

СОДЕРЖАНИЕ

Том 56, Номер 4, 2022

Исследование совместного влияния светового давления и вековых резонансов, связанных со средним движением Солнца, на динамику объектов в области LEO <i>Е. В. Блинкова, Т. В. Бордовицына</i>	219
Уменьшение массы главного пояса астероидов и зоны Марса вследствие солнечного излучения и влияния Юпитера. II. Сценарий эволюции плотности остаточного диска <i>Н. Н. Горькавый, П. М. Трофимов</i>	237
Об ударном механизме вспышек блеска комет <i>А. С. Гулиев, У. Д. Поладова, Р. А. Гулиев</i>	246
Вращательная динамика сближающихся с планетами астероидов <i>А. В. Мельников</i>	254
Численное моделирование динамики искусственных спутников Луны <i>Н. А. Попандопуло, А. Г. Александрова, И. В. Томилова, В. А. Авдюшев, Т. В. Бордовицына</i>	266
Генерация волн цунами при падении десятикилометровых астероидов в океан <i>В. В. Шувалов</i>	285

УДК 521.1, 521.182

ИССЛЕДОВАНИЕ СОВМЕСТНОГО ВЛИЯНИЯ СВЕТОВОГО ДАВЛЕНИЯ И ВЕКОВЫХ РЕЗОНАНСОВ, СВЯЗАННЫХ СО СРЕДНИМ ДВИЖЕНИЕМ СОЛНЦА, НА ДИНАМИКУ ОБЪЕКТОВ В ОБЛАСТИ LEO

© 2022 г. Е. В. Блинкова^а, *, Т. В. Бордовицына^а, **^аТомский государственный университет, Томск, Россия

*e-mail: zbizk322@mail.ru

**e-mail: tvbord@sibmail.com

Поступила в редакцию 02.09.2021 г.

После доработки 06.12.2021 г.

Принята к публикации 14.12.2021 г.

Исследованы особенности совместного влияния светового давления и вековых резонансов, связанных со средним движением Солнца, на динамику низколетящих объектов. Построены карты распределения резонансов со средним движением Солнца и карты амплитуды колебаний эксцентриситета. На всех картах отмечены реальные объекты, положение которых взято из каталога NORAD. Исследована динамика некоторых реальных объектов. Показано, что световое давление может выявлять и усиливать влияние вековых резонансов, что, в свою очередь, ведет к увеличению амплитуды колебаний эксцентриситета и хаотизации движения.

Ключевые слова: численное моделирование, объекты области LEO, динамика, вековые резонансы, световое давление

DOI: 10.31857/S0320930X22040028

ВВЕДЕНИЕ

Настоящая работа посвящена исследованию совместного влияния на движение околоземных объектов вековых резонансов со средним движением Солнца и светового давления. В отличие от так называемых вторичных резонансов, которые появляются в областях действия орбитальных резонансов как дополнительная конфигурация резонансного угла с долготой Солнца (Lemaitre, Henrard, 1990; Valk и др., 2009; Belkin, Kuznetsov, 2021), резонансы со средним движением третьего тела являются результатом соизмеримости между вековыми частотами системы и средним движением внешнего тела (Cook, 1962; Breiter, 2001a; 2001b; Alessi и др., 2018). Как показано в работе (Александрова и др., 2021) вековые резонансы со средним движением третьего тела проявляются в низких областях околоземного орбитального пространства: в области LEO (Low Earth Orbit) и непосредственно примыкающей к ней области MEO (Middle Earth Orbit) в диапазоне больших полуосей орбит от 7000 до 10000 км.

В настоящее время эта область околоземного космического пространства очень загружена как функционирующими космическими аппаратами, так и фрагментами космического мусора. Службы космического контроля России и США отсле-

живают в области LEO более 15 тыс. объектов с размерами крупнее 10 см. В связи с этим знание особенностей динамики населяющих ее объектов представляет несомненный интерес.

Сила светового давления является одним из важных факторов, влияющих на динамику околоземных объектов. Совместное влияние светового давления и апсидально-нодальных резонансов рассмотрено в работах (Александрова и др., 2018; 2019). В работе (Alessi и др., 2018) высказано предположение и показано аналитическими методами, что действие вековых резонансов, связанных со средним движением Солнца, усиливает влияние светового давления.

Целями данной работы являются проверка путем численного моделирования гипотезы (Alessi и др., 2018) и исследование влияния светового давления на динамику реальных объектов, взятых из каталога командования воздушно-космической обороны Северной Америки NORAD (North American Aerospace Defense Command). NORAD ведет каталог космических объектов, где каждому спутнику присвоен свой номер. Все объекты каталога представлены на сайте <https://celestrak.com>.

Для реализации поставленных целей, были решены следующие задачи:

– проведен численный эксперимент по моделированию динамики объектов, движущихся в избранной области околоземного орбитального пространства;

– построены карты распределения вековых резонансов, связанных со средним движением Солнца;

– проанализирован рост амплитуды колебаний эксцентриситета в рассматриваемой области;

– нанесены на карты реальные объекты, взятые из каталога NORAD;

– исследованы особенности динамической эволюции орбит, в том числе с использованием быстрой ляпуновской характеристики MEGNO (Cincotta и др., 2003).

МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ

Методика исследования взята из работы (Александрова и др., 2021), там же можно найти ссылки на все используемые при реализации методики программные продукты. Численное моделирование движения всех объектов осуществляется на кластере “СКИФ Cyberia” ТГУ с использованием программного комплекса “Численная модель движения систем ИСЗ”, построенного с использованием высокоточного интегратора Гаусса–Эверхарта (Авдюшев, 2010). В процессе моделирования учитываются возмущения от гармоник геопотенциала до 10 порядка и степени, а также возмущения от Луны, Солнца и светового давления. Совместно с уравнениями движения интегрируются уравнения для вычисления текущего и усредненного параметров MEGNO. Эволюция во времени усредненного параметра MEGNO показывает степень хаотизации движения объекта. Так, например, известно, что для квазипериодических (регулярных) орбит параметр MEGNO осциллирует около 2, для таких орбит усредненное значение MEGNO всегда стремится к 2, а для устойчивых орбит типа гармонического осциллятора усредненное значение MEGNO равно нулю. При значении усредненного параметра MEGNO больше 2 имеет место хаотизация движения, что не позволяет точно прогнозировать эволюцию элементов орбиты.

Исследование структуры вековых резонансов осуществляется по следующей схеме.

1. Изучается эволюция во времени резонансных (критических) аргументов, полученных из аргументов возмущающей функции для однократно и двукратно осредненной ограниченной задачи трех тел

$$\underline{\psi} = (l - 2p' + q')M' + (l - 2p)\omega - (l - 2p')\omega' + \bar{m}(\Omega - \Omega'), \quad (1)$$

$$\underline{\underline{\psi}} = (l - 2p)\omega - (l - 2p')\omega' + \bar{m}(\Omega - \Omega'). \quad (2)$$

2. Оценивается степень близости к нулю полученных по формулам (1) и (2) резонансных соотношений

$$\underline{\psi} \approx 0, \quad \underline{\underline{\psi}} \approx 0.$$

Здесь обозначения элементов орбит общепринятые, l, p, p', \bar{m}, q' – целочисленные индексы, а формулы для вычисления рассматриваемых частот системы имеют вид

$$M' = M'_0 + \bar{n}'(t - t_0), \quad \omega' = \omega'_0 + \dot{\omega}'(t - t_0),$$

$$\Omega' = \Omega'_0 + \dot{\Omega}'(t - t_0),$$

$$\omega = \omega_0 + \dot{\omega}(t - t_0), \quad \Omega = \Omega_0 + \dot{\Omega}(t - t_0).$$

Причем все частоты, обозначенные штрихом, относятся к третьему телу, а без штриха – к спутнику.

Вековые частоты $\dot{\Omega}, \dot{\omega}$ в движении спутника определяются в процессе численного интегрирования уравнений движения с использованием формул Ньютона–Эйлера

$$\begin{aligned} \frac{d\Omega}{dt} &= \frac{r \sin u}{p \sin i} W; & \frac{d\omega}{dt} &= -\frac{\cos v}{e} S + \\ &+ \frac{\sin v}{e} \left(1 + \frac{r}{p}\right) T - \frac{r \sin u}{p \operatorname{tg} i} W, \end{aligned} \quad (3)$$

где S, T, W – возмущающие ускорения, записанные в орбитальной системе координат и связанные с правыми частями уравнений движения известными соотношениями (Дубошин, 1968). Поскольку уравнения (3) имеют особенности при значениях эксцентриситета и наклона орбиты, близких к нулю, в процессе анализа результатов численного эксперимента для вычисления вековых частот $\dot{\Omega}, \dot{\omega}$ используются также известные аналитические формулы. Компоненты вековых частот в движении спутника, определяемые влиянием второй зональной гармоники J_2 , вычисляются по формулам (Аксенов, 1977):

$$\begin{aligned} \dot{\Omega}_{J_2} &= -\frac{3}{2} J_2 \bar{n} \left(\frac{r_0}{a}\right)^2 \cos i (1 - e^2)^{-2}, \\ \dot{\omega}_{J_2} &= \frac{3}{4} J_2 \bar{n} \left(\frac{r_0}{a}\right)^2 \frac{5 \cos^2 i - 1}{(1 - e^2)^2}, \end{aligned} \quad (4)$$

а компоненты, связанные с влиянием внешних тел (Земли (E) и Солнца (S)), – с применением формул (Тимошкова, Холшевников, 1974):

Таблица 1. Типы вековых резонансов со скоростью движения третьего тела второго–пятого порядков

№	Тип резонансного соотношения	№	Тип резонансного соотношения	№	Тип резонансного соотношения
1	$\dot{M}'_{S,L} - \dot{\omega}$	7	$\dot{M}'_{S,L} + \dot{\omega} - (\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L})$	13	$\dot{M}'_{S,L} - 2\dot{\omega} - (\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L})$
2	$\dot{M}'_{S,L} + \dot{\omega}$	8	$\dot{M}'_{S,L} - \dot{\omega} + (\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L})$	14	$\dot{M}'_{S,L} + 2\dot{\omega} + (\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L})$
3	$\dot{M}'_{S,L} - 2\dot{\omega}$	9	$\dot{M}'_{S,L} - \dot{\omega} - (\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L})$	15	$\dot{M}'_{S,L} - 2\dot{\omega} + (\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L})$
4	$\dot{M}'_{S,L} + 2\dot{\omega}$	10	$\dot{M}'_{S,L} + \dot{\omega} + (\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L})$	16	$\dot{M}'_{S,L} + 2\dot{\omega} - (\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L})$
5	$\dot{M}'_{S,L} - (\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L})$	11	$\dot{M}'_{S,L} - 2(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L})$		
6	$\dot{M}'_{S,L} + (\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L})$	12	$\dot{M}'_{S,L} + 2(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L})$		

Таблица 2. Типы вековых апсидально–нодальных резонансов первого–четвертого порядков

№	Тип резонансного соотношения	№	Тип резонансного соотношения	№	Тип резонансного соотношения
1	$(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L}) + \dot{\omega} - \dot{\omega}'_{S,L}$	8	$(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L}) - 2\dot{\omega} - 2\dot{\omega}'_{S,L}$	15	$(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L}) + 2\dot{\omega}'_{S,L}$
2	$(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L}) - \dot{\omega} + \dot{\omega}'_{S,L}$	9	$(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L}) + \dot{\omega}$	16	$(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L}) - 2\dot{\omega}'_{S,L}$
3	$(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L}) + \dot{\omega} + \dot{\omega}'_{S,L}$	10	$(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L}) - \dot{\omega}$	17	$(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L})$
4	$(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L}) - \dot{\omega} - \dot{\omega}'_{S,L}$	11	$(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L}) + 2\dot{\omega}$	18	$\dot{\omega} - \dot{\omega}'_{S,L}$
5	$(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L}) + 2\dot{\omega} - 2\dot{\omega}'_{S,L}$	12	$(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L}) - 2\dot{\omega}$	19	$\dot{\omega} + \dot{\omega}'_{S,L}$
6	$(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L}) - 2\dot{\omega} + 2\dot{\omega}'_{S,L}$	13	$(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L}) + \dot{\omega}'_{S,L}$	20	$\dot{\omega}$
7	$(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L}) + 2\dot{\omega} + 2\dot{\omega}'_{S,L}$	14	$(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L}) - \dot{\omega}'_{S,L}$		

$$\begin{aligned} \dot{\Omega}_{E,S} &= -\frac{3}{16} \frac{\mu_{E,S}}{\bar{n}} \left(\frac{a}{a_{E,S}} \right)^3 \times \\ &\times \frac{2 + 3e^2}{\sqrt{1 - e^2}} (2 - 3 \sin^2 i_{E,S}) \cos i, \\ \dot{\omega}_{E,S} &= \frac{3}{16} \frac{\mu_{E,S}}{\bar{n}} \left(\frac{a}{a_{E,S}} \right)^3 \frac{4 - 5 \sin^2 i + e^2}{\sqrt{1 - e^2}} \times \\ &\times (2 - 3 \sin^2 i_{E,S}). \end{aligned} \tag{5}$$

Вековые частоты возмущающих тел получают-ся численно с использованием фундаментальных эфемерид больших планет, фонд DE 421. Из фонда извлекаются координаты и скорости на 12 моментов времени с шагом 1 мин, затем эта сетка координат и скоростей преобразуется в сетки из элементов орбиты $q = \{\dot{\Omega}', \dot{\omega}'\}$ по формулам задачи

двух тел. После чего, величины $\dot{\Omega}', \dot{\omega}'$ находятся с использованием производной от интерполяционного полинома Лагранжа 12-го порядка:

$$\frac{dq}{dt} = \sum_{i=1}^n q_i \prod_{\substack{j=1, \\ j \neq i}}^n \frac{1}{t_i - t_j} \sum_{j=1}^n \prod_{\substack{k=1, \\ k \neq i, k \neq j}}^n (t - t_k). \tag{6}$$

Варьирование коэффициентов в формулах (1) и (2) позволяет получить все виды резонансных соотношений, возникающих в динамике спутника. Рассматриваемые нами в этой работе вековые резонансы, связанные со средним движением третьего тела, даны в табл. 1, а апсидально–нодальные вековые резонансы, связанные с движением линий апсид и узлов спутника и третьего тела, приведены в табл. 2.

Геометрический резонанс типа Лидова (1961)–Козаи (1962) $\dot{\omega} \approx 0$, является частным случаем апсидально-нодальных резонансов и представляет собой вековой резонанс первого порядка.

Наличие или отсутствие векового резонанса оценивается (Мюррей, Дермотт, 2010) по поведению критических аргументов (1) и (2):

- если происходят либрационные изменения во времени, то резонанс является устойчивым;
- если либрация сменяется циркуляцией или наоборот, то имеет место неустойчивый резонанс;
- если критический аргумент циркулирует, то резонанс отсутствует.

По указанной выше схеме была исследована резонансная структура выбранной области околоземного орбитального пространства. После получения резонансной структуры области пространства была исследована динамика реальных объектов, взятых из каталога NORAD. В каталоге координаты всех наблюдаемых объектов представлены в виде двухстрочных TLE-элементов (Two-line element set). Строки представляют собой стандартный формат двухстрочного набора орбитальных элементов, идентичный тому, который используется NORAD и NASA. Для перевода их в прямоугольные координаты и скорости была использована модель SGP4 (Lane, Hoots, 1979). Данная модель была разработана Ken Cranford в 1970 г. для околоземных объектов, период которых составляет менее 225 мин.

ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Область исследования была выбрана аналогично (Alessi и др., 2018): от 6500 до 9500 км по большой полуоси и от 0° до 90° по наклонению. Анализ резонансной структуры проводился на интервале времени 3 года. Поскольку все объекты рассматриваемой области являются низколетящими (один оборот совершается за 87–154 мин), на интервале времени 3 года каждый объект совершается более 10 тысяч оборотов. Как показывает наш опыт, этого достаточно для выявления вековых резонансов. Модельные объекты были распределены равномерно по исследуемой области с шагом 5 км по большой полуоси и 5° по наклонению. Для объектов, распределенных по области 6500 до 7000 км большой полуоси, не было учтено влияние атмосферы, поскольку оно сильно сокращает время жизни спутника на орбите, что не позволяет провести интересующий нас анализ. Следуя (Alessi и др., 2018), выберем в качестве коэффициента парусности величину $1 \text{ м}^2/\text{кг}$.

Используя каталог NORAD, мы выявили 3872 объекта, которые наблюдаются в данной области. Это космические аппараты разного назначения, а также объекты космического мусора. В дальней-

шем на всех картах вековых резонансов, полученных по результатам численного эксперимента, будут представлены положения реальных объектов. Наибольшая концентрация объектов наблюдается в диапазоне больших полуосей от 6500 до 7500 км.

Первоначально была исследована структура вековых резонансов, связанных со средним движением Солнца и выполнено сравнение с картой, полученной (Alessi и др., 2018). Для наглядности, резонансы разделены на два графика, рис. 1а – резонансы, рассмотренные в указанной выше статье, рис. 1б – все остальные резонансы из табл. 2.

Сравнивая рис. 1а с картой, представленной в (Alessi и др., 2018), можно сделать вывод, что расположение и размер полос резонансов практически совпадают. На графике в (Alessi и др., 2018) показано, что самую широкую полосу действия

имеет резонанс $\dot{M}'_S - \dot{\omega} - (\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_S)$. Это же имеет место и на рис. 1а. Кроме того, в отличие от работы указанных авторов, в данной работе рассмотрены неустойчивые резонансы и резонансы более высоких порядков.

Все резонансы на картах выявлены с учетом действия светового давления. Для того чтобы увидеть его влияние, были построены аналогичные карты распределения вековых резонансов без учета действия светового давления (рис. 2).

Сравнивая рис. 1 и рис. 2, можно сказать, что распределения вековых резонансов, связанных со средним движением Солнца, не зависят от влияния светового давления, однако области действия ряда резонансов становятся меньше, но в целом картина на рис. 2 похожа на рис. 1.

Проверка усиления влияния светового давления при действии вековых резонансов со средним движением Солнца, как и в работе (Alessi и др., 2018), осуществлялась нами по нахождению взаимосвязи между действующими резонансами и амплитудой колебаний эксцентриситета.

На рис. 3 представлена карта амплитуды колебаний эксцентриситета на интервале 3 года. Чем темнее участок, тем выше амплитуда. Голубыми линиями обозначены места действия резонансов со средним движением Солнца. Светлыми точками отмечены реальные объекты, орбитальная эволюция которых будет рассмотрена дальше.

Сравнивая данные, приведенные на рис. 1 и 3, можно заметить, что в случае учета влияния светового давления области роста амплитуды колебаний эксцентриситета совпадают с областями расположения вековых резонансов со средним движением Солнца. Картина роста амплитуды колебаний эксцентриситета практически повторяет картину расположения резонансов со средним движением Солнца (голубые линии на рис. 3). При отсутствии влияния светового давления на-

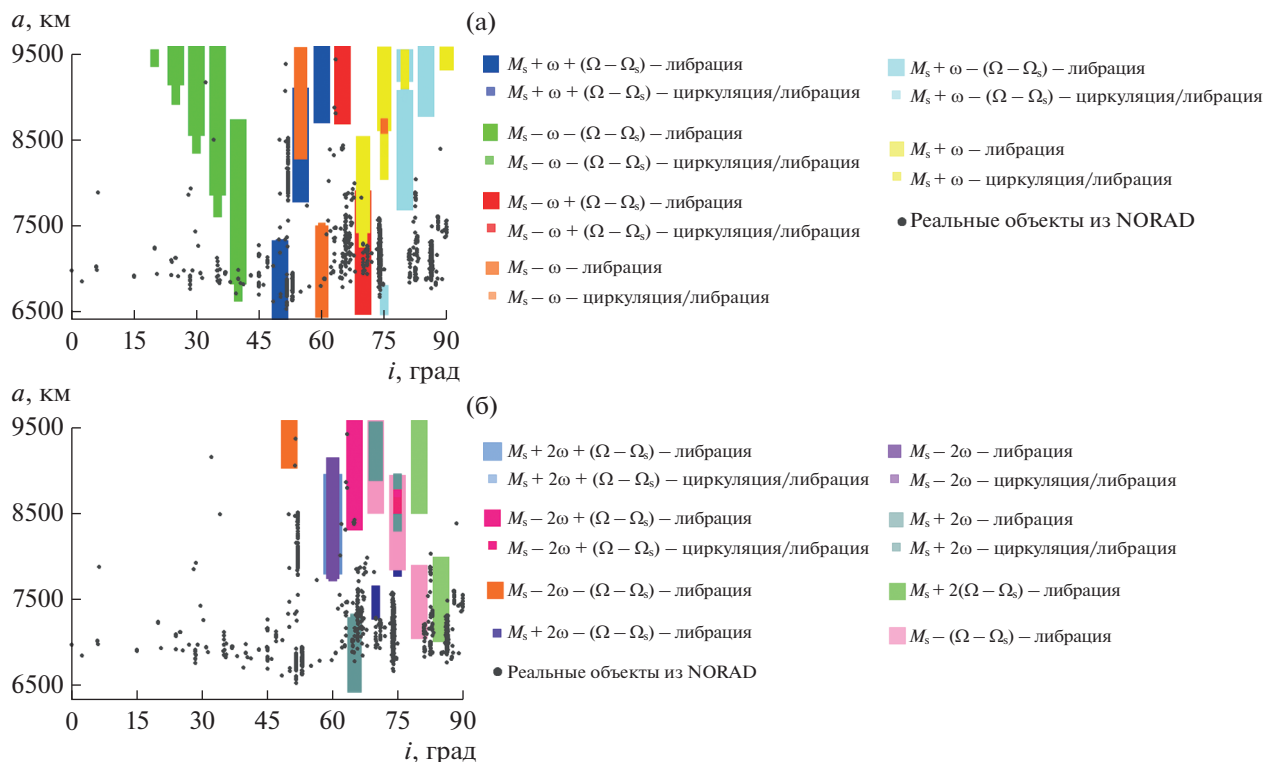


Рис. 1. Карты распределения вековых резонансов, связанных со средним движением Солнца: (а) резонансы, которые рассмотрены в статье (Alessi и др., 2018); (б) все остальные резонансы из табл. 2.

