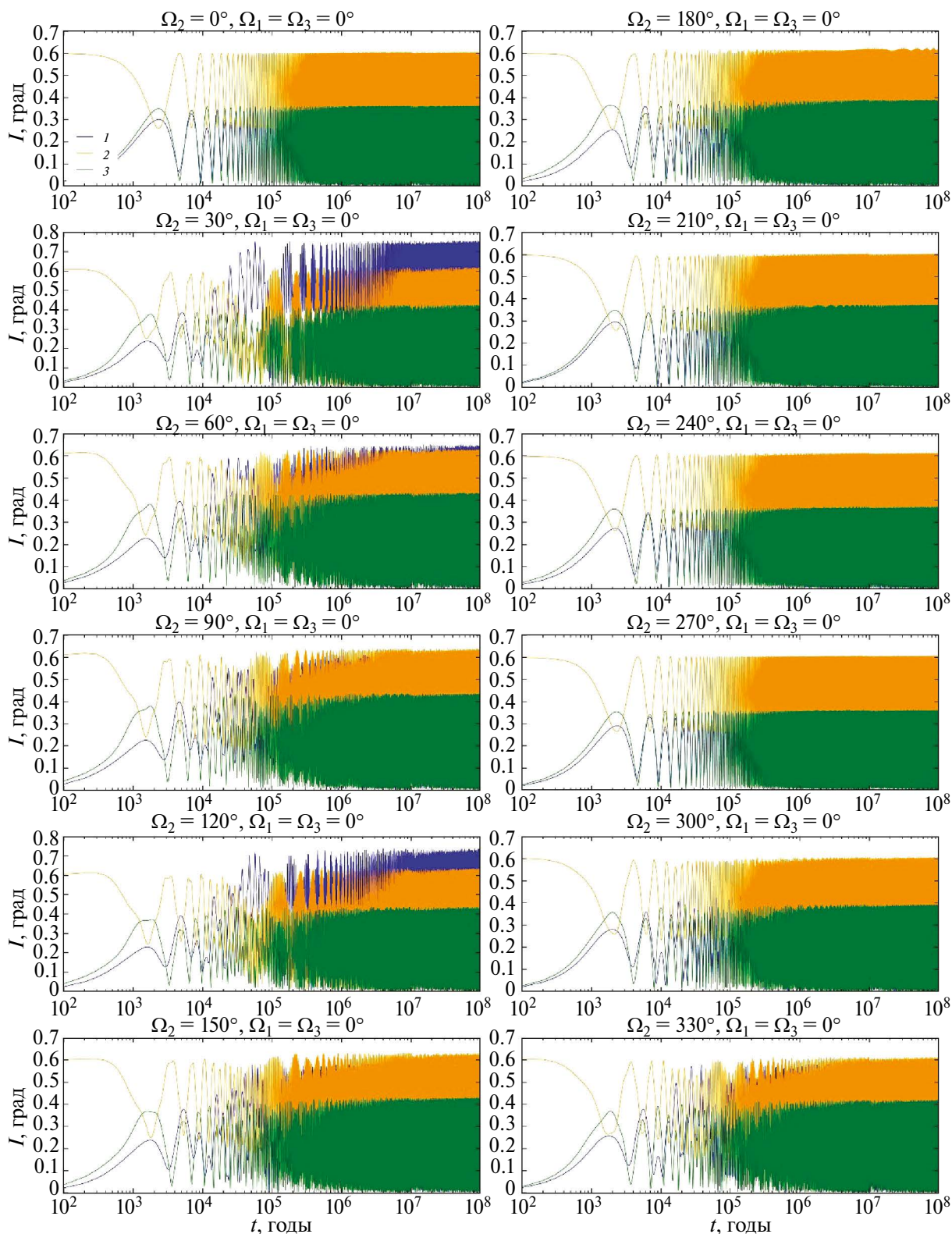


Рис. 10. Эволюция средних наклонов орбит планет (1 – Kepler-51 b, 2 – Kepler-51 c, 3 – Kepler-51 d) на интервале 100 млн лет для соответствующих им начальных значений оскулирующих элементов орбит: $I_2 = 0.6^\circ$, $I_1 = I_3 = 0^\circ$, $\Omega_1 = \Omega_3 = 0^\circ$, аргументы перигелиев – номинальные, эксцентриситеты орбит – максимальные, Ω_2 – варьируется с шагом 30° .