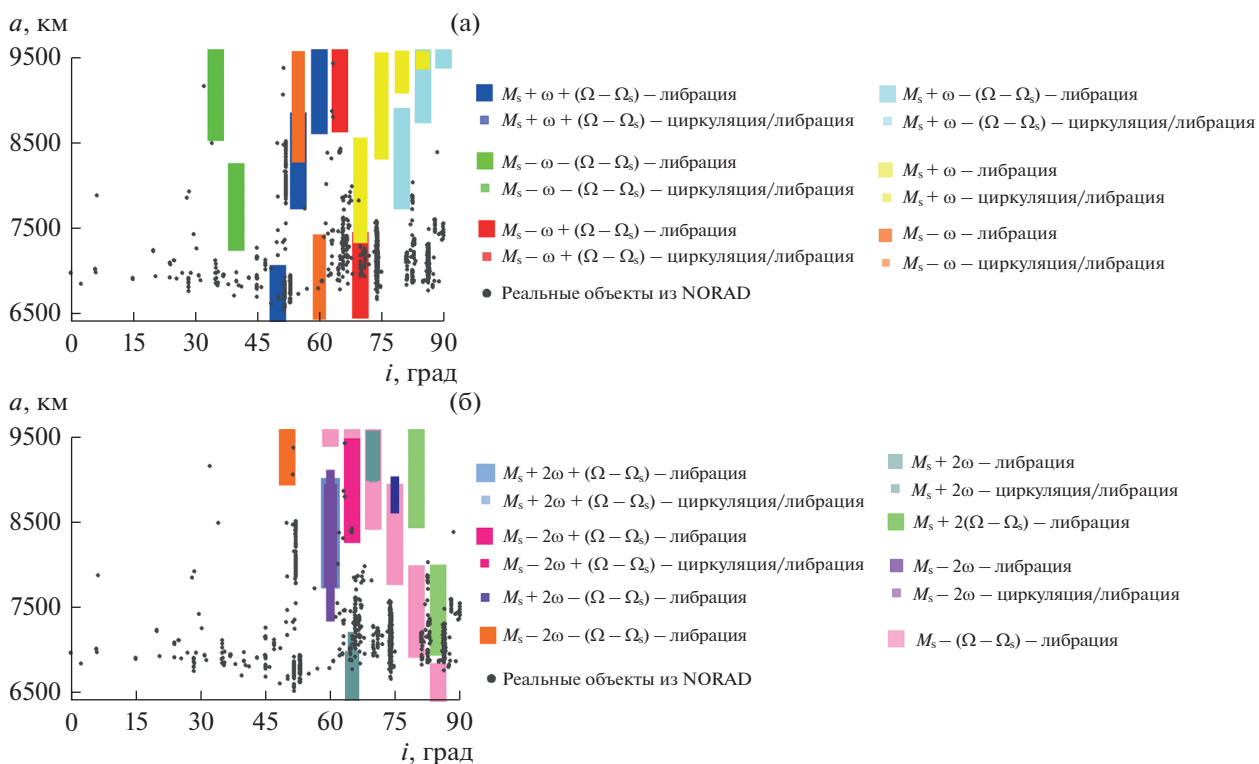


Рис. 2. Карты распределения вековых резонансов, связанных со средним движением Солнца без действия светового давления: (а) резонансы, которые рассмотрены в статье (Alessi и др., 2018); (б) все остальные резонансы из табл. 2.

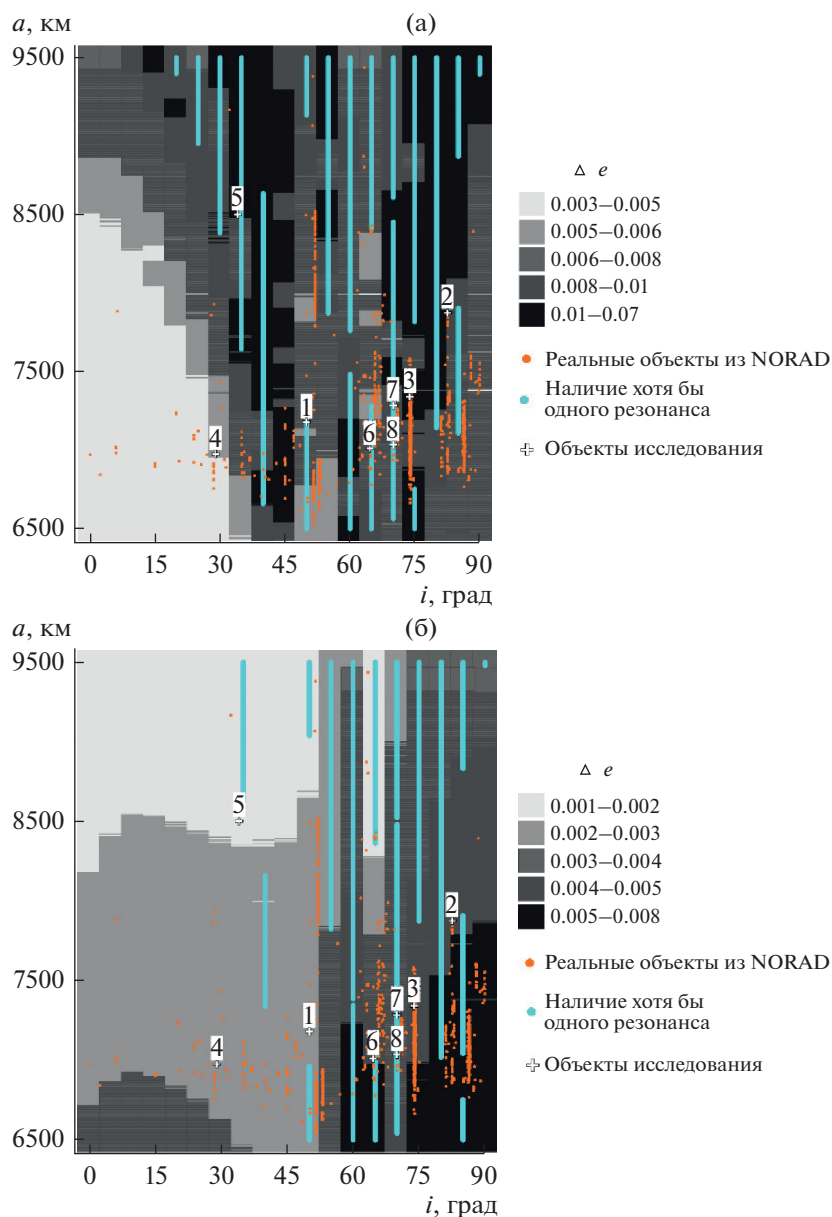


Рис. 3. Размер амплитуды колебаний эксцентриситета на временном интервале 3 года: (а) с учетом светового давления; (б) без учета светового давления.

блюдается совершенно другая картина распределения амплитуд колебаний эксцентриситета, причем расположение резонансов практически не изменилось.

В работе (Alessi и др., 2018) амплитуда эксцентриситета была изучена на интервале времени 120 лет и показан ее рост на десятые доли в местах действия резонансов. В нашем случае интервал времени был выбран 3 года, так как низколетящие спутники уже за это время совершают большое количество оборотов, что позволяет отследить вековые изменения во времени. Амплитуда эксцентриситета растет

лишь на сотые доли, но зависимость роста амплитуды от совместного влияния светового давления и вековых резонансов прослеживается.

АНАЛИЗ ДИНАМИКИ ИЗБРАННЫХ РЕАЛЬНЫХ ОБЪЕКТОВ

На следующем этапе влияние совместного действия светового давления и вековых резонансов, связанных со средним движением Солнца, было изучено на реальных объектах. Для этого было выбрано восемь объектов из разных обла-

Таблица 3. Начальные данные рассматриваемых объектов

№	Название объекта	№ NORAD	T , мин	i , угл. град	a , км
1	YUNHAI-2 1	43909	100.86	50.01	7177.5
2	COSMOS 2437	32954	115.88	82.50	7873.5
3	COSMOS 2251 DEB	35824	104.29	73.85	7339.3
4	GECAM-B	47235	96.59	29.00	6973.5
5	DEBRIS	81821	129.98	34.07	8499.8
6	LATINSAT A	27612	97.33	64.56	7009.0
7	OPS 5712 (P/L 153)	2874	103.12	69.97	7284.3
8	ORBCOMM FM01	23545	97.84	69.97	7033.5

стей, которые отмечены цифрами на рис. 3, и проведен анализ их динамики на интервале времени 20 лет.

Не все объекты на рис. 3, которые попадают на голубые линии, находятся в зоне действия резонансов со средним движением Солнца. Так как карта распределения вековых резонансов со средним движением Солнца построена для модельных объектов, орбиты реальных объектов могут несколько отличаться от них по наклонению и эксцентриситету. Ниже представлен анализ орбитальной динамики восьми объектов, выбранных нами для детального рассмотрения. Положения всех восьми объектов представлены в табл. 3.

Первый рассматриваемый объект YUNHAI-2 1 (43909), динамика которого представлена на рис. 4, подвержен влиянию неустойчивых резонансов при воздействии светового давления, а именно: два резонанса со средним движением Солнца (рис. 5а, 5б), один резонанс со средним движением Луны (рис. 5в) и по три апсидально-нодальных резонанса с прецессией орбиты Солнца (рис. 5г) и Луны (рис. 5д–5ж).

При отсутствии влияния светового давления, на объект YUNHAI-2 1 (43909) в его динамике проявляются только устойчивые резонансы: два апсидально-нодальных резонанса с прецессией орбиты Луны (рис. 6а, 6б), два апсидально-нодальных резонанса с прецессией орбиты Солнца и резонанс Лидова–Козаи (рис. 6в).

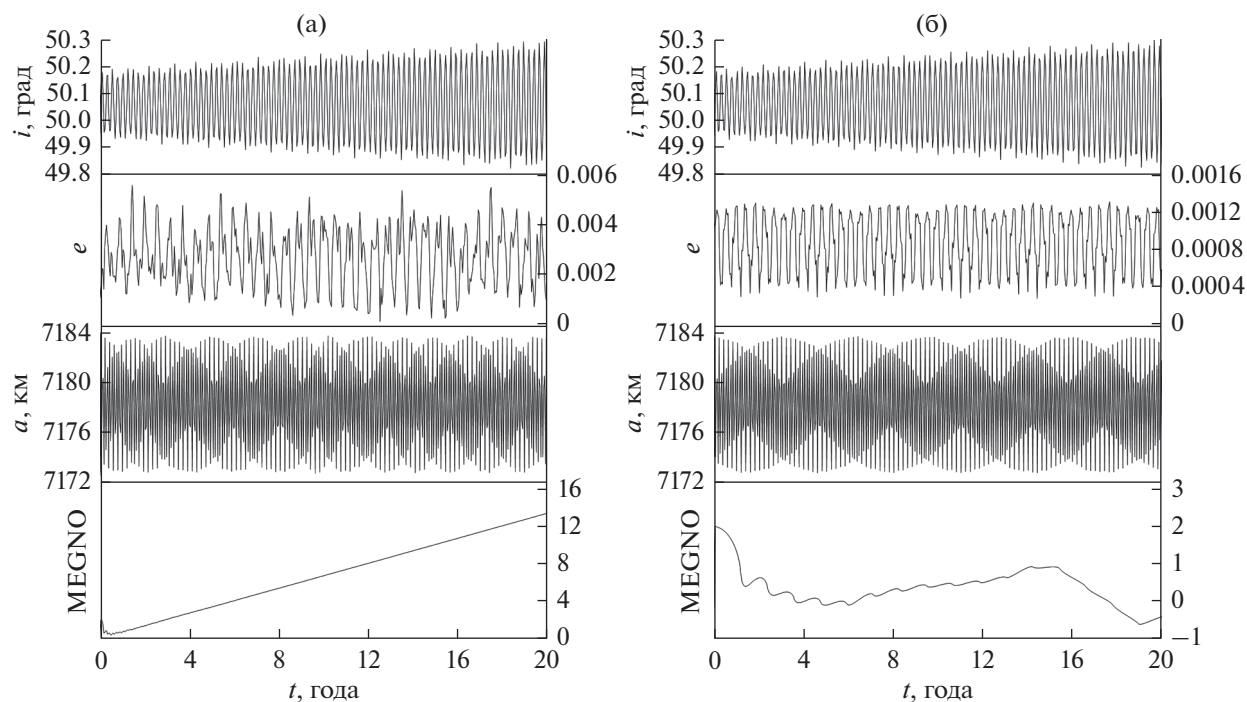


Рис. 4. Эволюция элементов орбиты объекта YUNHAI-2 1 (43909): (а) с учетом светового давления; (б) без учета светового давления.

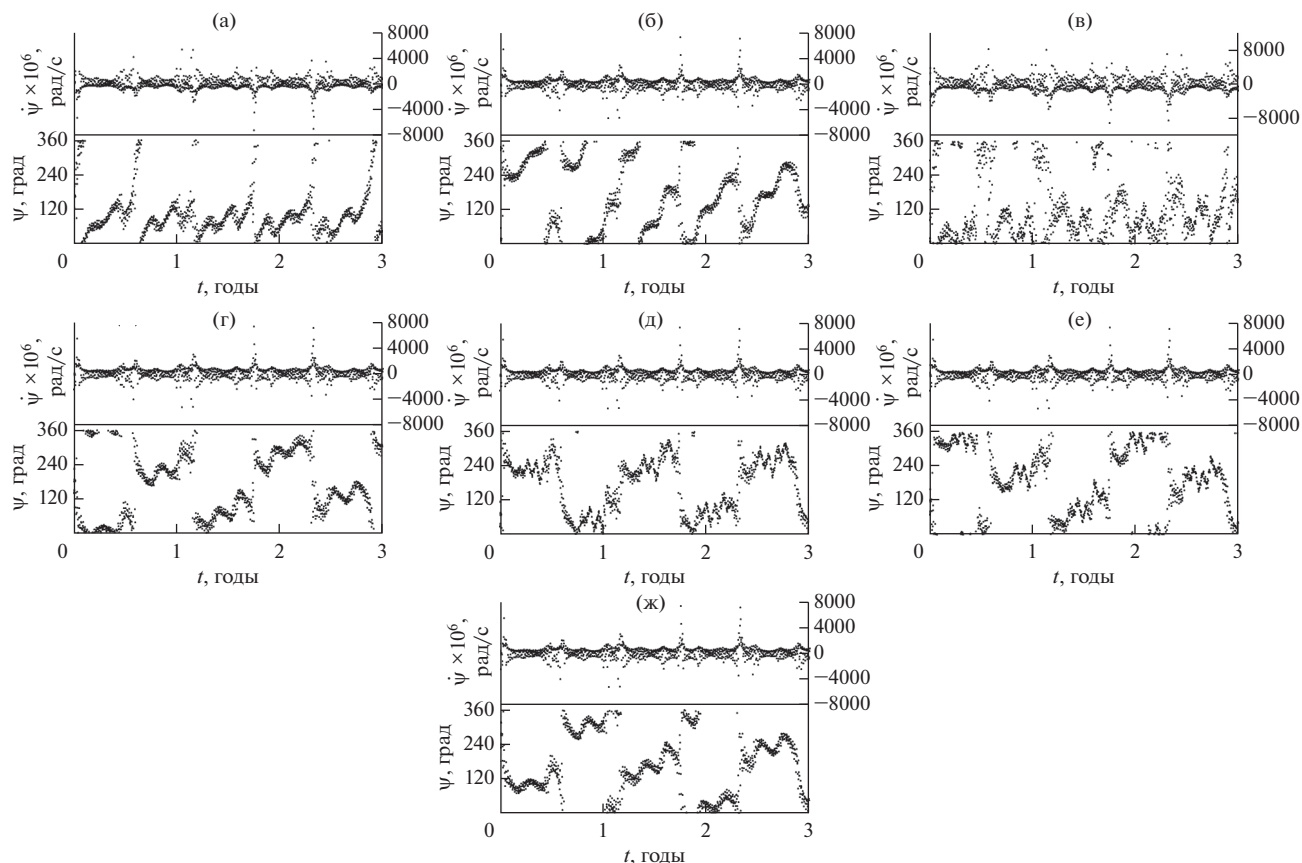


Рис. 5. Резонансные соотношения и критические аргументы резонансов, действующих на объект YUNHAI-2 1 (43909) совместно со световым давлением: (а) резонанс со средним движением Солнца $\dot{M}'_S - \dot{\omega} - (\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_S)$, (б) резонанс со средним движением Солнца $\dot{M}'_S + \dot{\omega} + (\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_S)$, (в) резонанс со средним движением Луны $\dot{M}'_L - 2\dot{\omega} + (\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_L)$, (г) апсидально-нодальные резонансы, связанные с прецессией орбиты Солнца $(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_S) + \dot{\omega} - \dot{\omega}'_S$, $(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_S) + \dot{\omega} + \dot{\omega}'_S$, $(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_S) + \dot{\omega}$; апсидально-нодальные резонансы, связанные с прецессией орбиты Луны (д) $(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_L) + \dot{\omega} - \dot{\omega}'_L$, (е) $(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_L) + \dot{\omega} + \dot{\omega}'_L$, (ж) $(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_L) + \dot{\omega}$.

Сравнивая графики орбитальной эволюции объекта с учетом (рис. 4а) и без учета светового давления (рис. 4б), можно заметить, что они отличаются поведением эксцентриситета и параметра MEGNO. На рис. 4а параметр MEGNO быстро растет и становится больше 2, а амплитуда эксцентриситета вырастает практически в шесть раз, по сравнению с объектом без светового давления (рис. 4б). Это можно объяснить совместным действием большого количества неустойчивых резонансов и светового давления.

Объект без светового давления (рис. 4б) находится под влиянием устойчивых резонансов, в том числе и резонанса Лидова–Козаи, но влияние резонанса Лидова–Козаи в этом случае не успевает проявляться. Параметр MEGNO остается меньше 2, что говорит о регулярности движения.

Следующий объект COSMOS 2437 (32954) (рис. 7) также подвержен действию множества неустойчивых резонансов. Отличает этот объект от предыдущего то, что при отсутствии светового давления некоторые неустойчивые резонансы сохраняют свое действие.

На рис. 7 представлена динамика объекта COSMOS 2437 (32954) под действием светового давления и без него. Рис. 7а и 7б значительно отличаются только поведением параметра MEGNO.

На объект со световым давлением действует множество неустойчивых резонансов как со средним движением Солнца и Луны, так и апсидально-нодальные резонансы, связанные с прецессией орбиты третьего тела (рис. 8). Совместное влияние множества неустойчивых резонансов и светового давления ведет к хаотизации движения,

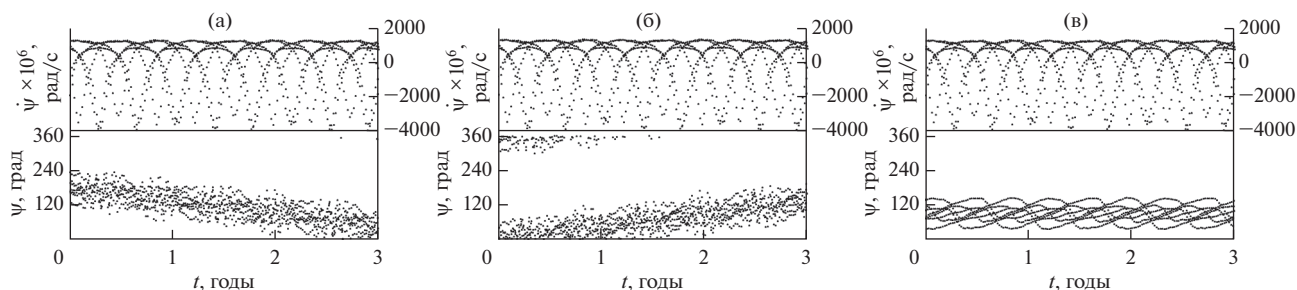


Рис. 6. Резонансные соотношения и критические аргументы резонансов, действующих на объект YUNHAI-2 1 (43909) без учета светового давления: резонанс со средним движением Луны (а) $\dot{\omega} - \dot{\omega}'_L$, (б) $\dot{\omega} + \dot{\omega}'_L$; (в) апсидально-нодальные резонансы с прецессией орбиты Солнца $\dot{\omega} - \dot{\omega}'_S$, $\dot{\omega} + \dot{\omega}'_S$ и резонанс Лидова–Козаи $\dot{\omega}$.

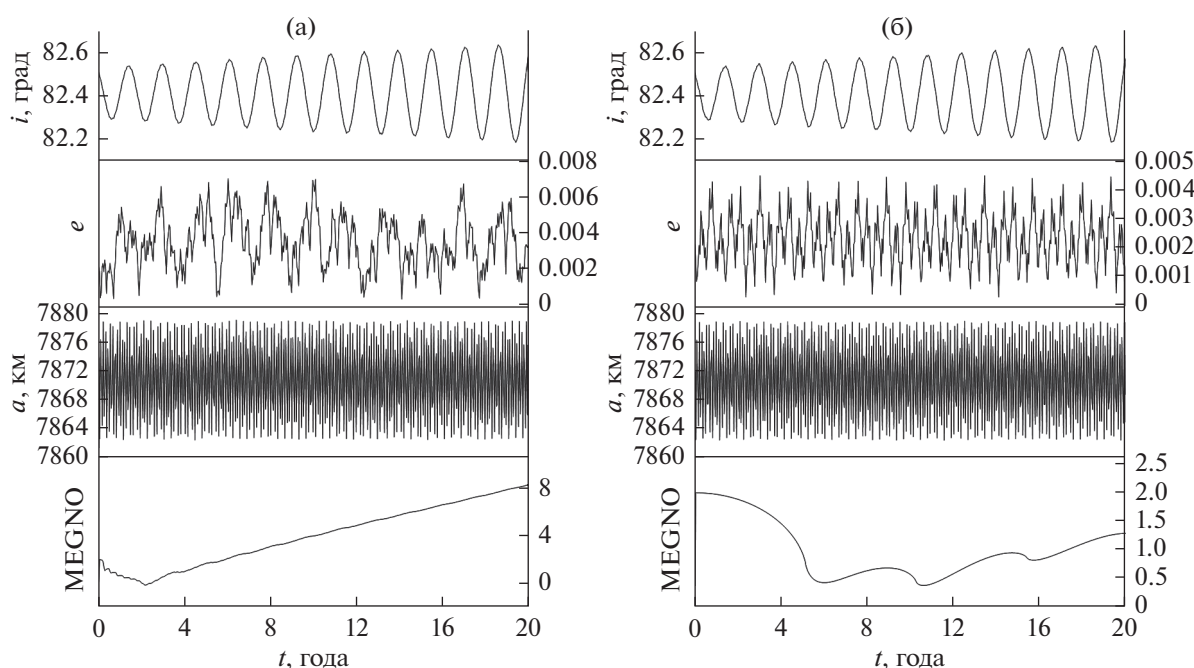


Рис. 7. Эволюция элементов орбиты объекта COSMOS 2437 (32954): (а) с учетом светового давления; (б) без учета светового давления.

что и определяет параметр MEGNO, который становится больше 2 (рис. 7а).

При отсутствии влияния светового давления на объект COSMOS 2437 (32954) в динамике объекта проявляются только два неустойчивых резонанса со средним движением Солнца (рис. 9). Параметр MEGNO остается меньше 2 (рис. 7б) и даже действие двух неустойчивых резонансов не приводит к хаотизации движения.

Поведение колебаний амплитуды эксцентриситета без влияния светового давления (рис. 7б) практически аналогично поведению с его учетом (рис. 7а). В этих двух случаях сохраняют свое действие и неустойчивые резонансы со средним движением Солнца.

Если сравнить два рассмотренных объекта YUNHAI-2 1 (43909) (рис. 4) и COSMOS 2437 (32954) (рис. 7), можно отметить, что объекты подвержены влиянию множества не устойчивых резонансов при действии светового давления. В случаях, когда световое давление не действует, в динамике объекта YUNHAI-2 1 не проявляется действие и резонансов со средним движением Солнца, а амплитуда колебаний эксцентриситета становится меньше почти в шесть раз. Объект COSMOS 2437, напротив, остается под влиянием резонансов со средним движением Солнца, и его амплитуда колебаний эксцентриситета почти не изменяется при отсутствии светового давления.

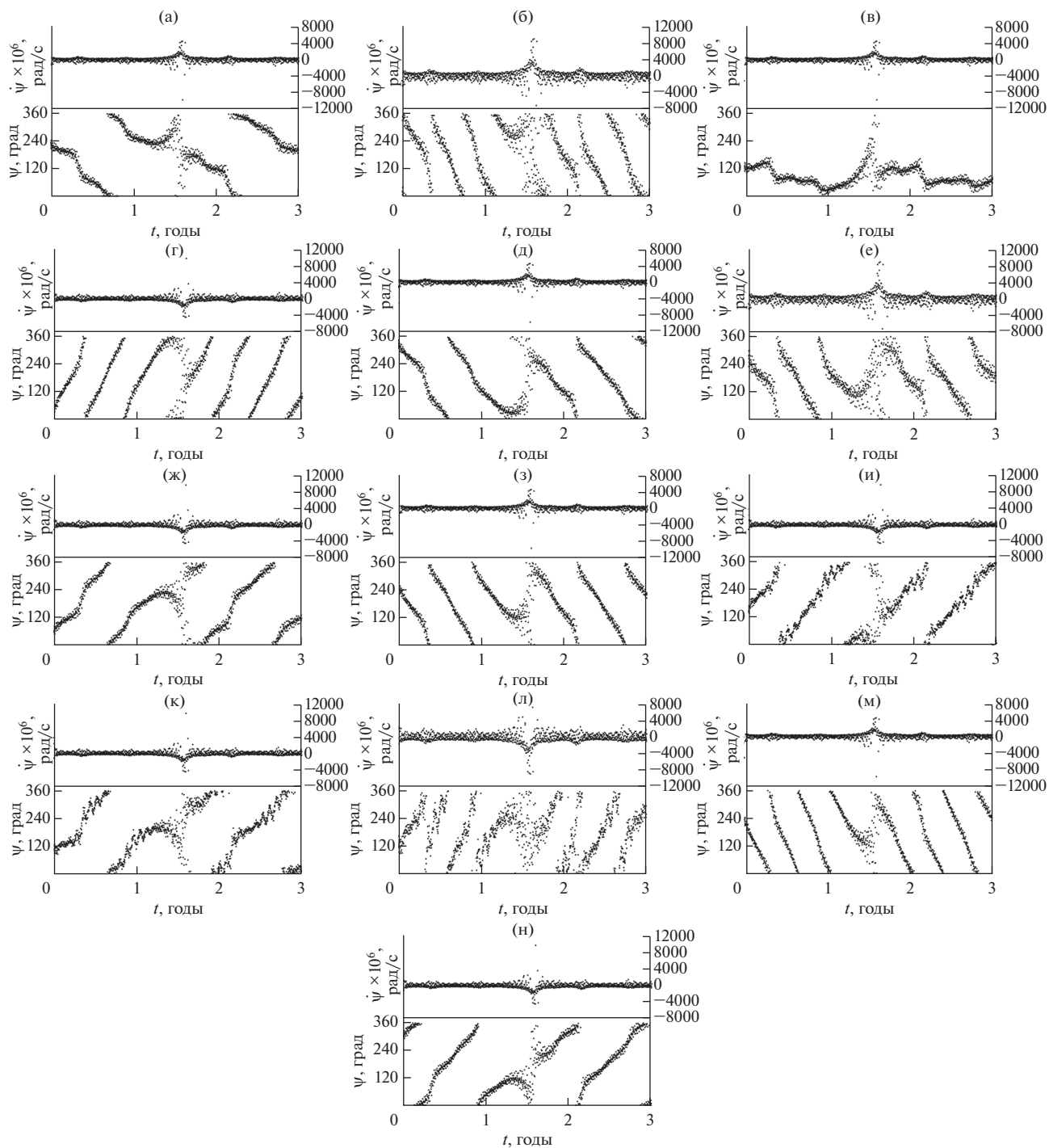


Рис. 8. Резонансные соотношения и критические аргументы резонансов, действующих на объект COSMOS 2437 (32954) совместно со световым давлением. Резонансы со средним движением Солнца: (а) $\dot{M}'_S + \dot{\omega}$, (б) $\dot{M}'_S + 2\dot{\omega}$, (в) $\dot{M}'_S + \dot{\omega} - (\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_S)$, (г) $\dot{M}'_S - \dot{\omega} + (\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_S)$, (д) $\dot{M}'_S + \dot{\omega} + (\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_S)$, (е) $\dot{M}'_S + 2\dot{\omega} - (\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_S)$; апсидально-нодальные резонансы, связанные с прецессией орбиты Солнца: (ж) $(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_S) - \dot{\omega} + \dot{\omega}'_S$, $(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_S) - \dot{\omega} - \dot{\omega}'_S$, $(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_S) - \dot{\omega}$, (з) $\dot{\omega} - \dot{\omega}'_S$, $\dot{\omega} + \dot{\omega}'_S$ и резонанс Лидова–Козаи $\dot{\omega}$; апсидально-нодальные резонансы, связанные с прецессией орбиты Луны: (и) $(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_L) - \dot{\omega} + \dot{\omega}'_L$, (к) $(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_L) - \dot{\omega} - \dot{\omega}'_L$, (л) $(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_L) - 2\dot{\omega} - 2\dot{\omega}'_L$, (м) $(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_L) + \dot{\omega}$, (н) $(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_L) - \dot{\omega}$

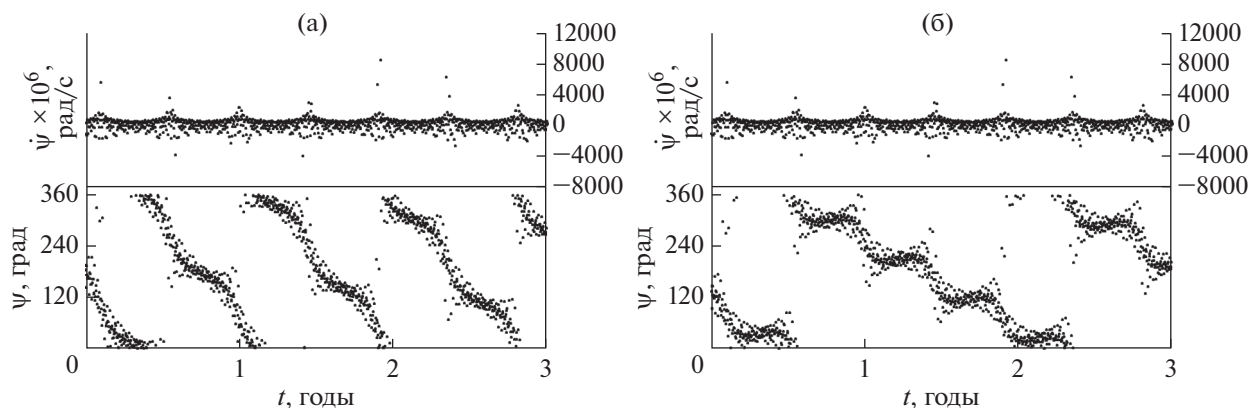


Рис. 9. Резонансные соотношения и критические аргументы резонансов, действующих на объект COSMOS 2437 (32954) без учета светового давления: резонансы со средним движением Солнца: (а) $\dot{M}'_S + \dot{\omega}$; (б) $\dot{M}'_S + \dot{\omega} - (\dot{\Omega} - \dot{\Omega}')$.

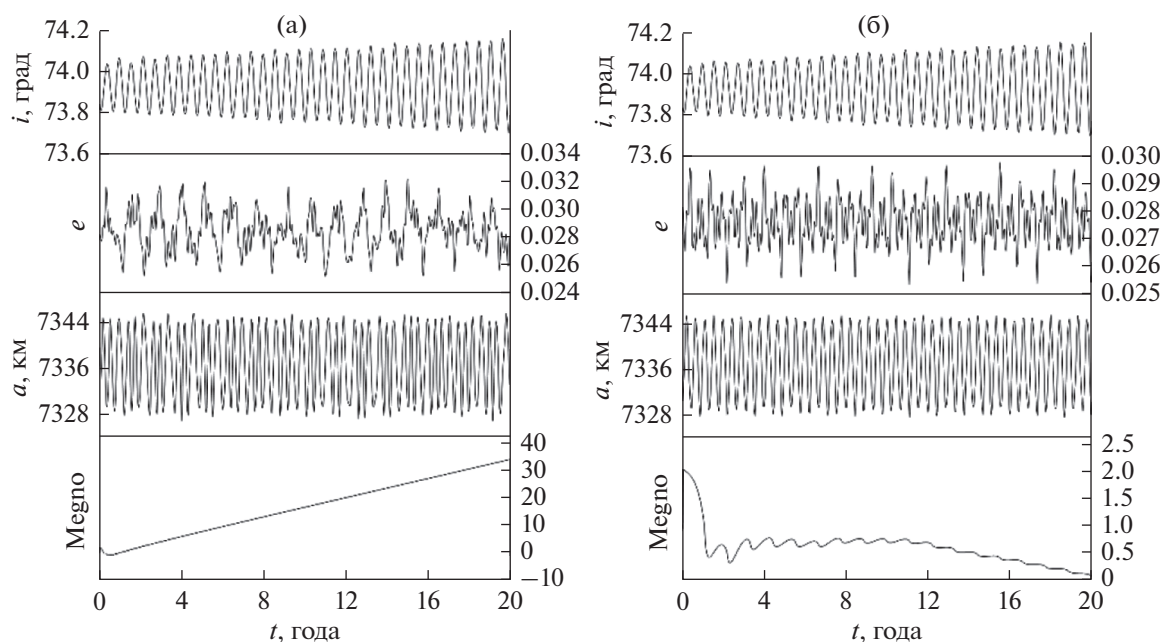


Рис. 10. Эволюция элементов орбиты объекта COSMOS 2251 DEB(35824): (а) с учетом светового давления; (б) без учета светового давления.

Рассмотрим несколько случаев, где на объект не действуют резонансы со средним движением Солнца. Сравнение эволюции элементов орбиты объекта COSMOS 2251 DEB (35824) для случаев действия светового давления и без него (рис. 10) показывает, что отличается только динамика параметра MEGNO. При учете светового давления параметр MEGNO растет быстро и становится больше 2.

На объект действуют три апсидально-нодальных резонанса с Луной и три апсидально-нодальных резонанса с Солнцем (рис. 11). Эти резонансы

аналогичны как для динамики в условиях действия светового давления, так и без него.

Объект находится в одинаковых условиях действия резонансов для обоих случаев. Быстрый рост MEGNO на рис. 10а обусловлен совместным действием светового давления и апсидально-нодальных резонансов. На остальные параметры движения объекта COSMOS 2251 DEB (35824) эти возмущения заметного влияния не оказывают.

Объект GECAM-B (47235) (рис. 12), как и предыдущий, не находится под действием резо-

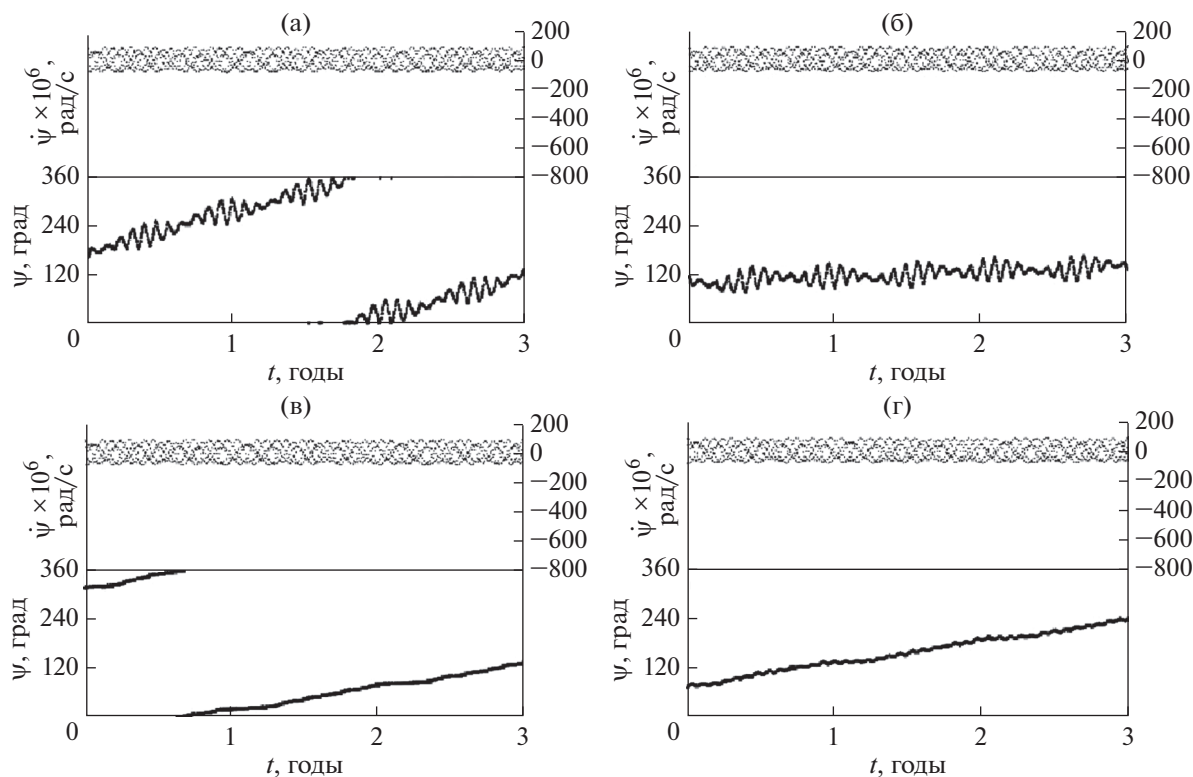


Рис. 11. Резонансные соотношения и критические аргументы резонансов, действующих на объект COSMOS 2251 DEB (35824): апсидально-нодальные резонансы, связанные с прецессией Луны: (а) $(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_L) - \dot{\omega} + \dot{\omega}'_L$, (б) $(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_L) - \dot{\omega} - \dot{\omega}'_L$, (в) $(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_L) - \dot{\omega}$; апсидально-нодальные резонансы, связанные с прецессией Солнца: (г) $(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_S) - \dot{\omega} + \dot{\omega}'_S$, $(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_S) - \dot{\omega} - \dot{\omega}'_S$, $(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_S) - \dot{\omega}$.

нансов со средним движением Солнца. Объект имеет большую полуось, равную 6973.5 км, а это говорит о том, что он может попадать под влияние атмосферы Земли. Поэтому при моделировании движения объекта, кроме возмущений от Солнца, Луны и гeопотенциала, было учтено возмущение от атмосферы Земли.

В результате влияния атмосферы объект GECAM-B падает на Землю в течение двух месяцев, совершив около 640 оборотов. За этот короткий период остальные возмущения не успевают проявить свое влияние, поэтому эволюция элементов орбиты со световым давлением (рис. 12а) и без светового давления (рис. 12б) практически не отличаются друг от друга.

На объект GECAM-B (47235) действует только один резонанс со средним движением Луны (рис. 13). Воздействие данного резонанса идентично для обоих рассмотренных случаев (со световым давлением и без него).

Следующий объект № 5 из табл. 3 не имеет собственного названия и является объектом кос-

мического мусора, поэтому его будем идентифицировать только по его номеру в каталоге NORAD-81821.

Поведение эксцентриситета и большой полуоси объекта 81821 без светового давления (рис. 14б) несколько отличается от поведения с его учетом (рис. 14а). На обоих рисунках эксцентриситет и большая полуось имеют долгопериодические колебания, но без учета влияния светового давления структура этих колебаний значительно сложнее, хотя максимальные значения амплитуд совпадают. Кроме того, для случая, где учитывается световое давление, отмечается быстрый рост параметра MEGNO.

На объект 81821 действует один резонанс со средним движением Луны. На рис. 15 представлено поведение критического аргумента и резонансного соотношения для случаев с учетом светового давления (рис. 15а) и без него (рис. 15б). Их поведение похоже, но не идентично друг другу, поэтому графики представлены отдельно для каждого случая.

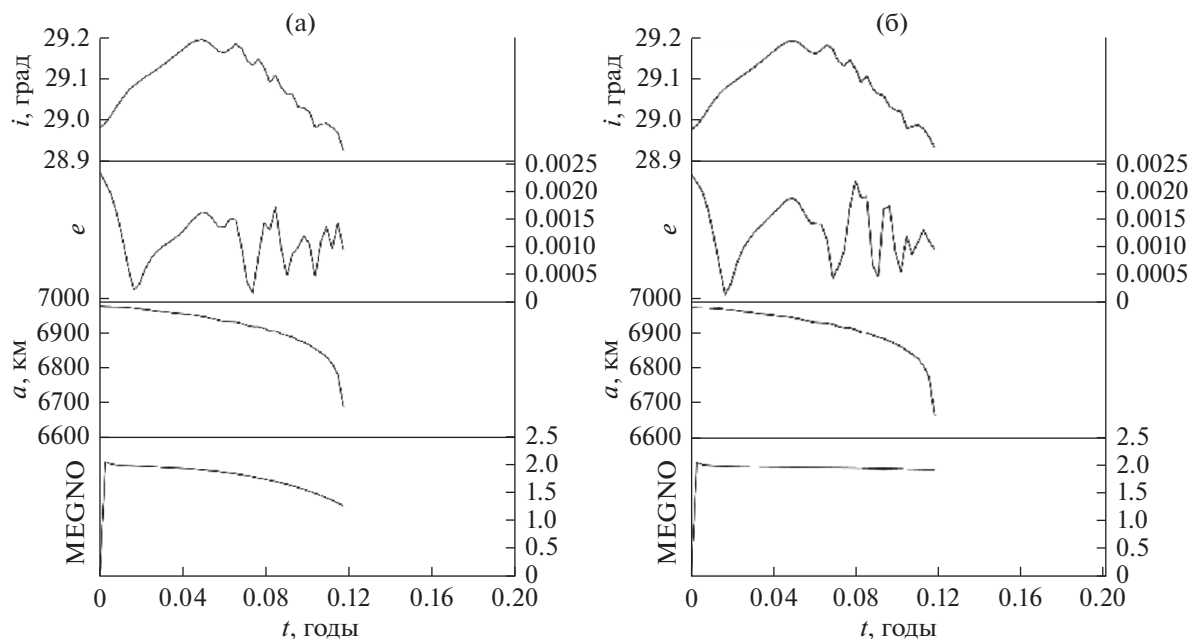


Рис. 12. Эволюция элементов орбиты объекта GECAM-B (47235): (а) с учетом светового давления; (б) без учета светового давления.