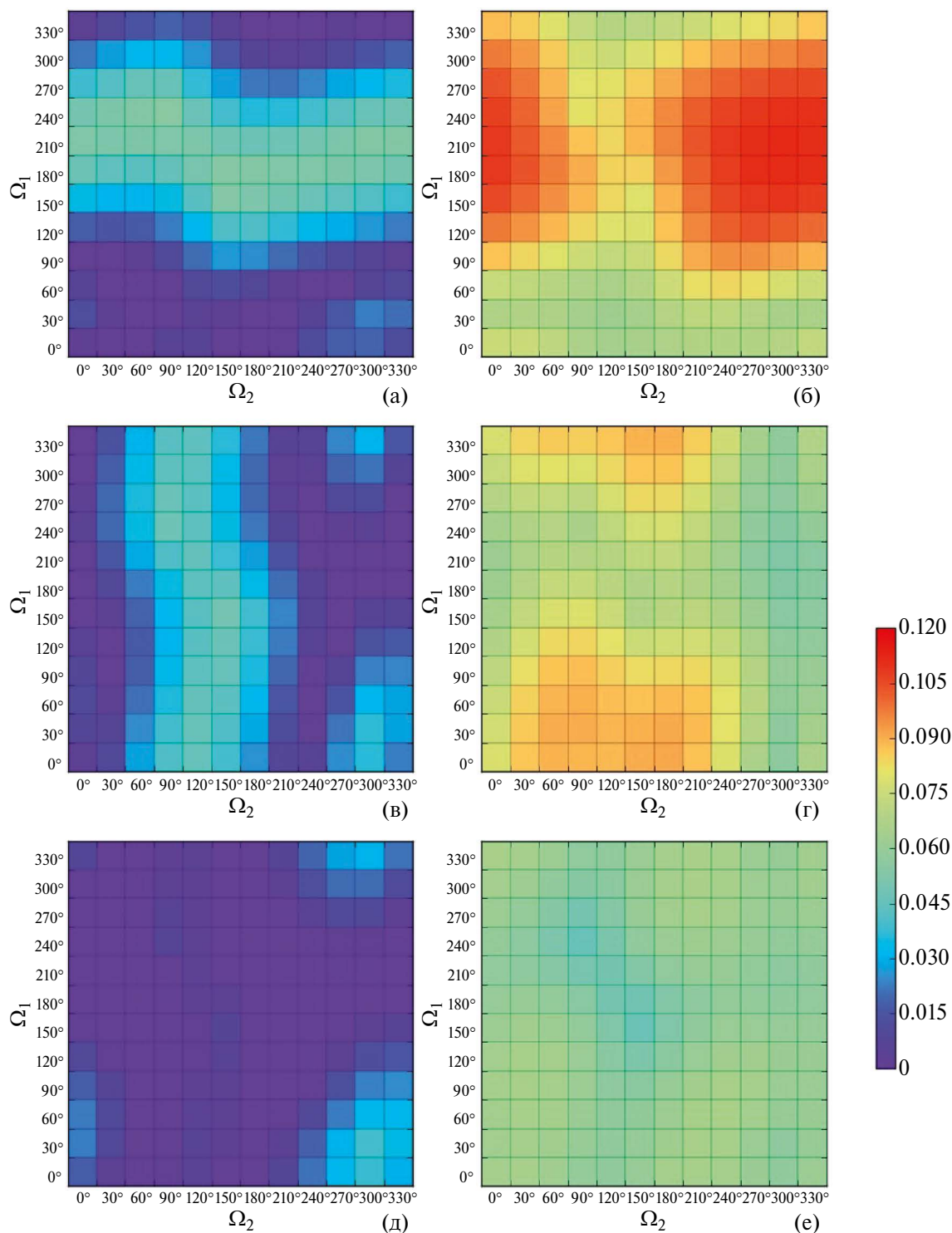


Рис. 11. Карты минимальных (левый столбец) и максимальных (правый столбец) значений эксцентриситетов орбит планет на интервале времени 100 млн лет (НУ: эксцентриситеты орбит – номинальные, $I_1 = 0.9^\circ$, $I_2 = 0.6^\circ$, $I_3 = 0^\circ$, $g_1 = 252.1$, $g_2 = 322.9^\circ$, $g_3 = 263.5^\circ$): (a) – минимально достижимые значения эксцентриситета орбиты планеты Kepler-51 b; (б) – максимально достижимые значения эксцентриситета орбиты планеты Kepler-51 b; (в) – минимально достижимые значения эксцентриситета орбиты планеты Kepler-51 c; (г) – максимально достижимые значения эксцентриситета орбиты планеты Kepler-51 c; (д) – минимально достижимые значения эксцентриситета орбиты планеты Kepler-51 d; (е) – максимально достижимые значения эксцентриситета орбиты планеты Kepler-51 d.

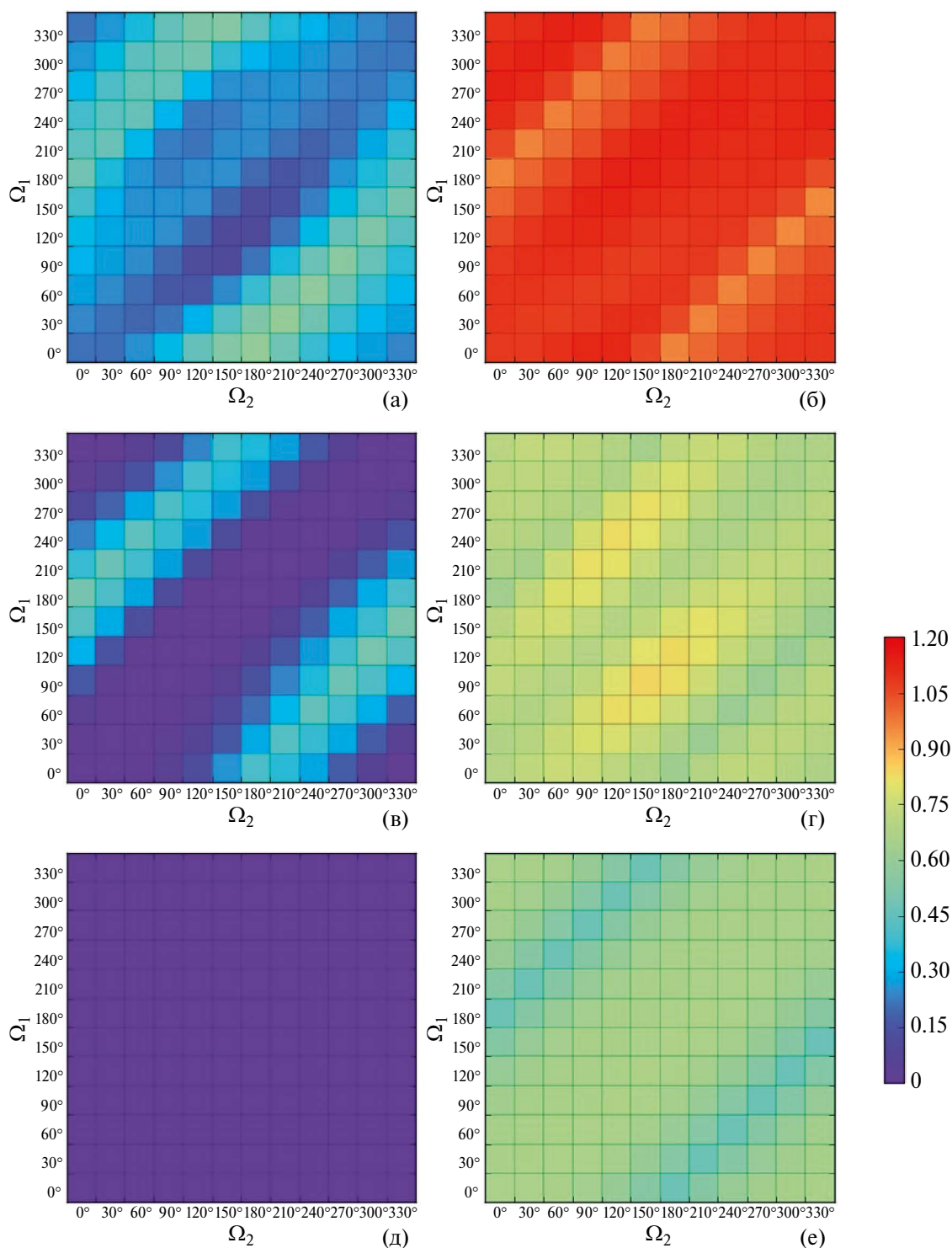


Рис. 12. Карты минимальных (левый столбец) и максимальных (правый столбец) значений наклонов орбит планет на интервале времени 100 млн лет (НУ: эксцентриситеты орбит – номинальные, $I_1 = 0.9^\circ$, $I_2 = 0.6^\circ$, $I_3 = 0^\circ$, $g_1 = 252.1$, $g_2 = 322.9^\circ$, $g_3 = 263.5^\circ$): (а) – минимально достижимые значения наклона орбиты планеты Kepler-51 b; (б) – максимально достижимые значения наклона орбиты планеты Kepler-51 b; (в) – минимально достижимые значения наклона орбиты планеты Kepler-51 c; (г) – максимально достижимые значения наклона орбиты планеты Kepler-51 c; (д) – минимально достижимые значения наклона орбиты планеты Kepler-51 d; (е) – максимально достижимые значения наклона орбиты планеты Kepler-51 d.