Здесь, как и для некоторых других описанных выше объектов, наличие светового давления отражается только на параметре MEGNO, а амплитуда колебаний эксцентриситета особых изменений не претерпевает.

Динамика следующего объекта LATINSAT A (27612) (рис. 16) сравнима с динамикой объекта COSMOS 2251 DEB (35824) (рис. 10). Эволюция элементов орбиты для случаев действия светового давления и без него отличается только параметром MEGNO. При учете светового давления MEGNO растет и становится больше 2, но, в отличие от COSMOS 2251 DEB (35824), примерно через 13 лет MEGNO начинает уменьшаться и стремиться к 0.

Как и для объекта COSMOS 2251 DEB (35824), на LATINSAT A (27612) действуют только апсидально-нодальные резонансы (рис. 17): два резонанса, связанные с прецессией орбиты Луны и три с прецессией орбиты Солнца. В обоих случаях (при учете светового давления и без него) действует одинаковый набор резонансов, поведение которых мало отличается между собой.

Следующий рассматриваемый объект OPS 5712 (P/L 153) (2874) подвержен действию двух устойчивых резонансов, связанных со средним движением Солнца (рис. 18а и 18б). Сравнивая графики орбитальной эволюции объекта с учетом (рис. 18а) и без учета светового давления (рис. 18б), можно заметить, что они отличаются поведением экс-

центриситета и параметра MEGNO. При действии светового давления амплитуда колебаний эксцентриситета увеличивается почти в три раза по сравнению с амплитудой колебаний эксцентриситета объекта без учета светового давления. Движение объекта при действии светового давления является хаотическим. Параметр MEGNO растет и становится больше 2.

Кроме того, при наличии влияния светового давления на объект выявляется действие двух апсидально-нодальных резонансов, связанных с

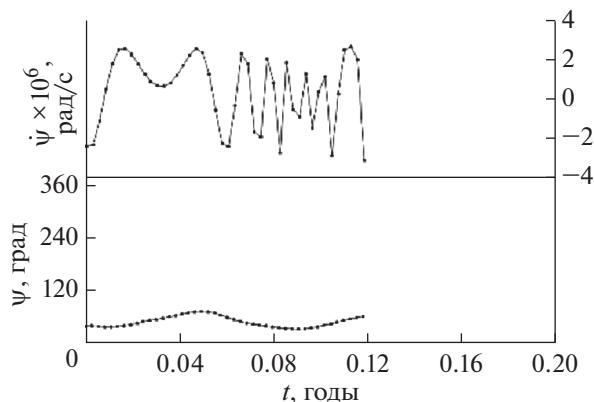


Рис. 13. Критический аргумент и резонансное соотношение объекта GECAM-B (47235) для резонанса со средним движением Луны $\bar{n}'_L + 2(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}')$.

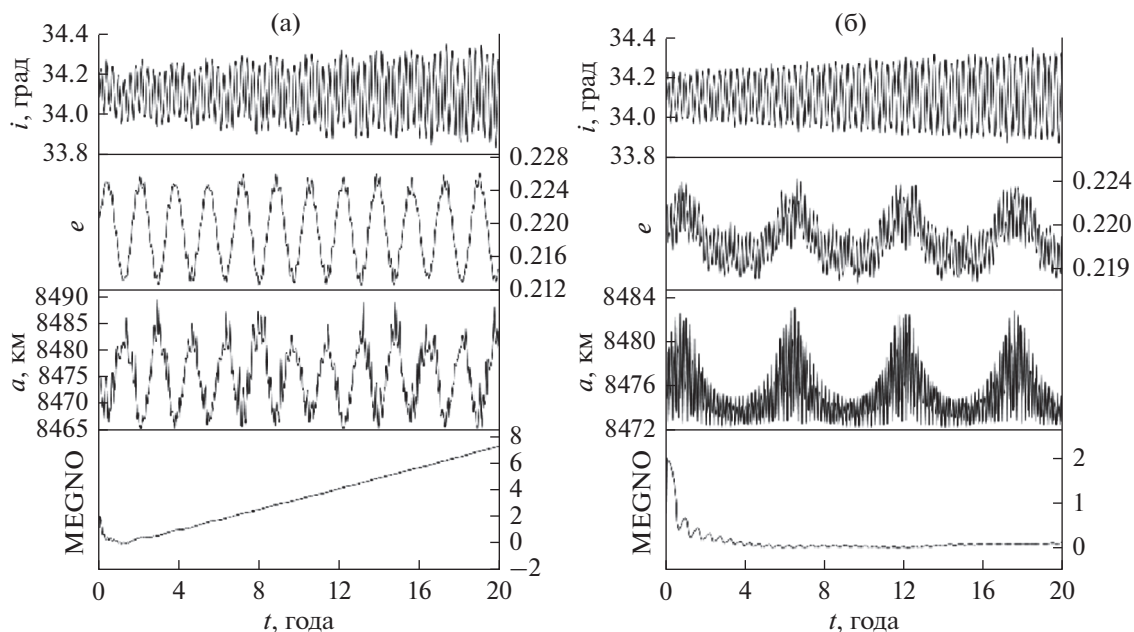


Рис. 14. Эволюция элементов орбиты объекта 81821: (а) с учетом светового давления; (б) без учета светового давления.

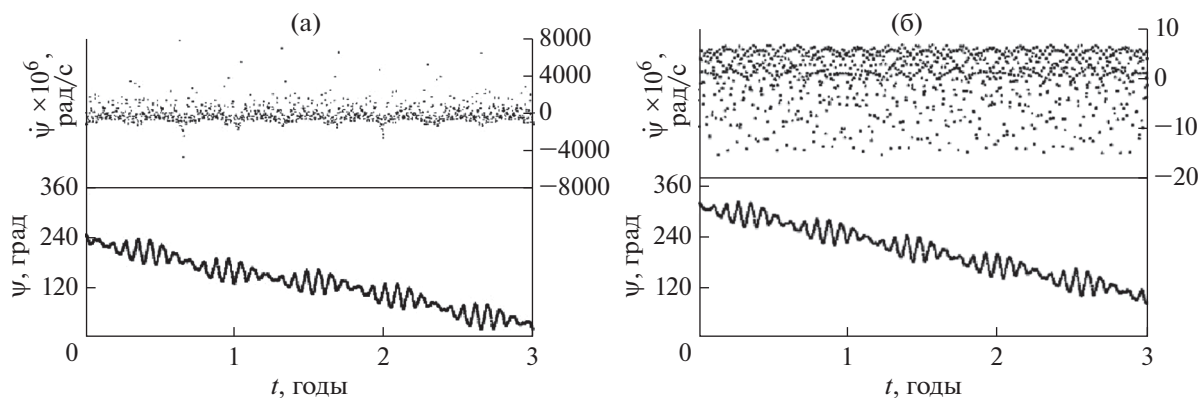


Рис. 15. Резонансное соотношение и критический аргумент объекта 81821 для резонанса со средним движением Луны $\bar{n}'_L - 2\dot{\omega} + (\dot{\Omega} - \dot{\Omega}')$: (а) с учетом светового давления, (б) без учета светового давления.

прецессией орбиты Луны (рис. 19д и 19е), и одного с прецессией орбиты Солнца (рис. 19ж). При отсутствии влияния светового давления апсидально-нодальные резонансы не выявляются, а резонансы, связанные со средним движением Солнца, переходят из устойчивого состояния в неустойчивое (рис. 19в и 19г).

Объект ORBCOMM FM01 (23 545) также был изучен для двух случаев: с учетом действия светового давления и без него.

В случае, когда световое давление влияет на объект ORBCOMM FM01 (23 545), в его динамике

проявляется действие одного резонанса со средним движением Солнца.

Кроме того, проявляют свое действие два неустойчивых апсидально-нодальных резонанса, связанных с прецессией орбиты Луны (рис. 21б) и Солнца (рис. 21в). Первые два года действие резонанса со средним движением Солнца (рис. 21а) является устойчивым, а амплитуда эксцентриситета за это время вырастает практически в три раза (рис. 20а), по сравнению с объектом без влияния на него светового давления (рис. 20б).

Параметр MEGNO, в случае влияния светового давления, растет и становится больше двух, что

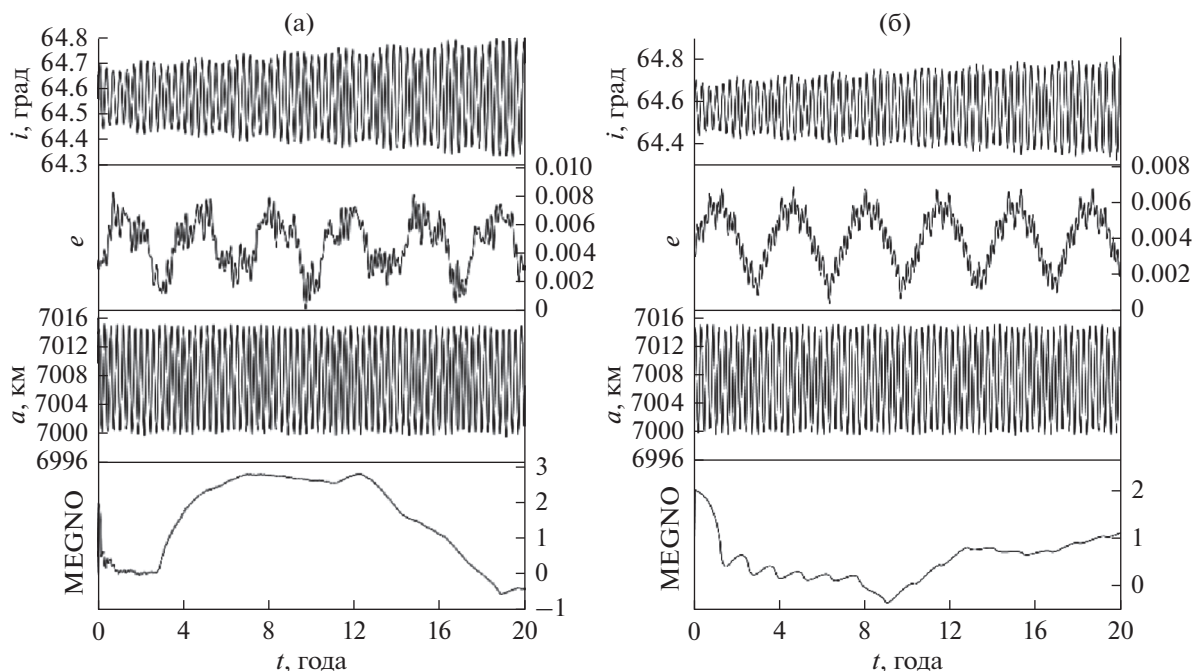


Рис. 16. Эволюция элементов орбиты объекта LATINSAT A (27612): (а) с учетом светового давления; (б) без учета светового давления.

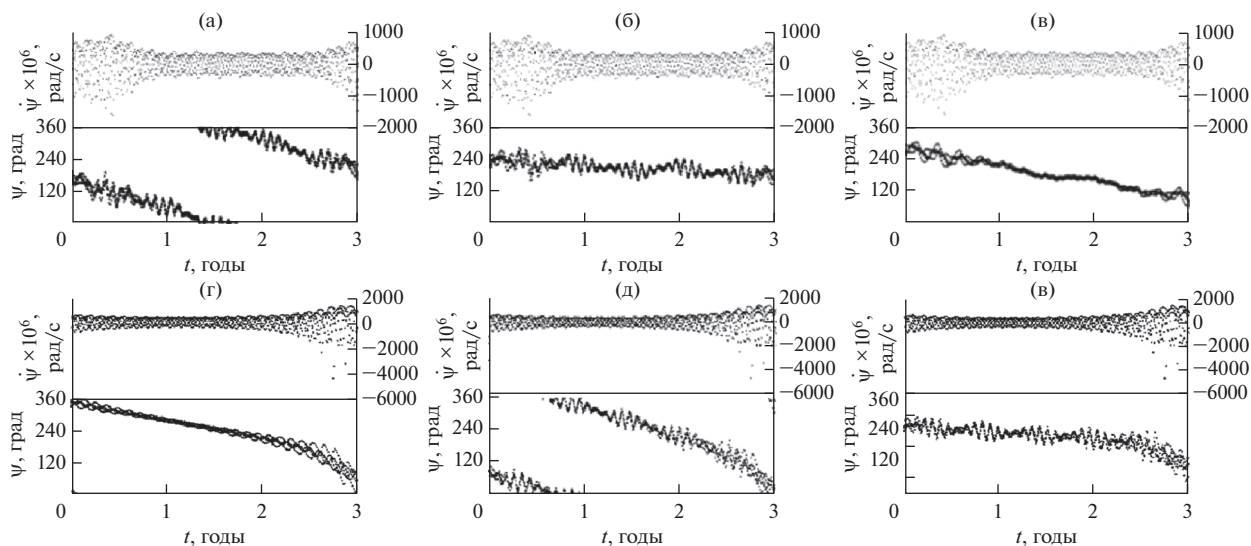


Рис. 17. Резонансные соотношения и критические аргументы резонансов, действующих на объект LATINSAT A (27612) при учете светового давления: апсидально-нодальные резонансы, связанные с прецессией Луны: (а) $\dot{\omega} - \dot{\omega}'_L$, (б) $\dot{\omega} + \dot{\omega}'_L$; апсидально-нодальные резонансы, связанные с прецессией Солнца: (в) $\dot{\omega} - \dot{\omega}'_S$, $\dot{\omega} + \dot{\omega}'_S$, $\dot{\omega}$; на рисунках (г), (д) и (е) — аналогичные резонансы, действующие на LATINSAT A (27612) без учета светового давления.

говорит о хаотизации движения объекта. При отсутствии светового давления на объект действие всех вековых резонансов не выявляется. Из вышесказанного можно сделать вывод, что световое

давление как бы выявляет действие вековых резонансов. Кроме того, следует отметить, что совместное влияние светового давления и вековых резонансов приводит к росту амплитуды эксцен-

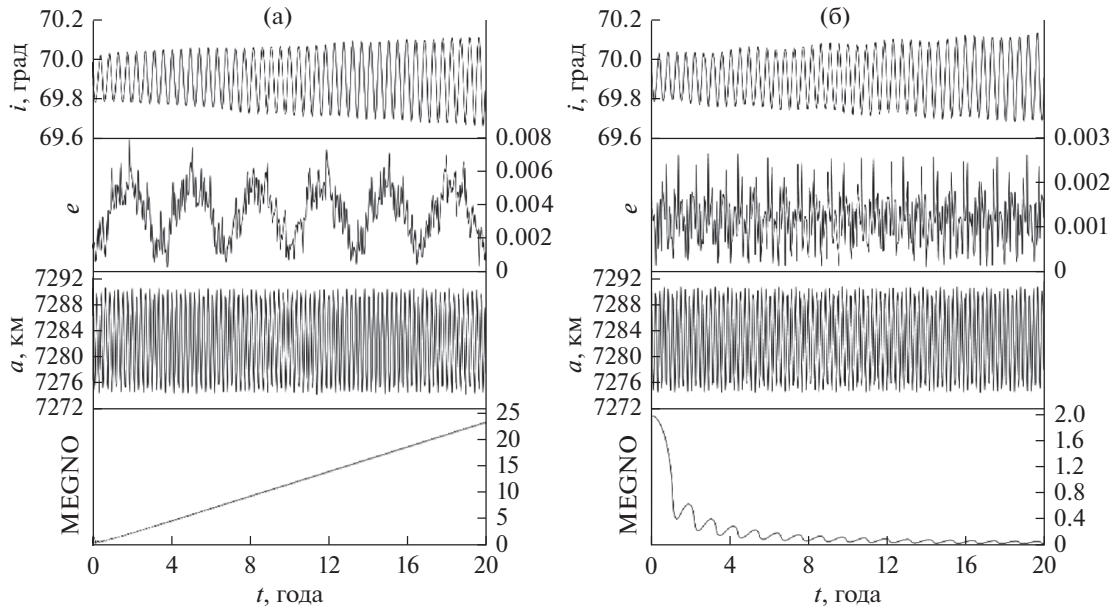


Рис. 18. Эволюция элементов орбиты объекта OPS 5712 (P/L 153) (2874): (а) с учетом светового давления; (б) без учета светового давления.

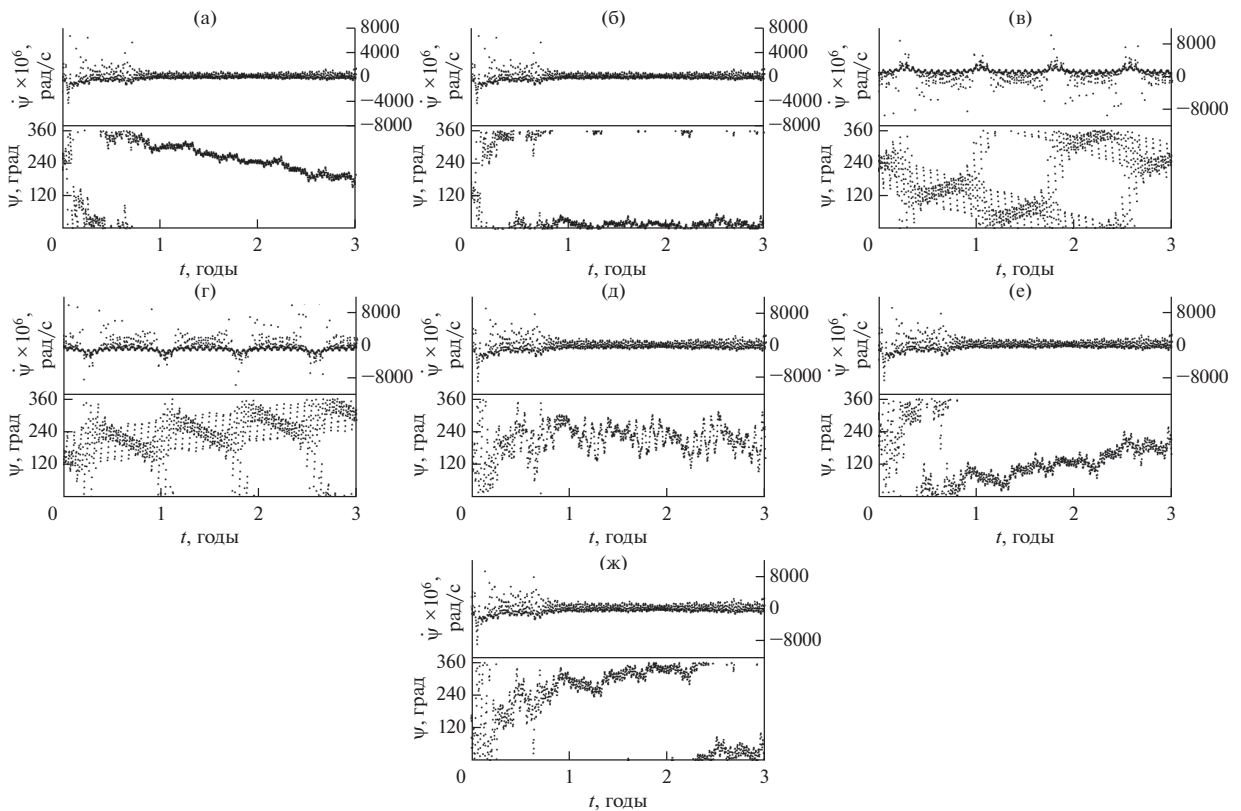


Рис. 19. Резонансные соотношения и критические аргументы резонансов, действующих на объект OPS 5712 (P/L 153) (2874). Резонансы со средним движением Солнца с учетом светового давления: (а) $\dot{M}'_S + \dot{\omega}$, (б) $\dot{M}'_S - \dot{\omega} + (\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_S)$; резонансы со средним движением Солнца без учета светового давления: (в) $\dot{M}'_S + \dot{\omega}$, (г) $\dot{M}'_S - \dot{\omega} + (\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_S)$; апсидально-нодальные резонансы с учетом светового давления: (д) связанный с Луной $(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_S) - 2\dot{\omega} - 2\dot{\omega}'_S$ и (е) $(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_S) - 2\dot{\omega}$, (ж) связанные с Солнцем $(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_S) - 2\dot{\omega} + 2\dot{\omega}'_S$, $(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_S) - 2\dot{\omega} - 2\dot{\omega}'_S$, $(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_S) - 2\dot{\omega}$.