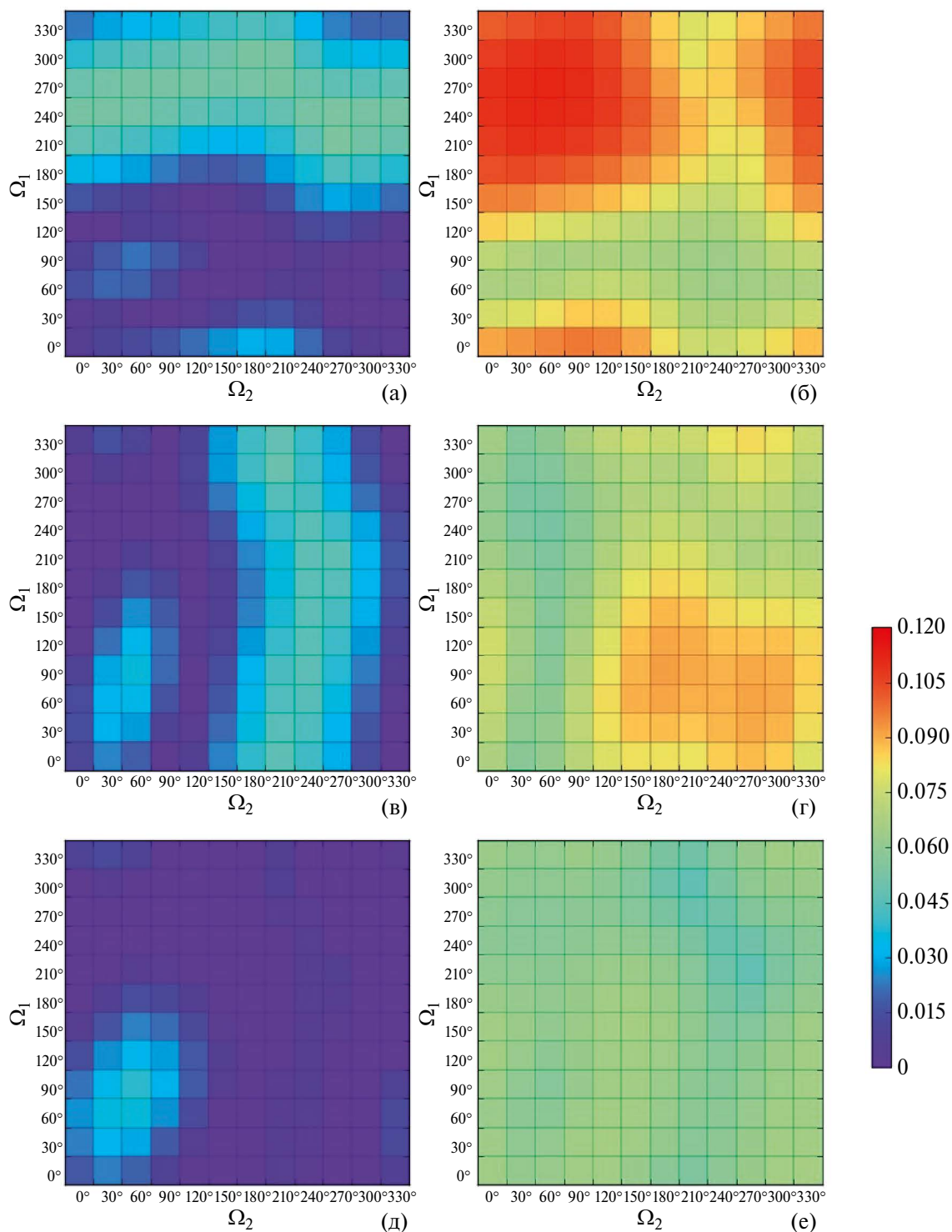


Рис. 13. Карты минимальных (левый столбец) и максимальных (правый столбец) значений эксцентриситетов орбит планет на интервале времени 100 млн лет (НУ: эксцентриситеты орбит – номинальные, $I_1 = 0.9^\circ$, $I_2 = 0.6^\circ$, $I_3 = 0^\circ$, $g_1 = 252.1$, $g_2 = 269.4^\circ$, $g_3 = 316.9^\circ$): (а) – минимально достижимые значения эксцентриситета орбиты планеты Kepler-51 b; (б) – максимально достижимые значения эксцентриситета орбиты планеты Kepler-51 b; (в) – минимально достижимые значения эксцентриситета орбиты планеты Kepler-51 c; (г) – максимально достижимые значения эксцентриситета орбиты планеты Kepler-51 c; (д) – минимально достижимые значения эксцентриситета орбиты планеты Kepler-51 d; (е) – максимально достижимые значения эксцентриситета орбиты планеты Kepler-51 d.

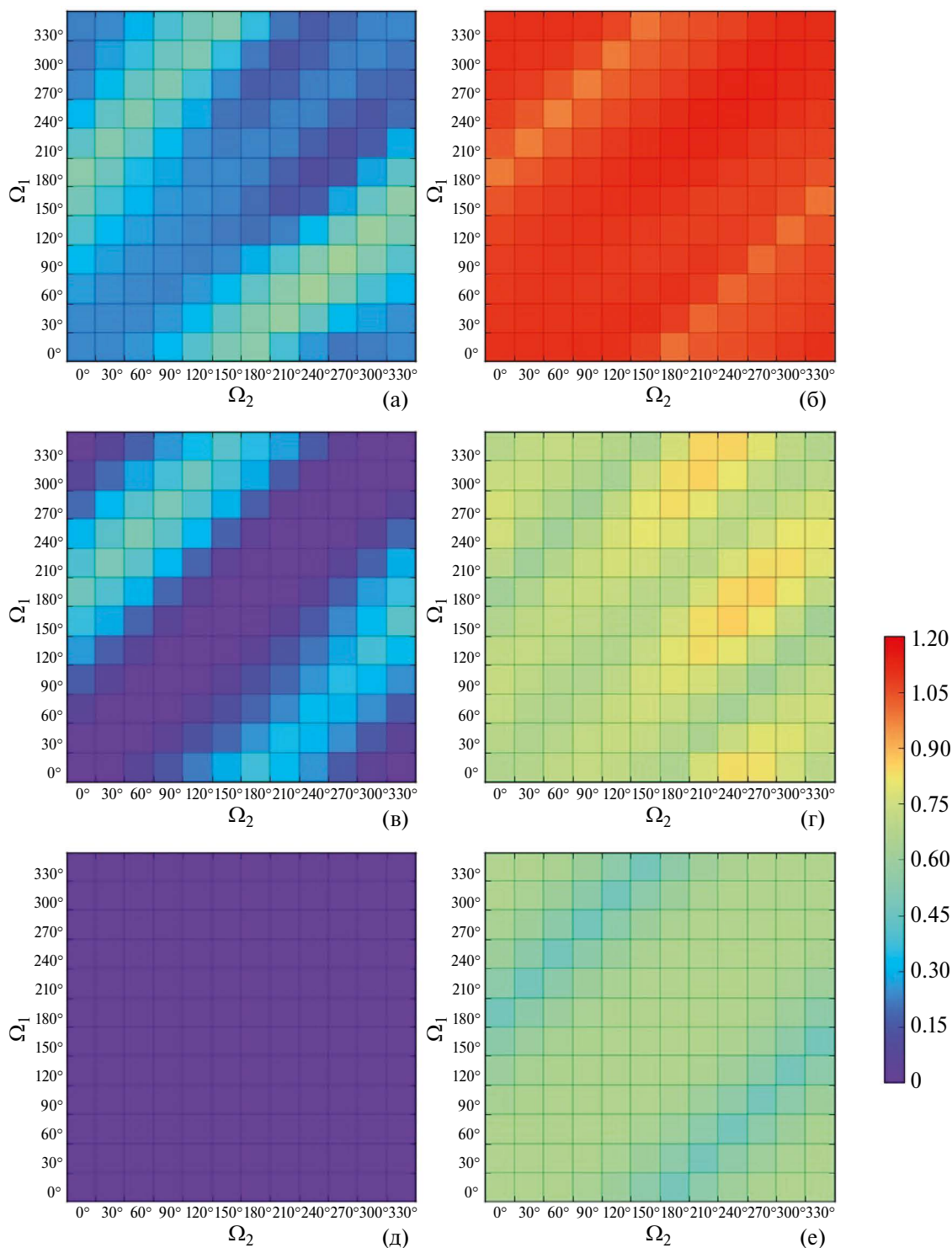


Рис. 14. Карты минимальных (левый столбец) и максимальных (правый столбец) значений наклонов орбит планет на интервале времени 100 млн лет (НУ: эксцентриситеты орбит – номинальные, $I_1 = 0.9^\circ$, $I_2 = 0.6^\circ$, $I_3 = 0^\circ$, $g_1 = 252.1$, $g_2 = 269.4^\circ$, $g_3 = 316.9^\circ$): (а) – минимально достижимые значения наклона орбиты планеты Kepler-51 b; (б) – максимально достижимые значения наклона орбиты планеты Kepler-51 b; (в) – минимально достижимые значения наклона орбиты планеты Kepler-51 c; (г) – максимально достижимые значения наклона орбиты планеты Kepler-51 c; (д) – минимально достижимые значения наклона орбиты планеты Kepler-51 d; (е) – максимально достижимые значения наклона орбиты планеты Kepler-51 d.

Из рис. 11 следует, что максимальные значения эксцентриситета орбиты планеты Kepler-51 b ($e_1 > 0.09$) достигаются при начальных значениях долгот восходящих узлов $\Omega_1 \in [120^\circ, 300^\circ]$ $\Omega_2 \in [210^\circ, 30^\circ]$ Kepler-51 c ($e_2 > 0.08$) – при $\Omega_2 \in (30^\circ, 240^\circ)$, при этом амплитуды колебаний эксцентриситетов орбит минимальны.