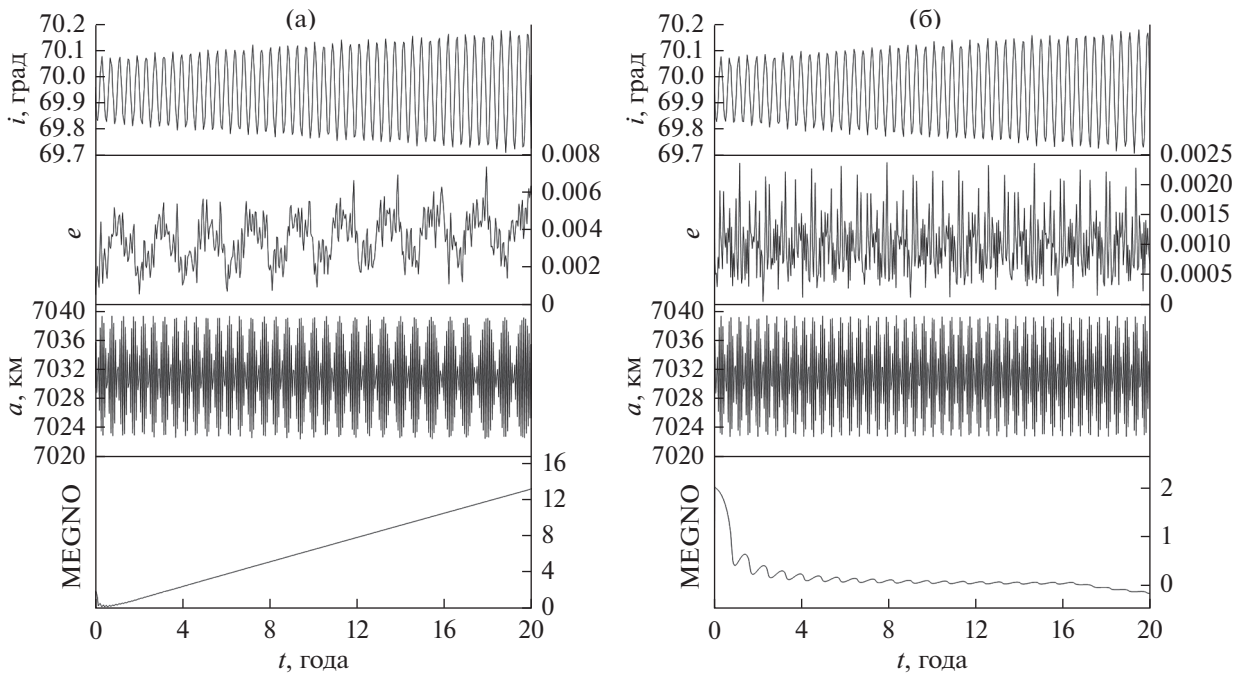


Рис. 20. Эволюция элементов объекта ORBCOMM FM01 (23545): (а) с учетом светового давления; (б) без учета светового давления.

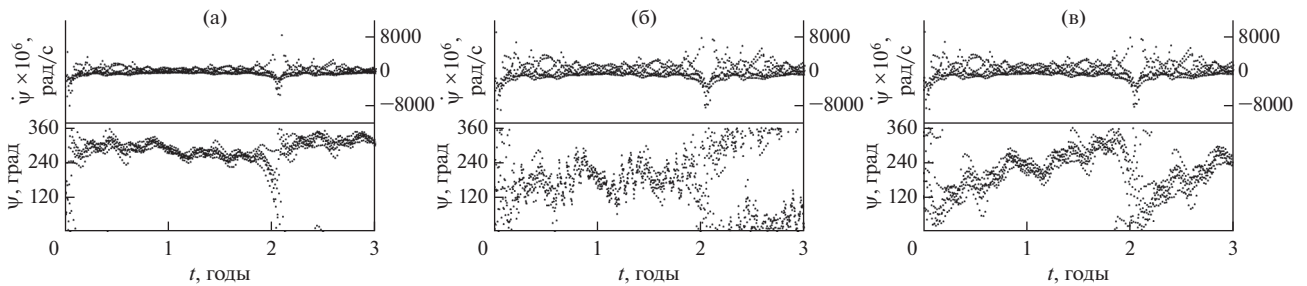


Рис. 21. Резонансные соотношения и критические аргументы резонансов, действующих на объект ORBCOMM FM01 (23545) с учетом светового давления: (а) резонанс со средним движением Солнца $\dot{M}'_S - \dot{\omega} + (\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_S)$, (б) апсидально-нодальный резонанс с прецессией орбиты Луны $(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_L) - 2\dot{\omega} - 2\dot{\omega}'_L$, (в) апсидально-нодальные резонансы с прецессией орбиты Солнца $(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_S) - 2\dot{\omega} + 2\dot{\omega}'_S$, $(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_S) - 2\dot{\omega} - 2\dot{\omega}'_S$, $(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_S) - 2\dot{\omega}$.

триситета и возникновению хаотичности в движении объектов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлены результаты выявления особенностей совместного влияния светового давления и вековых резонансов на динамику объектов рассматриваемой части области LEO. Определены зоны действия вековых резонансов со средним движением Солнца и выполнено сравнение с картами резонансов, представленными в (Alessi и др., 2018). Области действия резонансов,

выявленных в настоящей работе, практически совпадают с теми, что показаны в (Alessi и др., 2018). Кроме того, в данной работе рассмотрены резонансы со средним движением Солнца до пятого порядка. Проанализированы как устойчивые, так и неустойчивые резонансы.

Как было сказано ранее, в статье (Alessi и др., 2018) было высказано предположение, что совместное действие светового давления и вековых резонансов со средним движением Солнца увеличивает амплитуду колебаний эксцентриситета. Чтобы это проверить, были построены две карты распределения амплитуды эксцентриситета для

случаев влияния светового давления и без него. Из полученных результатов можно сделать вывод, что картина роста эксцентриситета практически повторяет картину действующих резонансов со средним движением Солнца в случаях, когда действует световое давление. Без влияния светового давления карты резонансов и амплитуды эксцентриситета отличаются друг от друга. Исходя из этого, можно сделать вывод, что совместное действие светового давления и резонансов со средним движением Солнца действительно может способствовать росту амплитуды эксцентриситета.

Рассматриваемая область обильно заселена различными спутниками и космическим мусором, поэтому все наблюдаемые объекты были нанесены на карты, представленные в данной работе. Положение реальных объектов было взято из каталога NORAD. Кроме того, было выполнено исследование динамики восьми реальных объектов и результаты анализа представлены в работе. Из полученных данных можно сделать вывод, что наличие резонансов со средним движением Солнца ведет к росту амплитуды колебаний эксцентриситета, даже если световое давление не действует. Световое давление только усиливает этот рост. Кроме того, световое давление способствует более раннему проявлению действия вековых резонансов. А совместное действие этих двух факторов ведет к хаотизации движения.

При отсутствии влияния резонансов со средним движением Солнца совместное действие светового давления и других вековых резонансов оказывает заметное влияние только на возникновение хаотичности движения, что отражает параметр MEGNO, который становится больше двух. Амплитуды колебаний других элементов существенно не изменяются в этом случае.

Исследование выполнено при финансовой поддержке гранта РФФИ (проект № 20-32-90095).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Авдюшев В.А.* Интегратор Гаусса–Эверхарта // Вычисл. технологии. 2010. Т. 15. № 4. С. 31–47.
- Аксенов Е.П.* Теория движения искусственных спутников Земли. М.: Наука, 1977. 360 с.
- Александрова А.Г., Бордовицына Т.В., Томилова И.В.* Исследование влияния светового давления на динамику околоземных объектов на резонансных орбитах // Астрон. вестн. 2018. Т. 52. № 5. С. 447–462.
- (Aleksandrova A.G., Bordovitsyna T.V., Tomilova I.V.* Investigation of light pressure influence on dynamics of near-Earth objects in resonant orbits // Sol. Syst. Res. 2018. V. 52. № 5. P. 435–449.)
- Александрова А.Г., Бордовицына Т.В., Александров В.Б.* Исследование влияния светового давления на динамику околоземных объектов с обратным движением // Изв. вузов. Физика. 2019. Т. 62. № 3. С. 86–91.
- Александрова А.Г., Блинкова Е.В., Бордовицына Т.В., Попандопуло Н.А., Томилова И.В.* Вековые резонансы в динамике объектов, движущихся в областях LEO–MEO околоземного орбитального пространства // Астрон. вестн. 2021. Т. 55. № 3. С. 272–287.
- (Aleksandrova A.G., Blinkova E.V., Bordovitsyna T.V., Popandopulo N.A., Tomilova I.V.* Secular resonances in the dynamics of objects moving in LEO–MEO regions of near-earth orbital space // Sol. Syst. Res. 2021. V. 55. № 3. P. 266–281.)
- Дубошин Г.Н.* Небесная механика. Основные задачи и методы. М.: Наука, 1968. 800 с.
- Мюррей К., Дермотт С.* Динамика Солнечной системы. М.: Физматлит, 2010. 588 с.
- Тимошкова Е.И., Холишевников К.В.* Лунно-солнечные возмущения движения спутников планеты // Тр. Астрон. обс. Ленинградского ун-та. 1974. Т. 30. С. 141–156.
- Alessi E.M., Schettino G., Rossi A., Valsecchi G.B.* Solar radiation pressure resonances in Low Earth Orbits // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. 2018. V. 473. P. 2407–2414.
- Belkin S.O., Kuznetsov E.D.* Orbital flips due to solar radiation pressure for space debris in near-circular orbits // Acta Astronaut. 2021. V. 178. P. 360–369.
- Breiter S.* On the coupling of lunisolar resonances for Earth satellite orbits // Celest. Mech. and Dyn. Astron. 2001a. V. 80. P. 1–20.
- Breiter S.* Lunisolar resonances revisited // Celest. Mech. and Dyn. Astron. 2001b. V. 81. P. 81–91.
- Cincotta P.M., Giordano C.M., Simó C.* Phase space structure of multi-dimensional systems by means of the mean exponential growth factor of nearby orbits // Physica D. 2003. V. 182. P. 151–178.
- Cook G.E.* Luni-solar perturbations of the orbit of an Earth satellite // Geophys. J. 1962. V. 6. № 3. P. 271–291.
- Lane M., Hoots F.* Project Space Track Report No 2 // Aerospace Defense Command. 1979. No 2.
- Lemaitre A., Henrard J.* On the origin of chaotic behavior in the 2/1 Kirkwood gap // Icarus. 1990. V. 83(2). P. 391–409.
- Valk S., Delsate N., Lemaitre A., Carletti T.* Global dynamics of high area-to-mass ratios GEO space debris by means of the MEGNO indicator // Adv. Space Res. 2009. V. 43. № 7. P. 1509–1526.

УМЕНЬШЕНИЕ МАССЫ ГЛАВНОГО ПОЯСА АСТЕРОИДОВ И ЗОНЫ МАРСА ВСЛЕДСТВИЕ СОЛНЕЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И ВЛИЯНИЯ ЮПИТЕРА. II. СЦЕНАРИЙ ЭВОЛЮЦИИ ПЛОТНОСТИ ОСТАТОЧНОГО ДИСКА

© 2022 г. Н. Н. Горькавый^a, *, П. М. Трофимов^a

^aЧелябинский государственный университет, Челябинск, Россия

*e-mail: nickgorkavyi@gmail.com

Поступила в редакцию 30.03.2021 г.

После доработки 15.12.2021 г.

Принята к публикации 11.01.2022 г.

Дефицит массы пояса астероидов и зоны Марса представляет собой серьезную проблему. Обычно обсуждается потеря массы астероидного пояса, хотя зона Марса потеряла в три раза больше вещества на единицу площади, чем зона астероидов. В статье строится полуколичественный сценарий для эволюции остаточного протопланетного диска (после удаления газа) в зоне Марса и астероидов, который учитывает как аккреционный рост планетезималей, так и потерю массы диска из-за столкновительной эрозии. При столкновениях планетезималей генерируются облака пыли. Показано, что ~20–50% массы мелкой (0.2–40 мкм) пыли, образовавшейся в поясе астероидов, переходит под действием солнечного излучения на эксцентричные орбиты, рассеивается гравитационным полем Юпитера и покидает Солнечную систему за среднее время $\sim 3 \times 10^4$ лет. Из зоны Марса аналогичным способом выметается ~10% массы мелкой пыли, образовавшейся в каждом соударении. Влияние Юпитера падает при уменьшении орбитального радиуса R , зато частота соударений растет при этом как R^{-3} , в результате зона Марса теряет вещество быстрее, чем зона астероидов. Показано, что в зоне Земли аккреционный рост крупных тел преобладает над процессами эрозии, в то время как в зоне астероидов процессы эрозии всегда доминируют. В зоне Марса процессы столкновительной эрозии были значительны на ранних этапах эволюции диска, но потом аккреционный рост стал доминировать, что и позволило сформироваться планете небольшой массы.

Ключевые слова: астероиды, Марс, Земля, планетезимали, аккреция, метеоритная эрозия, дефицит массы астероидного пояса

DOI: 10.31857/S0320930X22040041

ВВЕДЕНИЕ

Формирование планет земной группы обычно рассматривается как процесс аккреционного роста планетезималей, который заканчивается образованием крупных планет (Шмидт, 1962; Сафронов, 1969; Витязев и др., 1990; Ипатов, 2000; Mordasini и др., 2010). Процессам столкновительной эрозии планетезималей не уделяется достаточного внимания. В случае пояса астероидов разрушение планетезималей доминирует над их ростом, что требует рассмотрения фактора столкновительной эрозии. Это позволит оценить соотношение процессов аккреции и эрозии при формировании планет.

Широко распространено мнение, что в уменьшении массы астероидного пояса важную роль сыграло резонансное гравитационное воздействие Юпитера. Но детальное рассмотрение по-

казывает, что такой механизм эффективен только в зонах сильных резонансов. Между резонансами воздействие оказывается достаточно слабым даже в поясе астероидов, не говоря уж о зоне Марса. Чтобы усилить эффективность резонансного воздействия Юпитера, делаются предположения, что он мог менять свою орбиту, тем самым, резонансы двигались по зоне астероидов (см. обсуждение в статьях (Сафронов, Зиглина, 1991; Izidoro и др., 2016)). Рассматривались даже такие экзотичные сценарии, как смещение Юпитера на радиус орбиты Марса с последующим его возвращением на современную орбиту, но такие сценарии не свободны от проблем (см. обсуждение и ссылки в статье (Трофимов, Горькавый, 2022)). Залет крупных тел из зоны Юпитера в пояс астероидов и зону Марса также рассматривается в качестве фактора, который разрушает пояс астероидов и

уменьшает поверхностную плотность зоны Марса (Жарков, Козенко, 1989; Витязев и др., 1990; O'Brien и др., 2007; Minton, Malhotra, 2009; 2010; Deienno и др., 2016). Но моделирование этого механизма содержит, с одной стороны, достаточно произвольные допущения (о том, что массы таких "юпитерианских тел" сравнимы с массами Земли или Марса), а с другой стороны, не учитывает существенные моменты. Например, с динамической точки зрения, представляется вероятным, что юпитерианские планетезимали, имеющие, очевидно, апоастр возле Юпитера, а периастр, например, возле Марса, будут не вычерпывать вещество из марсианской зоны, а наоборот, — присоединяться к этой зоне. Ведь даже сравнительно небольшой тормозящий импульс, который такое тело получит возле Марса при взаимодействии с марсианскими планетезималями, немедленно уменьшит апоцентр его орбиты и выведет тело из сферы влияния Юпитера, после чего эта юпитерианская планетезималь уменьшит при дальнейших столкновениях свой эксцентриситет и осядет где-нибудь в зоне астероидов. Более перспективным фактором, объясняющим дефицит массы астероидного пояса и Марса, представляется механизм перераспределения пыли еще на стадии газопылевого протопланетного диска (Drażkowska и др., 2016; Макалкин, Артюшкова, 2017). В настоящее время трудно сделать какие-либо окончательные выводы: какой механизм может безусловно объяснить наблюдаемый дефицит массы астероидного пояса, а тем более — Марса, удаленного от Юпитера. Задачей данной статьи является рассмотрение нового механизма убыли массы из пояса астероидов и марсианской зоны, связанного с образованием пыли и эффектом солнечного излучения (мы не рассматриваем влияние газа на динамику пылинок, поэтому наше рассмотрение относится к стадии, когда зона планет земной группы очистилась от газа). Будущие исследования должны установить относительную роль всех обсуждаемых выше сценариев и эффектов. Известный факт, что зона астероидов потеряла более 99.9% своей массы (Витязев и др., 1990; Krainsky и др., 2002; Pitjeva, Pitjev, 2018), а зона Марса — всего около 90–95% (Жарков, Козенко, 1989; Витязев и др., 1990; Трофимов, Горькавый, 2022), создает впечатление, что отток вещества из зоны астероидов был интенсивнее, чем из зоны Марса. Поэтому модели образования астероидов часто фокусируются только на зоне астероидов и на их взаимодействии с близким Юпитером.

Если предположить, что начальная поверхностная плотность протопланетного диска зави-

села от расстояния по закону $R^{-\frac{3}{2}}$ (Weidenschilling, 1977; Izidoro и др., 2014), то окажется, что зона Марса потеряла примерно в три раза больше поверхностной плотности, чем зона астероидов

(Трофимов, Горькавый, 2022). Согласно (Трофимов, Горькавый, 2022) дефицит массы Марса составляет около 92%, а согласно (Жарков, Козенко, 1989) — 95%. Дефицит массы Марса и пояса астероидов до сих пор является нерешенной проблемой и активно обсуждается в современной литературе (Трофимов, Горькавый, 2022).

Мы полагаем, что образование пояса астероидов и планеты Марс необходимо рассматривать в рамках единой модели, которая должна объяснить наблюдаемую убыль вещества из этих зон, а также различие в финальном результате: почему, несмотря на значительную потерю вещества из своей зоны, Марс все-таки сформировался, а в поясе астероидов планета не смогла вырасти. Логично включить в рассмотрение и Землю, для которой потеря массы диска была несущественной.

Столкновительная эрозия космических тел активно исследуется для современного состояния Солнечной системы. Метеориты, которые находят на Земле, являются продуктами эрозии астероидов вследствие взаимных соударений (Додд, 1986). Часть метеоритов была выброшена с поверхностей Луны и Марса ударами крупных тел, приводившими к образованию кратеров (Мелош, 1994). Аналогичный процесс выброса вещества наблюдался при бомбардировке кометы 9P/Темпеля 1 космическим аппаратом весом в 350 кг со скоростью 10.2 км/с (A'Hearn и др., 2005; Shultz и др., 2005). Данные прямого исследования астероида 24143 Итокава со средним диаметром 330 м показывают, что небольшой астероид из-за эрозии и абляции теряет слой вещества со своей поверхности со скоростью ~ 0.1 –1 м за миллион лет (Nagaо и др., 2011). Как видно на фотографиях астероидов, полученных автоматическими станциями, их поверхность содержит мало пыли и покрыта камнями, в отличие от Луны, которая удерживает пыль силой своей гравитации (Трофимов, Горькавый, 2022).

Эффективность выброса вещества увеличивается при уменьшении массы и гравитационного притяжения разрушаемого тела. Таким образом, метеоритная эрозия должна быть важна для небольших планетезималей на протостадии образования планет, когда даже мелкие метеориты, соударяющиеся с поверхностью тел, приводят к существенному выбросу вещества. Таким образом, изучение роли процессов эрозии актуально как для проблемы образования астероидного пояса (Горькавый, 2018), так и для объяснения дефицита массы Марса.