Из рис. 13 следует, что максимальные значения эксцентриситета орбиты планеты Kepler-51 b ($e_1 > 0.09$) достигаются при начальных значениях долгот восходящих узлов $\Omega_1 \in [150^\circ, 360^\circ]$ $\Omega_2 \in [300^\circ, 180^\circ]$ Kepler-51 c ($e_2 > 0.08$) – при $\Omega_1 \in [0^\circ, 180^\circ]$ $\Omega_2 \in [120^\circ, 360^\circ]$ При этом амплитуды колебаний эксцентриситетов орбит минимальны.

Амплитуда колебаний эксцентриситета орбиты планеты Kepler-51 d изменяется незначительно в зависимости от значений долгот восходящих узлов двух внутренних планет (b и c) и начальных значений аргументов перицентров орбит планет.

Из рис. 12 и 14 видно, что минимальные значения амплитуд изменения наклонов орбит планеты Kepler-51 b, c и d достигаются при условии, что $|\Omega_2 - \Omega_1| \approx 180^\circ$ Максимальные значения амплитуд изменения наклонов орбит всех планет достигаются при условии, что $\Omega_1 \approx \Omega_2$ В табл. 4 и 5 приведены минимальные и максимальные значения эксцентриситетов ($e_{\min}$, $e_{\max}$) и наклонов ($I_{\min}$, $I_{\max}$) орбит планет системы Kepler-51, достижимые на интервале времени 100 млн лет для минимальных (min), номинальных (nom)

и максимальных (max) начальных значений эксцентриситетов орбит и аргументов перицентров. Табл. 4 соответствует начальным значениям наклонов $I_1 = 0.9^\circ$, $I_2 = I_3 = 0^\circ$ (сравни с рис. 7 и 8). Табл. 5 соответствует $I_2 = 0.6^\circ$, $I_1 = I_3 = 0^\circ$ (сравни с рис. 9 и 10). Значения в каждой ячейке табл. 4 и 5 выбраны из результатов моделирования, соответствующих различным начальным значениям долготы восходящего узла Ω_1 или Ω_2 , которые варьируются с шагом 30° .

В табл. 6 приведены аналогичные данные для номинальных начальных значений эксцентриситетов орбит и для различных начальных значений аргументов перицентров (при этом $I_1 = 0.9^\circ$, $I_2 = 0.6^\circ$, $I_3 = 0^\circ$; сравни с рис. 11–14). Варьируются в данном случае обе долготы узла – и Ω_1 , и Ω_2 .

Для всех начальных условий максимальные значения эксцентриситетов и наклонов орбит на интервале времени 100 млн лет не превосходят соответствующие им радиусы сходимости $R(e)$ и $R(I)$, что говорит о применимости численно-аналитической теории движения для исследования планетной системы Kepler-51.

Анализ результатов численного моделирования орбитальной эволюции планетной системы Kepler-51, приведенных в данном разделе, показывает, что в отсутствие резонансов, система является динамически устойчивой на исследуемом интервале времени 100 млн лет. Приливное взаимодействие слабо влияет на орбитальную эволюцию системы.

Таблица 4. Максимальные и минимальные значения эксцентриситетов и наклонов орбит для случая $I_1 = 0.9^\circ$

НУ	e	min	nom			max
	g	nom	min	nom	max	nom
Kepler-51 b	$e_{\min}$	0.00234	0.00246	0.00112	0.00246	0.00565
	$e_{\max}$	0.08117	0.09506	0.11167	0.09506	0.16327
	$I_{\min}$, град	0.49123	0.48953	0.40140	0.48953	0.45961
	$I_{\max}$, град	0.91295	0.91409	0.92559	0.91409	0.95385
Kepler-51 c	$e_{\min}$	0.00047	0.05648	10^{-5}	0.02322	0.00328
	$e_{\max}$	0.04642	0.05908	0.05977	0.05908	0.08663
	$I_{\min}$, град	10^{-5}	10^{-5}	10^{-5}	0.48953	10^{-5}
	$I_{\max}$, град	0.32792	0.33051	0.43741	0.91409	0.34378
Kepler-51 d	$e_{\min}$	10^{-5}	0.05648	10^{-5}	0.02162	10^{-5}
	$e_{\max}$	0.04611	0.05908	0.06135	0.06118	0.08959
	$I_{\min}$, град	10^{-5}	10^{-5}	10^{-5}	0.48953	10^{-5}
	$I_{\max}$, град	0.43594	0.43694	0.46840	0.91409	0.45626

Таблица 5. Максимальные и минимальные значения эксцентриситетов и наклонов орбит для случая $I_2 = 0.6^\circ$