МОДЕЛЬ СТОЛКНОВИТЕЛЬНОГО РОСТА И РАЗРУШЕНИЯ ПЛАНЕТЕЗИМАЛЕЙ

Для понимания различий в динамике роста Земли, Марса и протопланеты в поясе астерои-

дов, оценим скорость аккреционного роста планетезималей в зоне планет земной группы. Если остаточный протопланетный диск с поверхностной плотностью σ состоит из планетезималей одинакового радиуса r_p , с массой m и с плотностью отдельных тел ρ , то хорошо известное характерное время свободного пробега планетезималей будет равно (Витязев и др., 1990; Горькавый, Фридман, 1994):

$$t_{\text{coll}} \approx \frac{1}{2\Omega\tau(1+x^{-1})} \approx \frac{\rho r_p T}{3\pi\sigma(1+x^{-1})}, \quad (1)$$

где $T = 2\pi/\Omega = (GM/R^3)^{1/2}$ – период орбитального вращения на данном радиусе диска вокруг звезды с массой M , а $\tau = 3\sigma/4\rho r_p$ – оптическая

толщина диска частиц; параметр $x = \frac{r_p V^2}{Gm}$ характеризует увеличение сечения взаимодействия за счет гравитационного притяжения частицы. Запишем выражение для роста радиуса крупных тел вследствие аккреции в диске (см., например, Витязев и др., 1990 и ссылки в этой книге)

$$\frac{dr_p}{dt} = \frac{\sigma(1+x^{-1})}{2\pi\rho} \sqrt{\frac{GM}{R^3}}. \quad (2)$$

Если учесть часто используемую зависимость поверхностной плотности от радиуса: $\sigma \propto R^{-3/2}$ (Weidenschilling, 1977; Izidoro и др., 2014), то время свободного пробега (1) будет зависеть от орбитального радиуса как $t_{\text{coll}} \propto R^3$, а скорость роста планетезималей (2) будет быстро падать с ростом орбитального радиуса как R^{-3} . Отметим, что зависимость $\sigma \propto R^{-3/2}$ получается для зоны от Венеры до Нептуна из наблюдаемой картины масс планет (Weidenschilling, 1977; Трофимов, Горькавый, 2022). Даже существенные отклонения от этого закона распределения плотности не будут критичны для нашего рассмотрения, потому что частота соударений зависит не только от плотности диска, но и от частоты орбитального вращения, которая падает по близкому и жестко заданному закону. Предположим, что в остаточном протопланетном диске число мелких тел растет с уменьшением их радиуса по дифференциальному закону распределения: $n \propto r_p^{-q}$. В распределении астероидных пылинок и частиц в планетных кольцах наблюдается $q \approx 3-3.5$ (см., например, (Divine, 1993; Горькавый, Фридман, 1994; Kun, Herrmann, 1999; Sánchez, Scheeres, 2014)). Для $q = 3$ получим примерно одинаковый вклад частиц разного размера nm в поверхностную плотность диска, при этом в основной своей части оптическая толщина диска будет определяться мелкими частицами. При $q = 3.5$ роль мелкой пыли в

значениях поверхностной плотности и оптической толщины диска возрастает. Пылинки микронных размеров сталкиваются часто, но вряд ли эти столкновения носят разрушительный характер и приводят к образованию новых частиц (Kun, Herrmann, 1999). Для генерации пыли существенны такие частицы в диске, у которых частые столкновения сопровождаются катастрофическим взаимным разрушением (Kun, Herrmann, 1999). Вероятнее всего, речь может идти о частицах сантиметровых и дециметровых размеров. Пусть наибольшее количество пыли возникает при столкновении небольших частиц с радиусом r_s , которые образуют слой с поверхностной плотностью σ_s . Именно между ними происходит максимальное количество соударений, что дает высокий темп эрозии. С ростом размера тел в зоне питания планеты, оптическая толщина диска из таких тел уменьшается, отчего темп их столквительной эрозии тоже падает. Предположим, что столкновения небольших тел и сопутствующее образование пыли класса В (Трофимов, Горькавый, 2022) с размером менее (20–40) мкм (массовую долю которой в образующемся облаке обломков мы обозначим как δ) служат главной причиной уменьшения общей плотности диска σ с характерной скоростью:

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dt} = \delta \frac{3E\sigma_s^2}{2\sigma\rho r_s} \sqrt{\frac{GM}{R^3}}. \quad (3)$$

Предполагая, что относительная масса небольших (сантиметровых) частиц σ_s/σ слабо зависит от орбитального радиуса, получим, что скорость эрозии диска (3) будет падать с ростом радиуса орбиты как $\sigma_s/R^{3/2} \propto 1/R^3$ – как и скорость роста протопланеты (2). Из расчетов в (Трофимов, Горькавый, 2022) можно получить E – коэффициент вылета вещества в зависимости от орбитального радиуса (детальная информация приведена в статье (Трофимов, Горькавый, 2022)). Коэффициент E для каждого орбитального радиуса R_i представляет собой усредненную долю частиц (в процентах), выброшенных за рассматриваемый интервал времени.

Получим коэффициент вылета E для $q = 3$, то есть для предположения, что пылинки любого размера и любого соотношения солнечного давления к гравитации β , которое примерно обратно пропорционально радиусу пылинки, вносят приблизительно одинаковый вклад nm в распределение плотности. Для этого можно усреднить все проценты вылетевших частиц (Трофимов, Горькавый, 2022), с учетом интервала между различными β :

$$E(R_i) = \frac{E_1\Delta\beta_1 + E_2\Delta\beta_2 + \dots + E_{10}\Delta\beta_{10}}{\Delta\beta_1 + \Delta\beta_2 + \dots + \Delta\beta_{10}}. \quad (4)$$

Таблица 1. Коэффициент вылета частиц под действием солнечного излучения и Юпитера

Зона (а. е.)		1.0–1.2	1.3–1.5	1.6–1.8	1.9–2.2	2.3–2.6	2.7–3.0	3.1–3.4
Средний коэффициент вылета $E(R_i)$, %	$q = 3$	4.7	7.0	10.4	14.5	22.4	30.9	42.1
	$q = 3.5$	7.3	10.9	15.9	21.9	32.6	43.4	56.1

Десять значений β_i соответствуют верхней строке табл. 3 в статье (Трофимов, Горькавый, 2022); в этой же табл. 3 приведены E_i для каждого радиуса R_i . Границы каждого интервала $\Delta\beta_i$ определяются просто как среднее от соседних β_i , за исключением крайних значений β_i , где внешняя граница интервала задается симметрично отно-

сительно β_i . Полученные значения $E(R_i)$ приведены в таблице ниже (с усреднением по нескольким орбитальным радиусам). Коэффициенты E для $q = 3.5$ (см. табл. 1) соответствуют более значимой роли мелких пылинок. Формула (4) в этом случае усложняется из-за повышения значимости пылинок с большими β :

$$E(R_i) = \frac{E_1(\beta_1)^{q-3}\Delta\beta_1 + E_2(\beta_2)^{q-3}\Delta\beta_2 + \dots + E_{10}(\beta_{10})^{q-3}\Delta\beta_{10}}{(\beta_1)^{q-3}\Delta\beta_1 + (\beta_2)^{q-3}\Delta\beta_2 + \dots + (\beta_{10})^{q-3}\Delta\beta_{10}}. \quad (5)$$

Из табл. 1 следует, что коэффициент вылета максимален во внешней части пояса астероидов, где влияние солнечного излучения и гравитации Юпитера выбрасывают из Солнечной системы 30–50% пылевых частиц, и остается значительным и во внутренней зоне пояса астероидов, где вылетают около 20% частиц класса В (мельче 20–40 мкм – см. статью (Трофимов, Горькавый, 2022)). Отметим, что этот параметр относится к каждому соударению каждой частицы. Следовательно, любая частица диска, проходя через множество соударений, систематически теряет часть своей массы. В зоне Марса коэффициент вылета уменьшается до ~10%, а в зоне Земли он становится еще почти в два раза меньше. Тем не менее эти значения должны учитываться в моделях эволюции, тем более, как следует из формулы (3), темп соударений растет при переходе от пояса астероидов к зоне Марса и Земли как R^{-3} , что с запасом компенсирует уменьшение коэффициента вылета E .

РЕЗУЛЬТАТЫ СЦЕНАРИЯ СТОЛКНОВИТЕЛЬНОГО РОСТА И РАЗРУШЕНИЯ

Изучим детальнее соотношение темпов роста протопланеты и эрозии диска на разных радиусах. На рисунке показан параметр роста планеты $\frac{dr_p}{dt} \propto R^{-3}$, нормированный на единицу на орбитальном радиусе Земли в 1 а. е. Эта функция с хорошей точностью характеризует темп роста планеты, хотя для полноты картины в ней нужно учитывать такие, например, факторы, как вероят-

ность слипания частиц или слияния тел, а также зависимость скорости соударений частиц от орбитального радиуса (Сафронов, 1969; Витязев и др., 1990). На рисунке показана также характерная скорость уменьшения поверхностной плотности диска $\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dt} \propto ER^{-3}$, где коэффициент вылета E для каждого орбитального радиуса с шагом в 0.1 а. е. определен из расчетов из статьи (Трофимов, Горькавый, 2022).

Мы выбираем нормировку скорости эрозии диска на орбитальном радиусе Земли такой, чтобы скорость эрозии была меньше скорости аккре-

ции: $\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dt} < \frac{1}{r_p} \frac{dr_p}{dt}$, потому что мы знаем, что в зоне

Земли плотность диска значительно не менялась после потери газа из диска. Для определенности

$$\text{примем } \frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dt} = 0.75 \frac{1}{r_p} \frac{dr_p}{dt}.$$

Из рисунка следует, что абсолютная скорость эрозии диска $\propto ER^{-3}$ растет от пояса астероидов к зоне Марса и к Земле. Это связано с тем, что при уменьшении орбитального радиуса падение коэффициента вылета E компенсируется быстрым ростом числа соударений планетезималей и количеством пыли, которое они производят. Это объясняет, почему зона Марса потеряла больше вещества, чем пояс астероидов. Сравнение скорости аккреции и начальной функции эрозии (при принятых предположениях) дает следующую картину: в районе 1 а. е. эрозия меньше аккреции, в зоне (1.1–1.3) а. е. эти факторы примерно равны, а в зоне от 1.4 до 3.4 а. е. (очевидно, – и для более

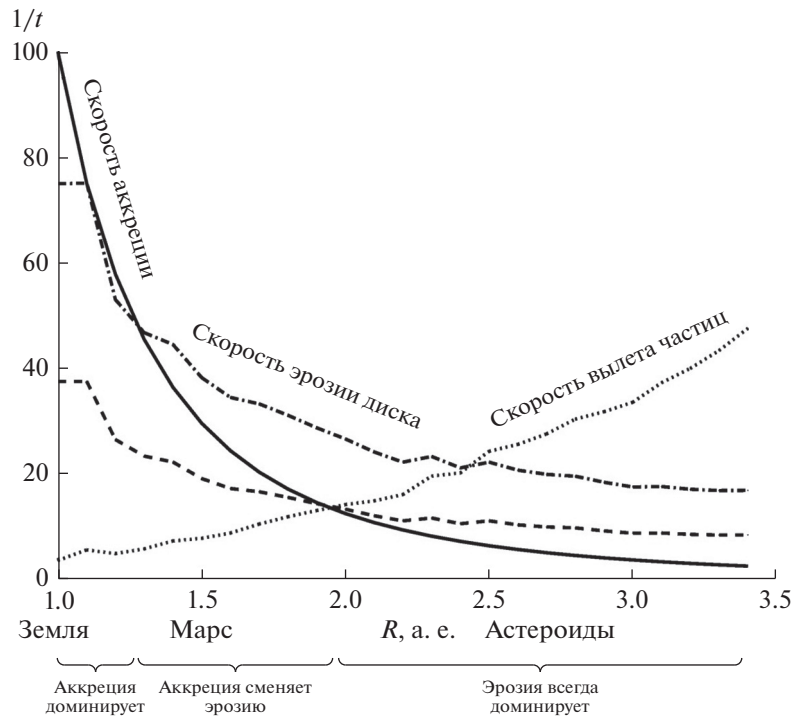


Рис. 1. Сплошная кривая $\propto R^{-3}$ показывает скорость аккреции или роста протопланеты (выражение (2), деленное на r_p), нормированную на 100% у Земли. Пунктирная кривая — зависимость коэффициента вылета E (в %, для $q = 3$) от орбитального радиуса. Штрих-пунктирная кривая — начальная скорость столкновительной эрозии диска $\propto ER^{-3}$, которая выбрана так, чтобы в зоне Земли она составляла 0.75 от скорости аккреции. Штриховая линия — скорость эрозии диска, уменьшенная в два раза по сравнению с начальной скоростью.

далеких областей) эрозия доминирует. Рассмотрим, как будет эволюционировать эта картина со временем. Запишем отношение двух скоростей: роста планеты к эрозии диска:

$$\left(\frac{1}{r_p} \frac{dr_p}{dt}\right) / \left(\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dt}\right) = \frac{\left(1 + \frac{Gm}{r_p V^2}\right) r_s}{3\pi\delta E} \frac{r_s}{r_p} \left(\frac{\sigma}{\sigma_s}\right)^2. \quad (6)$$

Изменение этого отношения со временем будет определять баланс между аккрецией и эрозией. Параметры E и δ близки к константе. С увеличением массы протопланеты величина $\frac{Gm}{r_p V^2}$ должна увеличиваться, потому что скорость V определяется “разогревом” мелких частиц при рассеянии на крупных телах с первой космической скоростью $\sqrt{\frac{Gm}{r_p}}$. Так как равновесная скорость V определяется не только гравитационным рассеянием, но и взаимными неупругими соударениями частиц (Сафронов, 1969; Горькавый, Фридман, 1994), то рост V будет отставать от первой космической скорости на поверхности крупных тел. Со

временем должны увеличиваться как средний радиус r_s мелких тел, определяющих оптическую толщину диска, так и r_p — радиус крупнейшего тела (протопланеты). Так как рост r_p ограничен из-за вычерпывания значительной части массы из зоны питания, а рост r_s не имеет такого ограничения, то можно ожидать, что r_s/r_p будет расти со временем. Анализ σ/σ_s провести сложнее, но здесь надо учесть, что в процессе аккреции роль мелких тел постепенно уменьшается из-за их вычерпывания. В целом, можно сделать достаточно обоснованное предположение, что соотношение (6) будет со временем расти. Следовательно, процессы эрозии будут уступать процессам аккреции, которые, как известно, в окончательном итоге победили в зонах Марса и Земли. Чтобы проиллюстрировать изменение соотношения процессов аккреции и эрозии, на рисунке приведена не только начальная функция эрозии, но и функция в два раза меньшая, чем начальная. Из сравнения уменьшенной кривой эрозии с графиком аккреции следует, что возле Земли и в зоне астероидов картина существенно не изменилась: аккреция увеличила свое превосходство над эрозией в зоне Земли, но в поясе астероидов она по-прежнему

отстает от интенсивной эрозии. В зоне же Марса ситуация кардинально поменялась: если на начальных этапах скорость эрозии была значительно выше скорости аккреции, что и привело к значительному уменьшению плотности зоны Марса, то, со временем, скорость эрозии уменьшилась и аккреция стала доминировать. Это и позволило Марсу сформироваться, хотя и со значительно меньшей массой, чем у Земли (как следует из статьи (Трофимов, Горькавый, 2022) без эрозии диска, согласно стандартной модели распределения поверхностной плотности диска, масса Марса должна была быть на 30% больше, чем у Земли). Марс сформировался в течение ~ 10 – 20 млн лет (Жарков, Козенко, 1989; Dauphas, Pourmand, 2011; Marchi и др., 2020). В то же время пояс астероидов остался в виде многочисленных тел и продолжал терять свою массу в течение четырех с лишним миллиардов лет. Воздействие Юпитера разогрело пояс астероидов, что усилило процессы столкновительной эрозии.

Безусловно, данные оценки и расчеты, отраженные на рисунке, представляют собой самый простой сценарий эволюции плотности диска. В частности, кривая скорости аккреции должна изменяться вместе с отклонением плотности диска от степенного закона. Тем не менее обсуждаемый сценарий может стать основой для детальной численной модели, которая примет степенные зависимости в качестве начальных условий, а далее будет рассчитывать процессы эрозии и аккреции в каждом интервале по орбитальному радиусу. Только кривая зависимости коэффициента вылета E (см. рисунок), вычисленная в данной работе, не будет меняться, так как она зависит лишь от размера пылинок, солнечного излучения и гравитации Юпитера.

Как показали численные расчеты (Izidoro и др., 2014), реалистичная картина формирования планет земной группы, включая небольшой Марс и пояс астероидов, получается при уменьшении плотности диска в области (1.1–2.1) а. е. в 2 или 4 раза по сравнению с ожидаемой по закону $\sigma \propto R^{-3/2}$. Эти расчеты можно рассматривать как подтверждение обсуждаемой модели уменьшения поверхностной плотности протопланетного диска из-за столкновительной эрозии.

Оценим эффективность такого эрозионного уменьшения плотности диска. За время формирования Марса или астероидов каждое тело успело столкнуться с другими телами множество раз, все время “обновляя” спектр частиц, в том числе и области мелкой пыли. Пусть частицы класса В, которые выбрасываются из Солнечной системы совместным действием Солнца и Юпитера, составляют долю δ от массы диска. Если эти частицы будут выброшены за время t_d , то дальнейший процесс будет зависеть от скорости возобновле-

ния спектра частиц по массам. Пусть новая компонента мелкой пыли в диске появится за время t_c , которое должно быть близко к среднему времени свободного пробега тех тел, которые являются основными поставщиками мелкой пыли.

Рассмотрим вариант, когда $t_d \gg t_c$. В этом случае, эффективность эрозионного уменьшения массы будет невысока ввиду медленного уноса пыли и ее можно описать уравнением:

$$D = \delta \frac{T_M}{t_d}, \quad (7)$$

где D – доля унесенной из диска массы, T_M – характерное время роста планеты (Марса).

Рассмотрим вариант, когда $t_c \gg t_d$. В этом случае эффективность эрозионного уменьшения массы тоже будет невысока из-за медленного возобновления мелкой компоненты:

$$D = \delta \frac{T_M}{t_c}. \quad (8)$$

Очевидно, что максимальная скорость эрозии диска будет достигнута, когда $t_c \sim t_d$. В этом случае вся генерируемая пыль будет удаляться из Солнечной системы с таким же характерным временем. Скорость образования мелкой пыли можно считать заданной величиной, а вот время удаления частиц из системы имеет более сложный характер. Вся доля δ вылетает за время $t_d \sim (3 \times 10^4)$ лет. Но, как показано в (Трофимов, Горькавый, 2022), доля $1/7$ от δ вылетает всего за $t_{1/7} \sim 500$ лет, а $1/5$ – за $t_{1/5} \sim 1000$. Легко оценить, что эффективность уменьшения плотности диска может увеличиться примерно на порядок, если учесть вылет самых быстрых частиц.

$$D = \frac{\delta T_M}{7 t_{1/7}} > \frac{\delta T_M}{5 t_{1/5}} > \delta \frac{T_M}{t_d}. \quad (9)$$

Если $T_M \sim 10^7$ лет, а $7 t_{1/7} \sim 10^3$ лет, то диск может существенно уменьшить свою массу ($D \sim 1$) за счет вылета пыли, которая занимает лишь небольшую долю по массе диска: $\delta \sim 10^{-4}$. Максимальная поверхностная плотность твердого вещества в зонах Марса и астероидов, согласно (Трофимов, Горькавый, 2022), $\sigma \sim (1-2)$ г/см², что приводит к малой оптической толщине пыли $\tau \sim (0.1-0.01)$, в предположении, что вся доля пыли $\delta \sim 10^{-4}$ массы диска содержится в частицах с радиусами $\sim (1-10)$ мкм. Отметим, что оценка времени вылета относилась к числу рассчитанных в статье (Трофимов, Горькавый, 2022) частиц (или их траекторий). В (9) должны входить времена характерного уменьшения плотности из-за вылета определенной доли массы диска, то есть эти времена в более точной модели должны зависеть

от распределения частиц. С учетом данных из таблицы, можно полагать, что в результате такого упрощения мы недооценили скорость уменьшения массы диска, которая должна зависеть от самых мелких частиц.

Эти простые оценки показывают принципиальную перспективность обсуждаемого механизма, который нужно исследовать в более детальных моделях. В этих моделях должны быть рассмотрены все механизмы образования пыли, что позволит увереннее оценить долю пылевой составляющей в протопланетном диске на разных стадиях эволюции. Возможно, что обсуждаемую выше модель нужно применять не к диску с плавно падающей плотностью, а адаптировать к диску с уже существующим дефицитом плотности в зонах Марса и пояса астероидов, возникшим при раннем перераспределении пыли, конденсирующейся из газовой фазы.

ОБСУЖДЕНИЕ

Мы рассмотрели новый механизм убыли массы остаточного протопланетного диска (после удаления из него газа), который связан с выбрасыванием мелкой пыли из Солнечной системы из-за солнечного излучения и гравитационного поля Юпитера. Данный механизм, основанный на небесно-механических эффектах, потенциально способен объяснить все три факта, относящихся к зоне планет земной группы и астероидов:

1. Отсутствие дефицита поверхностной плотности в зоне Венера–Земля по сравнению со степенным законом $R^{-3/2}$.

2. Унос из зоны Марса более чем 90% поверхностной плотности остаточного протопланетного диска, что является рекордным показателем по абсолютной величине (~ 0.1 масс Земли на 1 кв. а. е.).

3. Унос из зоны астероидов около 99.97% поверхностной плотности (или ~ 0.04 масс Земли на 1 кв. а. е.), что является рекордным показателем по относительной величине.

Построить механизм с такой сложной зависимостью от орбитального радиуса, который бы мог объяснить все указанные особенности Солнечной системы, нетривиально. Например, механизмы, связанные только с гравитационными возмущениями от Юпитера, не могут объяснить значительное уменьшение плотности в зоне Марса.

Для доказательства эффективности обсуждаемого механизма эрозии остаточного диска нужно показать, что более 90% вещества этого диска находилось в некоторый момент в виде микронной пыли. Это задача, которая требует построения ряда моделей в рамках газодинамики и теории конденсации, физики твердого тела и ударных волн,

выходит за рамки данной статьи, которая опирается на небесно-механические расчеты. Мы лишь можем кратко обсудить сценарии эффективного образования мелкой пыли:

1. Частые столкновения в среде мелких тел являются иерархическим процессом, который охватывает как столкновения тел сантиметровых размеров, так и катастрофические соударения многокилометровых планетезималей. Скорости соударений значительно различаются, поэтому столкновения мелких тел и образование пылинок зависят от энергии разрушения каменных пород и льдов, а физика взаимных ударов крупных тел усложняется испарением поверхностного вещества, образованием ударных волн – как в твердом теле, так и в образовавшемся облаке газа. Оценить эффективность этих процессов сложно, при этом результат может быть “контринтуитивным” – отношение к мелкой пыли, как к незначительной компоненте остаточного протопланетного диска, легко может оказаться неправильным.

2. Эффект абляции (распыления поверхностного вещества) при воздействии на поверхность астероидов солнечного излучения и частиц солнечного ветра (Nagao и др., 2011).