НУ	e	min	nom			max
	g	nom	min	nom	max	nom
Kepler-51 b	$e_{\min}$	10^{-5}	10^{-5}	10^{-6}	0.00949	10^{-5}
	$e_{\max}$	0.05892	0.07676	0.08302	0.09541	0.11947
	$I_{\min}$, град	10^{-5}	10^{-5}	10^{-5}	10^{-5}	10^{-5}
	$I_{\max}$, град	0.37587	0.44326	0.44847	0.44900	0.75881
Kepler-51 c	$e_{\min}$	0.00075	10^{-5}	10^{-5}	0.00157	10^{-5}
	$e_{\max}$	0.06800	0.09085	0.09061	0.08324	0.13341
	$I_{\min}$, град	0.24588	0.22646	0.22113	0.21355	0.00040
	$I_{\max}$, град	0.61094	0.62161	0.61870	0.60596	0.64022
Kepler-51 d	$e_{\min}$	10^{-5}	10^{-6}	10^{-5}	10^{-5}	10^{-5}
	$e_{\max}$	0.04897	0.06547	0.06609	0.06564	0.09663
	$I_{\min}$, град	10^{-5}	10^{-5}	10^{-5}	10^{-5}	10^{-5}
	$I_{\max}$, град	0.38142	0.40576	0.40378	0.39854	0.43876

Таблица 6. Максимальные и минимальные значения эксцентриситетов и наклонов орбит для случая $I_1 = 0.9^\circ$, $I_2 = 0.6^\circ$

Начальные значения аргументов перицентров		$g_b = 249.5^\circ$ $g_c = 269.4^\circ$ $g_d = 263.5^\circ$	$g_b = 252.1^\circ$ $g_c = 322.9^\circ$ $g_d = 263.5^\circ$	$g_b = 252.1^\circ$ $g_c = 269.4^\circ$ $g_d = 316.9^\circ$
Kepler-51 b	$e_{\min}$	10^{-5}	10^{-5}	10^{-5}
	$e_{\max}$	0.11173	0.11171	0.11166
	$I_{\min}$, град	0.11465	0.11425	0.11639
	$I_{\max}$, град	1.13437	1.13309	1.13348
Kepler-51 c	$e_{\min}$	10^{-5}	10^{-6}	10^{-6}
	$e_{\max}$	0.09088	0.09095	0.09155
	$I_{\min}$, град	10^{-5}	10^{-5}	10^{-5}
	$I_{\max}$, град	0.86069	0.84349	0.85957
Kepler-51 d	$e_{\min}$	10^{-6}	10^{-6}	10^{-6}
	$e_{\max}$	0.06651	0.06647	0.06650
	$I_{\min}$, град	10^{-5}	10^{-5}	10^{-5}
	$I_{\max}$, град	0.68072	0.67858	0.68013

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Реализован метод поиска цепочек резонансов в пределах погрешностей определения значений периодов орбит планет. Орбитальная эволюция системы Kepler-51 промоделирована с помощью программного комплекса Posidonius с учетом приливного взаимодействия. Проведено численно-аналитическое моделирование орбитальной эволюции системы на интервале времени 100 млн лет для различных начальных условий.