3. Невзирая на неопределенность данных сценариев, которые требуют построения сложных моделей, авторы предполагают, что эффективность образования мелкой пыли окажется достаточно высокой, чтобы объяснить наблюдаемые особенности распределения массы в зонах Венеры, Земли, Марса и астероидов. В обратном случае придется предположить существование еще одного механизма убыли массы, который сложным образом зависит от радиуса орбиты и удовлетворяет всем трем наблюдаемым фактам (см. выше). Это предположение представляется нам крайне маловероятным.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполненные расчеты и оценки подтверждают ранее высказанную гипотезу, что в формировании астероидного пояса важную роль играет выметание пыли под воздействием солнечного излучения и гравитации Юпитера (Горькавый, 2018; Gorkavyi, Taidakova, 2019). Как показано в данной статье, из пояса астероидов быстро удаляется от 20 до 50% всех пылинок класса В (с радиусами меньше 20–40 мкм). Результаты данной работы говорят о том, что этот механизм мог оказать сильное воздействие и на формирование Марса, из зоны которого удаляется около 10% пылинок, образующихся в каждом соударении

более крупных тел. На начальной стадии эволюции остаточного диска скорость аккреции превосходила скорость эрозии только в зоне Земли. В зонах Марса и в поясе астероидов доминировали столкновительная эрозия и унос вещества из Солнечной системы. Зона Марса теряла поверхностную плотность из-за частых столкновений примерно в 2 раза быстрее, чем пояс астероидов (как видно на рисунке).

Со временем, скорость эрозии диска уменьшилась по сравнению со скоростью аккреции протопланет. Это кардинально изменило ситуацию в зоне Марса: невзирая на значительную потерю массы диска, скорость аккреции здесь стала больше скорости эрозии, что позволило планете сформироваться. В поясе астероидов скорость аккреции не смогла обогнать скорость эрозии, и пояс астероидов продолжил терять массу, что и привело к невозможности формирования планеты.

Рассмотренный сценарий эрозийного уменьшения массы диска частично базируется на численных расчетах, частично на аналитических оценках, но он демонстрирует потенциальную эффективность обсуждаемого механизма и является стимулом для развития полноценных моделей расчета роста планет земной группы и астероидов.

Авторы выражают благодарность С.И. Ипатову, А.Б. Макалкину и анонимному рецензенту за полезные замечания, приведшие к существенному улучшению статьи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Витязев А.В., Печерникова Г.В., Сафронов В.С.* Планеты земной группы. Происхождение и ранняя эволюция. М.: Наука, 1990. 296 с.
- Горькавый Н.Н.* О происхождении главного пояса астероидов // Изв. Крым. астрофиз. общ. 2018. Т. 114. № 2. С. 67–73.
- Горькавый Н.Н., Фридман А.М.* Физика планетных колец. Небесная механика сплошной среды. М.: Наука, 1994. с. 348.
- Додд Р.Т.* Метеориты. Петрология и геохимия. М.: Мир, 1986. 384 с.
- Жарков В.Н., Козенко А.В.* Время формирования Юпитера // Письма в Астрон. журн. 1989. Т. 15. С. 745.
- Ипатов С.И.* Миграция небесных тел в Солнечной системе. М.: РАН ИПМ/УРСС, 2000. 320 с.
- Макалкин А.Б., Артюшкова М.Е.* К образованию планетезималей: радиальное сжатие пылевого слоя, взаимодействующего с газом протопланетного диска // Астрон. вестн. 2017. Т. 51. № 6. С. 524–561. (Sol. Syst. Res. 2017. V. 51. № 6. P. 491–526)
- Мелош Г.* Образование ударных кратеров. М.: Мир, 1994. 336 с.
- Сафронов В.С.* Эволюция допланетного облака и образование Земли и планет. М.: Наука, 1969. 244 с.
- Сафронов В.С., Зиглина И.Н.* Происхождение пояса астероидов // Астрон. вестн. 1991. Т. 25. С. 190–198.
- Трофимов П.М., Горькавый Н.Н.* Уменьшение массы главного пояса астероидов и зоны Марса вследствие солнечного излучения и влияния Юпитера. I. Численные расчеты эволюции пыли // Астрон. вестн. 2022. Т. 56. № 3. С. (в печати).
- Шмидт О.Ю.* Происхождение Земли и планет. М.: Изд. АН СССР, 1962. 131 с.
- A’Hearn M.F., Belton M.J.S., Delamere A., Blume W.H.* Deep Impact: a large-scale active experiment on a cometary nucleus // Space Sci. Rev. 2005. V. 117. P. 1–21.
- Dauphas N., Pourmand A.* Hf–W–Th evidence for rapid growth of Mars and its status as a planetary embryo // Nature. 2011. V. 473. P. 489–492.
- Deienno R., Gomes R.S., Walsh K.J., Morbidelli A., Nesvorný D.* Is the Grand Tack model compatible with the orbital distribution of main belt asteroids? // Icarus. 2016. V. 272. P. 114–124.
- Divine N.* Five population of interplanetary meteoroids // J. Geophys. Res. 1993. V. 98. P. 17029–17048.
- Drażkowska J., Alibert Y., Moore B.* Close-in planetesimal formation by pile-up of drifting pebbles // Astron. and Astrophys. 2016. V. 594. A105.
- Gorkavyy N.N., Taidakova T.A.* The lonely Moon, double asteroids, and multiple collisions // Chelyabinsk Superbolide / Eds Gorkavyy N., Dudorov A., Taskaev S. Springer Praxis Books, 2019. P. 287–300.
- Izidoro A., Haghighipour N., Winter O.C., Tsuchida M.* Terrestrial planet formation in a protoplanetary disk with a local mass depletion: A successful scenario for the formation of Mars // Astrophys. J. 2014. V. 782. P. 31–51.
- Izidoro A., Raymond S.N., Pierens A., Morbidelli A., Winter O.C., Nesvorný D.* The asteroid belt as a relic from a chaotic early solar system // Astrophys. J. 2016. V. 833. P. 40–58.
- 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.
- Kun F., Herrmann H.J.* Transition from damage to fragmentation in collision of solids // Phys. Rev. E. 1999. V. 59. P. 2623–2632.
- Marchi S., Walker R.J., Canup R.M.* A compositionally heterogeneous martian mantle due to late accretion // Sci. Adv. 2020. V. 6. eaay 2338.
- Mordasini Ch., Klahr H., Alibert Y., Benz W., Dittkrist K.-M.* Theory of planet formation // Proc. Circumstellar disks and planets. Kiel, 2010. P. 1–14.
- Minton D.A., Malhotra R.* A record of planet migration in the main asteroid belt // Nature. 2009. V. 457. P. 1109–1011.
- Minton D.A., Malhotra R.* Dynamical erosion of the asteroid belt and implication for large impacts in the inner solar system // Icarus. 2010. V. 207. P. 744–757.
- Nagao K., Okazaki R., Nakamura T., Miura Y., Osawa T., Bajo K., Matsuda Sh., Ebihara M., Ireland T., Kitajima F., Naraoka H., Noguchi T., Tsuchiyama A., Yurimoto H.,*

- Zolensky M., Uesugi M., Shirai K., Abe M., Yada T., Kawaguchi J.* Irradiation history of Itokawa regolith material deduced from noble gases in the Hayabusa samples // *Science*. 2011. V. 333. P. 1128–1131.
- O'Brien D.P., Morbidelli A., Bottke W.F.* The primordial excitation and clearing of the asteroid belt – Revisited // *Icarus*. 2007. V. 191. P. 434–452.
- Pitjeva E.V., Pitjev N.P.* Массы главного пояса астероидов и пояса Койпера по движениям планет и космических аппаратов // *Письма в Астрон. журн.* 2018. Т. 44. С. 604–617.
- Sánchez P., Scheeres D.J.* The strength of regolith and rubble pile asteroids // *Meteoritics and Planet. Sci.* 2014. V. 49. № 5. P. 788–811.
- Schultz P.H., Ernst C.M., Anderson J.L.B.* Expectation for crater size and photometric evolution from the Deep Impact collision // *Space Sci. Rev.* 2005. V. 117. P. 207–239.
- Weidenschilling S.J.* The distribution of mass in the planetary system and solar nebula // *Astrophys. and Space Sci.* 1977. V. 51. P. 153–158.

УДК 523.6

ОБ УДАРНОМ МЕХАНИЗМЕ ВСПЫШЕК БЛЕСКА КОМЕТ

© 2022 г. А. С. Гулиев^{a, *}, У. Д. Поладова^a, Р. А. Гулиев^{a, **}^aШемахинская астрофизическая обсерватория им. Н. Туси НАНА, Шемаха, Азербайджан

*e-mail: quliyevayyub@gmail.com

**e-mail: rustamdb@gmail.com

Поступила в редакцию 12.03.2021 г.

После доработки 04.01.2022 г.

Принята к публикации 28.01.2022 г.

В работе изучается ударный механизм вспышек блеска комет. В частности, исследован вопрос о возможности прохождения комет через известные метеороидные рои. Объектами изучения являются 116 комет со вспышками блеска из списка Андриенко и Вашенко и 102 метеорных потока с надежными элементами орбит. Сравняются эпохи вспышек и прохождения комет в окрестностях метеороидных роев. Если за зоны роев принимать узловые расстояния комет от орбиты роя до 0.05 а. е., то для 24 комет эти эпохи отличаются друг от друга всего на 10 дней. Рассматриваются и другие возможности проверки ударного механизма образования вспышек. В частности, вычислены MOID-значения (MOID – Minimum Orbit Intersection Distance) роев и соответствующих комет. Для 294 комет эти значения составляют меньше 0.01 а. е., а для 14 комет они не достигают 0.001 а. е., соответственно. В качестве дополнительного материала использованы данные для 34 комет позднейшего периода и более жесткое критическое расстояние (0.01 а. е.). Результаты расчетов дают основания полагать, что ударный механизм может рассматриваться как одна из главных причин возникновения кометных вспышек блеска. С этой точки зрения анализируются данные по комете 17P.

Ключевые слова: кометы, метеорные потоки, вспышки, MOID**DOI:** 10.31857/S0320930X22040053

ВВЕДЕНИЕ

Настоящая работа является логическим продолжением исследований (Гулиев и др., 2013; Guliyev и др., 2013), где рассматриваются некоторые аспекты процесса вспышек блеска комет. Такие процессы являются интересными и распространенными явлениями в области физики комет. Они представляют интерес также и для исследования межпланетной среды и влияния солнечной активности на изменения масштабов кометных процессов.

Если говорить о причинах кометных вспышек, то в научной литературе в основном доминируют три мнения: вспышки происходят в результате изменения параметров солнечного излучения; вспышки являются результатом физико-химических процессов в атмосферах комет; они происходят в результате полученных кометными ядрами ударов со стороны метеорных тел и обнажения части поверхности ядер. Не исключено, что действуют все три механизма. Наиболее полный об-

зор работ по этим процессам приводится в работе (Hughes, 1990).

В работах (Гулиев и др., 2013; Guliyev и др., 2013) рассматривались аспекты ударного механизма вспышки блеска комет. Кратко напомним содержание этих работ. Если комета кратковременно попадает в зону какого-либо метеорного потока (см. рисунок), резко увеличивается риск столкновений с метеороидами из данного потока. Поэтому в окрестностях известных метеорных роев общая численность восходящих и нисходящих узлов (относительно плоскостей орбит рассматриваемых роев) орбит вспыхивающих комет должно быть выше определенного фонового значения. В цитируемых работах это следствие проверялось на базе известных данных о кометных вспышках и метеорных потоках. В действительности, у многих известных потоков такой прогноз оправдывается. В расчетах в качестве критического расстояния (Δ) узлов от потока принимались 0.001, 0.005, 0.01, 0.05 и 0.1 а. е.

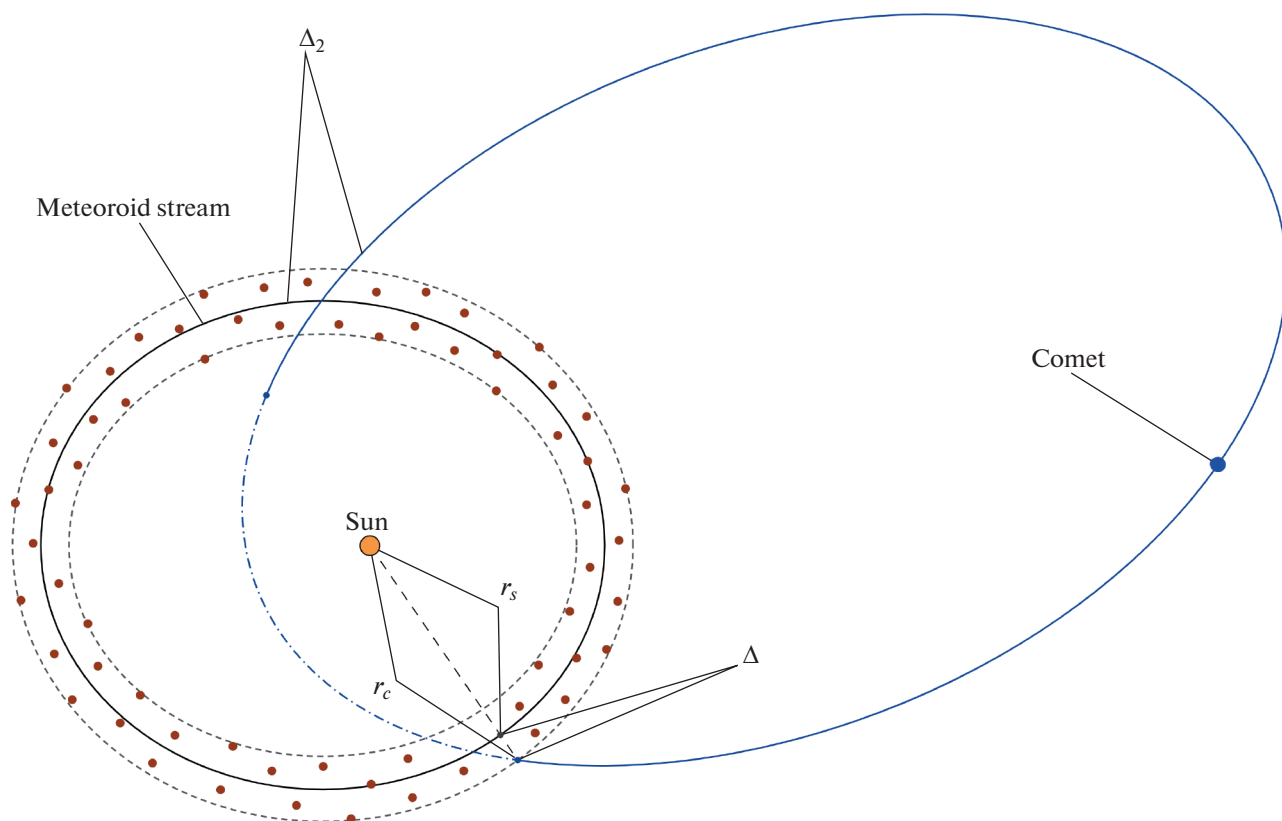


Рис. 1.

ПОСТАНОВКА ВОПРОСА И ЦЕЛЬ ИССЛЕДОВАНИЯ

В работах (Гулиев и др., 2013; Guliyev и др., 2013) найдены некоторые статистические закономерности относительно влияния метеороидный роев на активные процессы в кометах. Они больше актуальны при исследовании феномена распада кометных ядер. При этом столкновения могут произойти в пространстве, охваченном метеороидными роями, однако реальный распад кометы на фрагменты может произойти вдали от такой зоны (Guliyev, 2017). А в случае вспышек комет это далеко не так. Вспышки должны произойти сразу же после столкновения с метеороидным телом. Момент вспышки кометы в этом механизме может иметь небольшое отличие от момента прохождения кометы через зону роя. Поэтому в настоящей работе авторы, прежде всего, ставили перед собой задачу определения эпох прохождения конкретной вспыхивающей кометы через отдельные зоны вблизи известных метеороидных роев и сопоставления их с эпохами вспышек блеска. Если они отличаются друг от друга не на много (на несколько дней), то можно полагать, что столкновение является возможной причиной конкретной вспышки блеска кометы. Кроме того, учитывались также случаи, когда комета за ко-

роткий промежуток времени оказывалась в зоне действия нескольких роев.

Итак, имеется много публикаций, посвященных данной концепции, в том числе статьи одного из авторов данной статьи. В этой работе к комплексному анализу ударного механизма вспышек привлекается временной фактор.

К определению параметров r_s , r_c , Δ и Δ_2 , r_c и r_s являются гелиоцентрическими расстояниями узлов кометной орбиты и метеороидного потока в соответствующем направлении, Δ варьируется в расчетах, а Δ_2 также варьируется и означает MOID-величину для пары комета- метеороидный поток.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЙ НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ И СПОСОБ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ

К сожалению, наиболее полного и универсального каталога вспышек блеска нет. В книге (Андриенко, Вашенко, 1981) авторы собрали случаи вспышек комет вплоть до 1975 г. Все последующие данные не систематизировались. В настоящей работе мы прежде всего исходили из систематизированных данных Андриенко и Вашенко и некоторых данных по кометным вспышкам более позднего времени.

Таблица 1. Вспышки блеска комет, соответствующие метеорные потоки и значения параметра Δ

Комета	Выбранный метеорный поток	Момент вспышки	Эпоха прохождения кометы Δ -зоны	Δ -расстояние кометы, а. е.
C/1847 N1	512 RPU	10.XII.47	12.VII.47–15.VII.47	0.023
C/1860 M1	206 AUR 325 DLT 524 LUM	18.VI.60	22.VI.60 24.VI.60 13.VI.60–15.VI.60	0.009 0.022 0.002
C/1885 R1	17 NTA	31.VIII.85	31.VIII.85	0.050
C/1886 J1	191 ERI	30.IV.86	01.V.86–05.V.86	0.020
C/1893 U1	27 KSE	16.X.93	12.X.93–13.X.93	0.019
C/1898 F1	165 SZC	10.V.98	05.V.98–06.V.98	0.037
C/1901 G1	390 THA 529 EHY 183PAU	12.IV.01	18.IV.01 15.IV.01 13.IV.01–14.IV.01	0.008 0.001 0.039
C/1911 S3	2 STA 8 ORI 165 SZC	28.IX.11	29.IX.11–30.IX.11 23.IX.11–24.IX.11 28.IX.11	0.006 0.021 0.050
C/1914 F1	170 JBO	14.VII.14	09.VII.14–10.VII.14	0.004
C/1921 E1	512 RPU	30.IV.21	25.IV.21–26.IV.21	0.009
C/1931 O1	18 AND 10 QUA 404 GUM	15.VII.31 15.VI.31	19.VII.31.–20.VII.31 11.VI.31–12.VI.31 19.VI.31–23.VI.31	0.020 0.025 0.041
C/1937 D1	338 OER	27.II.37	25.II.37	0.025
C/1939 B1	257 ORS	05.II.39	01.II.39–12.II.39	0.002
C/1940 S1	404 GUM	30.X.40	05.XI.40–06.XI.40	0.007
C/1947 X1-B	327 BEQ 319 JLE 324 EPR	10.XII.47	06.XII.47 04.XII.47 05.XII.47	0.047 0.026 0.024
C/1955 O1	33 NIA 97 SCC 333 OCU 339 PSU	03.VII.55 03.IX.55	05.VIII.55–11.VIII.55 05.VIII.55 05.IX.55–06.IX.55 08.IX.55–09.IX.55	0.027 0.042 0.035 0.016
C/1957 P1	17 NTA 250 NOO 330 SSE	02.VIII.57	08.VIII.57 04.VIII.57 04.VIII.57	0.041 0.050 0.024
C/1961 T1	390 THA 569 OHY	01.XI.61 15.X.61	06.XI.61–07.XI.61 07.X.61–14.X.61	0.011 0.028
C/1961 O1	188 XRI	23.VII.61	17.VII.61	0.003
C/1962 H1	151 EAU	28.IV.62	26.IV.62–28.IV.62	0.028
C/1969 T1	327 BEQ 446 DPC	21.I.70	16.I.70 20.I.70	0.047 0.044
C/1970 U1	331 AHY	20.IX.70	25.IX.70	0.017
C/1970 N1	323 XCB 446 DPC	05.XI.70 15.VII.70	03.XI.70–06.XI.70 20.VII.70–21.VII.70	0.050 0.003
C/1974 C1	151 EAU	26.IV.74	21.IV.74–22.IV.74	0.050

Таблица 2. Число вспыхивающих комет и метеорные потоки, имеющих верхний предел Δ_2