Выполненное исследование показывает, что компактная планетная система Kepler-51 не является резонансной. При начальных условиях, соответствующих массам и элементам орбит планет, определенным из наблюдений с учетом их погрешностей, эволюция системы Kepler-51 является устойчивой и регулярной на исследуемом интервале 100 млн лет.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, тема FEUZ-2020-0038.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Antoniadou K.I., Voyatzis G.* Periodic orbits in the 1:2:3 resonant chain and their impact on the orbital dynamics of the Kepler-51 planetary system // *Astron. and Astrophys.* 2022. V. 661. id. A62 (16 p.).
2. *Blanco-Cuaresma S., Bolmont E.* Studying tidal effects in planetary systems with Posidonius. A N-body simulator written in rust // *EWASS Spec. Session 4* (2017): Star-planet interactions (EWASS-SS4-2017). 2017. doi:10.5281/zenodo.1095095.
3. *Charalambous C., Teyssandier J., Libert A.-S.* Tidal interactions shape period ratios in planetary systems with three-body resonant chains // *Astron. and Astrophys.* 2023. V. 677. id. A160 (11 p.).
4. *Christiansen J.L., Crossfield I.J.M., Barentsen G., Lintott C.J., Barclay T., Simmons B.D., Petigura E., Schlieder J.E., Dressing C.D., Vanderburg A., Allen C., McMaster A., Miller G., Veldthuis M., Allen S., Wolfenbarger Z., Cox B., Zemiro J., Howard A.W., Livingston J., Sinukoff E., Catron T., Grey A., Kusch J.J.E., Terentev I., Vales M., Kristiansen M.H.* The K2-138 system: A near-resonant chain of five sub-Neptune planets discovered by citizen scientists // *Astron. J.* 2018. V. 155. id. 57 (9 p.).
5. *Gillon M., Jehin E., Lederer S.M., Delrez L., de Wit J., Burdanov A., Van Grootel V., Burgasser A.J., Triaud A.H.M.J., Opitom C., Demory B.-O., Sahu D.K., Bardalez Gagliuffi D., Magain P., Queloz D.* Temperate Earth-sized planets transiting a nearby ultracool dwarf star // *Nature*. 2016. V. 533. P. 221–224.
6. *Gillon M., Triaud A.H.M.J., Demory B.-O., Jehin E., Agol E., Deck K.M., Lederer S.M., de Wit J., Burdanov A., Ingalls J.G., Bolmont E., Leconte J., Raymond S.N., Selsis F., Turbet M., Barkaoui K., Burgasser A., Burleigh M.R., Carey S.J., Chaushev A., Copperwheat C.M., Delrez L., Fernandes C.S., Holdsworth D.L., Kotze E.J., Van Grootel V., Almléay Y., Benkhaldoun Z., Magain P., Queloz D.* Seven temperate terrestrial planets around the nearby ultracool dwarf star TRAPPIST-1 // *Nature*. 2017. V. 542. P. 456–460.
7. *Huang S., Ormel C.W.* The dynamics of the TRAPPIST-1 system in the context of its formation // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2022. V. 511. P. 3814–3831.
8. *Jontof-Hutter D., Dalba P.A., Livingston J.H.* TESS observations of Kepler systems with transit timing variations // *Astron. J.* 2022. V. 164. id. 42.
9. *Kholoshevnikov K.V.* The Hamiltonian in the planetary or satellite problem as a d'Alembertian function // *Astron. Reports*. 2001. V. 45. № 7. P. 577–579.
10. *Kuznetsov E.D., Perminov A.S.* Search for chains of resonances in the compact planetary system K2-72 // *The Thirteenth Moscow Solar System Symp.* 13M-S3, October 10–14, 2022, Space Res. Inst. Russian Acad. Sci., Moscow, Russia. 2022. P. 382–384.
11. *Leleu A., Lillo-Box J., Sestovic M., Robutel P., Correia A.C.M., Hara N., Angerhausen D., Grimm S.L., Schneider J.* Co-orbital exoplanets from close-period candidates: the TOI-178 case // *Astron. and Astrophys.* 2019. V. 624. id. A46 (9 p.).
12. *Lissauer J.J., Marcy G.W., Bryson S.T., Rowe J.F., Jontof-Hutter D., Agol E., Borucki W.J., Carter J.A., Ford E.B., Gilliland R.L., Kolbl R., Star K.M., Steffen J.H., Torres G.* Validation of Kepler's multiple planet candidates. II. Refined statistical framework and descriptions of systems of special interest // *Astrophys. J.* 2014. V. 784. id. 44 (21 p.).
13. *MacDonald M.G., Feil L., Quinn T., Rice D.* Confirming the 3:2 resonance chain of K2-138 // *Astron. J.* 2022. V. 163. id. 162 (12 p.).
14. *Mills S.M., Fabrycky D.C., Migaszewski C., Ford E.B., Petigura E., Isaacson H.* A resonant chain of four transiting, sub-Neptune planets // *Nature*. 2016. V. 533. P. 509–512.
15. *Murphy M.M., Armitage P.J.* Instability from high-order resonant chains in wide-separation massive planet systems // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2022. V. 512. P. 2750–2757.
16. *Perminov A.S., Kuznetsov E.D.* The orbital evolution of the Sun–Jupiter–Saturn–Uranus–Neptune system on long time scales // *Astrophys. and Space Sci.* 2020. V. 365. id. 144.
17. *Press W.H., Teukolsky S.A., Vetterling W.T., Flannery B.P.* Numerical recipes. The art of scientific computing. New York: Cambridge Univ. Press, 2007. 1235 p.
18. *Rivera E.J., Laughlin G., Butler R.P., Vogt S.S., Haghighipour N., Meschiari S.* The Lick-Carnegie Exoplanet Survey: a Uranus-Mass fourth planet for GJ 876 in an extrasolar Laplace configuration // *Astrophys. J.* 2010. V. 719. P. 890–899.
19. *Rowe J.F., Bryson S.T., Marcy G.W., Lissauer J.J., Jontof-Hutter D., Mullally F., Gilliland R.L., Isaacson H., Ford E., Howell S.B., Borucki W.J., Haas M., Huber D., Steffen J.H., Thompson S.E., Quintana E., Barclay T., Still M., Fortney J., Gautier T.N. III, Hunter R., Caldwell D.A., Ciardi D.R., Devore E., Cochran W., Jenkins J., Agol E., Carter J.A., Geary J.* Validation of Kepler's multiple planet candidates. III. Light curve analysis and announcement of hundreds of new multi-planet systems // *Astrophys. J.* 2014. V. 784. id. 45 (20 p.).
20. *Volk K., Malhotra R.* Dynamical instabilities in systems of multiple short-period planets are likely driven by secular chaos: A case study of Kepler-102 // *Astron. J.* 2020. V. 160. id. 98.