Поток		Верхний предел Δ_2 , а. е.		Поток		Верхний предел Δ_2 , а. е.		Поток		Верхний предел Δ_2 , а. е.	
		0.01	0.001			0.01	0.001			0.01	0.001
code	name			code	name			code	name		
1	CAP	3	0	152	NOC	7	1	328	ALA	2	0
2	STA	5	1	153	OCE	0	0	330	SSE	0	0
4	GEM	1	0	156	SMA	1	0	331	AHY	3	0
5	SDA	0	0	164	NZC	1	0	333	OCU	0	0
6	LYR	1	0	165	SZC	2	0	334	DAD	1	0
7	PER	0	0	170	JBO	5	2	335	XVI	0	0
8	ORI	1	0	171	ARI	2	0	336	DKD	1	0
9	DRA	2	0	172	ZPE	1	0	337	NUE	3	0
10	QUA	1	0	173	BTA	1	0	338	OER	4	0
11	EVI	4	1	175	JPE	1	0	339	PSU	1	0
12	KCG	0	0	183	PAU	4	0	341	XUM	2	0
13	LEO	0	0	184	GDR	1	0	343	HVI	2	0
15	URS	2	0	187	PCA	4	0	346	XHE	1	1
16	HYD	2	0	188	XRI	2	0	348	ARC	0	0
17	NTA	3	0	191	ERI	4	0	362	JMC	1	0
18	AND	2	1	197	AUD	1	0	372	PPS	0	0
19	MON	3	0	202	ZCA	5	0	388	CTA	3	0
20	COM	0	0	206	AUR	1	0	390	THA	4	0
21	AVB	3	1	208	SPE	3	0	404	GUM	1	0
22	LMI	0	0	212	KLE	1	0	411	CAN	2	0
23	EGE	2	0	221	DSX	0	0	428	DSV	1	0
26	NDA	3	0	233	OCC	1	0	431	JIP	0	0
27	KSE	3	0	246	AMO	1	0	445	KUM	1	0
31	ETA	4	1	250	NOO	3	1	446	DPC	2	0
33	NIA	3	0	254	PHO	0	0	506	FEV	0	0
61	TAH	6	2	257	ORS	3	0	510	JRC	1	0
63	COR	4	0	319	JLE	3	0	512	RPU	0	0
69	SSG	2	0	320	OSE	1	0	524	LUM	6	0
96	NCC	4	0	321	TCB	0	0	526	SLD	1	1
97	SCC	1	0	322	LBO	0	0	529	EHY	3	0
110	AAN	3	0	323	XCB	0	0	530	ECV	1	0
137	PPU	2	0	324	EPR	3	0	533	JXA	3	0
144	APS	1	0	325	DLT	1	0	549	FAN	3	1
145	ELY	0	0	326	EPG	3	0	569	OHY	1	0
151	EAU	2	0	327	BEQ	1	0				

В качестве данных по метеорным потокам в работе использован список, подтвержденный Международным астрономическим союзом, https://www.ta3.sk/IAUC22DB/MDC2007/Roje/roje_lista.php?corobic_roje=0&sort_roje=0. Он содержит данные о более, чем 500 потоках. Однако

только 112 из них считаются окончательно утвержденными. Также отметим, что при расчетах использовались элементы орбит потоков, приведенных в работах (Kronk, 2014; Cook, 1973). При детальной рассмотрении этих списков с точки зрения постановки в нашей статье оказалось, что

Таблица 3. Данные по вспышкам блеска 16 долгопериодических комет

Комета	Дата вспышки	Метеорный поток		Δ , а. е.	Комета	Дата вспышки	Метеорный поток		Δ , а. е.
		code	name				code	name	
C/1980 U2	03.I.1980	187	PCA	0.0007	C/2006 A1	24.II.2006	2	STA	0.0003
		339	PSU	0.002			4	GEM	0.0002
C/1984 V1	15.XI.1984	319	JLE	0.003			8	ORI	0.0004
C/1990 E1	29.III.1990	7	PER	0.0049			11	EVI	0.0026
		319	JLE	0.0048			17	NTA	0.0004
C/1990 N1	18.VII.1990	334	DAD	0.0036			18	AND	0.002
		506	FEV	0.0001			21	AVB	0.0005
C/1998 U3	06.III.1999	1	CAP	0.0001			22	LMI	0.0026
		2	STA	0			23	EGE	0.0009
		11	EVI	0.0049			31	ETA	0.0029
		17	NTA	0.0041			33	NIA	0.0049
		33	NIA	0.0046			63	COR	0.0016
		63	COR	0.0027			69	SSG	0.0025
		96	NCC	0.0014			96	NCC	0.0013
		97	SCC	0.0005			137	PPU	0.0004
		183	PAU	0.0044			144	APS	0.0005
		184	GDR	0.0001			153	OCE	0.0035
		188	XRI	0.0001			172	ZPE	0.0039
		233	OCC	0.0021			202	ZCA	0.0012
		343	HVI	0.0003			221	DSX	0.0035
530	ECV	0			233	OCC	0.0001		
533	JXA	0.0017			254	PHO	0.003		
C/1999 T2	12.XI.1999	110	AAN	0.0028			257	ORS	0.0028
C/2001 A2	12.IV.2001	322	LBO	0.0036			325	DLT	0.0031
		343	HVI	0.0045			326	EPG	0.0039
C/2001 HT50	25.IX.2003	15	URS	0.0037			335	XVI	0.0036
		26	NDA	0.001			337	NUE	0.0033
		431	JIP	0.0017			343	HVI	0.0004
C/2001 OG108	24.II.2001	191	ERI	0.0038			388	CTA	0.0017
C/2002 O4	30.VII.2002	4	GEM	0.001			390	THA	0.0028
C/2002 O6	02.VIII.2002	506	FEV	0.0048			446	DPC	0.0032
C/2002 S4	09.XI.2002	325	DLT	0.0043	C/2006 M4	25.IX.2006	22	LMI	0.003
		337	NUE	0.003			151	EAU	0.003
		446	DPC	0.0003			319	JLE	0.0011
C/2004 Q1	15.I.2004	153	OCE	0.005			328	ALA	0.0019
		320	OSE	0.0021			346	XHE	0.003
		325	DLT	0.0033			524	LUM	0.0038
		446	DPC	0.0018	C/2009 K5	11.II.2010	8	ORI	0.0013
		524	LUM	0.0041			337	NUE	0.0002

элементы только 102 потоков пригодны для дальнейших вычислений, в остальных случаях либо орбита гиперболическая, либо какой-то элемент орбиты содержит неопределенность.

Для облегчения некоторой части расчетов использована схема, где элементы кометной орбиты вычисляются относительно плоскости роя. При

этом в расчетах угловых элементов восходящий узел орбиты роя принимается за точку отчета. С помощью формулы:

$$r_c = p / (1 + e \cos(v))$$

(p и e – параметр и эксцентриситет кометной орбиты, соответственно) находятся гелиоцентрические расстояния, восходящего и нисходящего уз-

лов кометной орбиты относительно потока. При $\nu = \Omega$ и $\nu = \Omega + 180^\circ$ определяется гелиоцентрическое расстояние (r_s) до роя (см. рисунок). Далее находится абсолютное значение этих двух расстояний:

$$\Delta = |r_c - r_s|.$$

Ясно, что их направления совпадают. В расчетах мы, как и в работах (Гулиев и др., 2013; Guliyev и др., 2013), выделяли случаи, когда Δ не превышает 0.1 а. е. После такой селекции количество интересующих случаев “комета—метеороидный рой” значительно уменьшается и соответственно облегчается решение поставленной задачи.

На следующем этапе работы для каждой пары “комета—метеорный поток” находится эпоха, когда комета находилась на гелиоцентрическом расстоянии r_c и имела $\Delta < 0.05$ а. е. Это делается с помощью данных из www.jpl.nasa.gov. Найденная эпоха сравнивается с датой вспышки кометы, которая приводится в книге (Андриенко, Вашенко, 1981). Если разница составляет не больше 10 дней, то такая комета и ее вспышка становились объектами нашего исследования.

Для проверки ударного механизма вспышек блеска комет в работе в двух вариантах используются также данные по MOID-анализу орбит комет и метеорных роев.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Результаты представлены в табл. 1. При составлении таблицы мы ограничились случаем, когда параметр Δ не превышает 0.05 а. е.

24 кометные вспышки удовлетворяли принятым условиям. При этом в 11 случаях прохождение кометы через “зону столкновения” имеет место при $\Delta < 0.01$ а. е.

Для 39 вспышек интервал между временем вспышки и временем прохождения кометой в Δ -зоне несколько превышал 10-дневный срок, а значения Δ принадлежали интервалу [0.05, 0.1] а. е.

КАЧЕСТВЕННЫЙ MOID-АНАЛИЗ КОМЕТ СО ВСПЫШКАМИ БЛЕСКА

В проведенном выше анализе мы в основном исходили из расположения узла кометной орбиты и его расстояния от орбиты роя. Поэтому мы для контроля использовали MOID-анализ для решения задачи. Эту задачу в первом приближении можно решать путем применения некоторых упрощений: можно считать, что сближение кометы и роя происходит в направлении одного из узлов кометной орбиты относительно плоскости движения роя, и что орбита роя круговая.

Тогда приближенное значение MOID можно вычислить с помощью следующей формулы:

$$\Delta_1^2 = \left(r_s^2 + \left[\frac{q(1+e)}{1+e \cos \nu} \right]^2 - 2r_s \frac{q(1+e)}{1+e \cos \nu} \times \sqrt{1 - \sin^2 i' \times \sin^2(\omega' - \nu)} \right)^2,$$

где r_s является расстоянием роя в направлении соответствующего узла кометной орбиты, q и e — перигелийное расстояние и эксцентриситет, i' и ω' — угловые элементы кометной орбиты, ν — истинная аномалия кометы, которая варьируются от 0° до 360° с интервалом 1° . Последние три элемента отсчитываются относительно плоскости роя и линией отсчета является линия пересечения плоскостей орбит роя и кометы. Формула получена из основных преобразований сферических треугольников и требования нахождения скалярной величины вектора поток—комета в треугольнике Солнце—рой—комета. Ясно, что чем ближе эксцентриситет избранного роя к 0, тем выше точность приведенной формулы. Для известных роев это условие выполняется не всегда. Поэтому такой подход можно считать приближенным и диагностическим.

Мы провели расчеты и анализировали случаи, когда за основу взяты ближайшие “рабочие” узлы орбит роев. Исходя из данных расчетов, можно суммировать, что в 149 случаях вспыхивающие кометы проходят на расстояниях, меньших 0.01 а. е., а в 18 случаях — на расстояниях, меньших 0.001 а. е. от рассматриваемых роев, соответственно. Вполне вероятно, что в таких зонах кометы могут сталкиваться с телами из роя, что приведет к вспышкам блеска. Если в качестве “рабочих” принимать удаленные узлы роев, то картина будет отличаться заметно, но не кардинальным образом. В этом варианте расстояниям, меньшим 0.01 и 0.001 а. е. от роев, соответствуют 221 и 10 кометных проходов. Оба варианта приближенных вычислений показывают, что ударный механизм вспышек блеска перспективен и заслуживает дальнейшего анализа.

БОЛЕЕ ТОЧНЫЙ MOID-АНАЛИЗ КОМЕТ И МЕТЕОРНЫХ ПОТОКОВ

Предварительный и диагностический анализ параметров Δ и Δ_1 дает основание провести более точный анализ MOID-величин комет со вспышками блеска с помощью общепризнанных алгоритмов. На дальнейшем этапе работы с этой целью были использованы методики, опубликованные в работах (Granchi, 2005; Wiśniowski, Rickman, 2013). Первая из них более эффективна в расчетах относительно почти параболических комет, а вторая — в случае $e \neq 1$.

С применением алгоритмов из цитированных источников мы посчитали значения MOID-величин (Δ_2) и отсортировали все значения, не превы-

Таблица 4. Значения параметра Δ_2 кометы 17P относительно девяти метеорных роев

Метеорный поток		Δ_2 , а. е.	Метеорный поток		Δ_2 , а. е.
code	name		code	name	
61	ТАН	0.0002	257	ORS	0.0356
96	NCC	0.0976	324	EPR	0.0715
170	JBO	0.0491	335	XVI	0.0638
171	ARI	0.0664	338	OER	0.0708
202	ZCA	0.0138			

шающие 0.01 а. е. Результаты этих расчетов приводятся в табл. 2.

Данные в таблице показывают, что 294 значения величины Δ_2 находятся в пределах 0.01 а. е., а в 14 случаях – в пределах 0.001 а. е. Превышение частоты Δ_2 над общим числом комет (116) указывает на то, что в момент вспышки некоторые кометы оказываются вблизи не одного, а несколько роев.

ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ ДЛЯ АНАЛИЗА УДАРНОГО МЕХАНИЗМА КОМЕТНЫХ ВСПЫШЕК

Результаты анализа списка Андриенко и Ващенко дают основания исследовать и последующие случаи вспышек блеска в рамках поставленной задачи. Мы проанализировали собранный в Шемахинской астрофизической обсерватории материал по кривым блескам различных комет. Результаты обработки собранных рядов и вычисленные значения фотометрических величин опубликованы в статьях Чурюмова и др. (2007), Гулиева и Рустамовой (2005), Гулиева и Поладовой (2017). Напомним, что этот цикл работ исследует данные о 122 долгопериодических кометах и основывается на изучении 10664 визуальных оценок блеска комет. Выведенные окончательные величины и остаточные дисперсии позволяют определить отклонения от общих кривых блесков комет на уровне “трех сигм”. Естественно, нас интересуют только отклонения в сторону увеличения визуального блеска в каком-то отрезке времени.

Мы выделили 34 долгопериодические кометы, у которых значения параметра Δ не превышает 0.01 а. е. Результаты для 16 долгопериодических комет приведены в табл. 3.

Анализ данных параметра Δ , округленных до четвертого разряда, показывает, что в 21 случае соответствующее расстояние даже меньше 0.001 а. е. Некоторые кометы (например, C/1998 U3, C/2006 A1, C/2006 M4 и др.) в эпохе вспышки оказываются в непосредственной близости от нескольких потоков.

О КОМЕТЕ 17P (HOLMS)

В настоящей работе основной упор сделан на анализ вспышечной деятельности долгопериодических комет. Однако и среди периодических комет есть объекты, в кривых блеска которых часто наблюдаются такие явления. Ярким представителем таких комет является объект 17P (Gronkowski, Sacharczuk, 2010). Комета является периодической (период обращения 6.89 лет) и входит в семейство Юпитера. Поэтому она практически может наблюдаться по всей орбите и находиться под постоянным вниманием наблюдателей.

Мы посчитали значения параметра Δ_2 кометы относительно всех утвержденных метеорных роев. В результате оказалось, что она проходит весьма близко от девяти роев на расстоянии меньше 0.1 а. е. Список этих потоков и значения параметра Δ_2 приводятся в табл. 4.

Весьма вероятно, что причиной необычной активности комет 17P является именно это обстоятельство. Она имеет перигелийное расстояние больше 2 а. е., и, стало быть, меньше подвержена влиянию таких факторов, как солнечная активность и солнечный ветер.

Наименьшую MOID-величину комета имеет относительно потока 61 ТАН (0.00018 а. е.). При расчетах мы использовали орбиту кометы за 1892 г. (первое наблюдавшееся появление).

ВЫВОДЫ И ДИСКУССИЯ

Ударный механизм происхождения кометных вспышек допускался и другими авторами, в частности, в работах (Babadzhanov и др., 1991; Gronkowski, 2004). Наш анализ показывает, что этот механизм имеет веские доказательства. Более того, можно, исходя из их вычисленных эпох прохождения сквозь конкретные рои, использовать наш подход для прогнозирования вспышек блеска комет. Правда, здесь могут сыграть роль, также и интенсивность потока, физическая особенность ядра конкретной кометы и направление возможных ударов. Последнее связано также и с взаимными наклонами орбит кометы и роя (Guliyev, 2017). При “лобовых” столкновениях может

произойти не только вспышка, но и распад кометного ядра. Необходимо также отметить, что при попытке прогнозирования вспышек параметр Δ кажется более практичным, нежели MOID-величины комет (Δ_1 или Δ_2).

Ударный механизм имеет одно бесспорное преимущество: он логично и без внутренних противоречий способен объяснить факты вспышек блеска комет на очень больших расстояниях. Например, такую активность показывает комета C/2017 K2 на расстояниях койперовского пояса (Jewitt и др., 2021),

Среди комет из списка Андриенко и Ващенко наибольшему риску, судя по нашим расчетам, подвергается объект C/1947 X1-B. По проведенным расчетам, количество случаев, когда MOID-величины кометы меньше 0.1 а. е. составляет 45. Кстати, весьма вероятно, что соответствующее Матринское ядро распалось именно в результате полученных ударов. Из дополнительного списка наибольший интерес в этом случае представляет комета C/2006 A1. Она имеет 31 значение Δ -расстояния, не превышающего 0.01 а. е. 10 из них меньше 0.001 а. е.

Мы отдаем себе отчет в том, что результаты проведенного MOID-анализа нуждаются в проверке относительно статистической достоверности. В целом полагаем, что результаты нашей работы дают основания для дальнейшего развития данной тематики. Для этого, прежде всего, требуется привлечение в анализ других общеизвестных случаев кометных вспышек. Эти случаи опубликованы в отдельных научных статьях разрозненно и не систематизировались. Список, составленный Андриенко и Ващенко (1981), в лучшем случае (если количество вспышек пропорционально количеству комет) может содержать лишь третью часть всех имевших место вспышек. Собранный в ШАО дополнительный материал дает независимое подтверждение для ударного механизма вспышек. После появления более полного и современного каталога к этому механизму вспышек можно будет вернуться заново. Кроме того, в дальнейшем и каталог утвержденных метеорных роев, безусловно, будет пополняться. Поэтому рассматриваемый механизм вспышек блеска комет заслуживает дальнейшего и более обстоятельного изучения. Мы также принимаем во внимание мнение академика М.Я. Марова о том, что при анализе проблемы нужны дополнительные и более строгие энергетические оценки, обеспечивающие генерацию вспышек при соударениях частиц с ядром кометы.

Авторы выражают благодарность анонимным рецензентам за сделанные полезные замечания и

ценные поправки, которые приняты во внимание при доработке статьи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Андриенко Д.А., Ващенко В.Н. Кометы и корпускулярное излучение Солнца. М.: Наука, 1981. 164 с.
- Гулиев А.С., Кохирова Г.И., Поладова У.Д. О возможной роли метеорных потоков во вспышечной активности комет // Азербайджанский астрон. журн. 2013. Т. 8. С. 5–9.
- Гулиев А.С., Рустамова У.Д. Физические величины 100 долгопериодических комет с учетом условия их видимости (1999–2004) // Циркуляр ШАО. 2005. № 110. С. 23–32.
- Гулиев А.С., Поладова У.Д. Кривые блеска 50 комет, построенные с учетом условий их видимости и апертур телескопов // Изв. НАН Азербайджана. 2017. № 2. С. 175–179.
- Чурюмов К.И., Чубко Л.В., Гулиев А.С., Поладова У.Д. Физические величины 100 долгопериодических комет с учетом условия их видимости (1980–2004) // Azerbaijani Astron. J. 2007. V. 2. № 1–2. С. 10–16.
- Babadzhanov P.B., Zidian Wu, Williams I.P., Hughes D.W. The Leonids, Comet Biela and Biela's associated meteoroid stream // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. 1991. V. 253. P. 69–74.
- Cook A.F. A working list of meteor streams // Evolutionary and Physical Properties of Meteoroids // Proc. Int. Astron. Union's Colloq. № 13. 1973. V. 319. P. 183–191.
- Gronchi G.F. An algebraic method to compute the critical points of the distance function between two Keplerian orbits // Celest. Mech. and Dyn. Astron. 2005. V. 93. P. 295–329.
- Gronkowski P. Cometary outbursts: re-discussion of collision causes – the application to the comet 29P/Schwassmann–Wachmann 1 // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. 2004. V. 354. P. 142–150.
- Gronkowski P., Sacharczuk Z. Cometary outbursts – a search for a cause of the comet 17P/Holmes outburst // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. 2010. V. 408. P. 1207–1215.
- Guliyev A.S. Collision with meteoroids as one of possible causes of cometary nucleus splitting // Planet. and Space Sci. 2017. V. 143. P. 40–42.
- Guliyev A.S., Koxirova G.I., Poladova U.C. Comets outbursts and the meteor showers // Proc. Int. Conf. held at the Adam Mickiewicz University in Poznan. 2013. P. 263–267.
- Hughes D.W. Cometary outbursts // Roy. Astron. Soc., Quarterly J. 1990. V. 31. P. 69–94.
- Jewitt D., Kim Y., Mutchler M., Agarwal J., Li J., Weaver H. Cometary Activity Begins at Kuiper Belt Distances: Evidence From C/2017 K2 // arXiv preprint arXiv: 2102.06313. 2021.
- Kronk G.W. Meteor Showers. Springer, 2014. 362 p.
- Wiśniowski T., Rickman H. Fast geometric method for calculating accurate minimum orbit intersection distances // Acta Astronomica. 2013. V. 63. P. 293–307.

УДК 521.1,523.4

ВРАЩАТЕЛЬНАЯ ДИНАМИКА СБЛИЖАЮЩИХСЯ С ПЛАНЕТАМИ АСТЕРОИДОВ

© 2022 г. А. В. Мельников*

*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия***e-mail: melnikov@gaoran.ru*

Поступила в редакцию 09.12.2021 г.

После доработки 19.01.2022 г.

Принята к публикации 09.02.2022 г.

Посредством проведения массовых численных экспериментов рассмотрено влияние сближения астероида с планетой на его вращательную динамику. Для ряда астероидов, испытывающих последовательные сближения с несколькими планетами земной группы, получены характерные оценки изменения периода собственного вращения астероида из-за сближения с планетой. Рассмотрена вращательная динамика астероида (367943) Duende при его весьма тесном сближении с Землей в 2013 г. и получены оценки возможной скорости вращения астероида до момента сближения.

Ключевые слова: астероиды, (367943) Duende, тесные сближения с планетами, вращательная динамика

DOI: 10.31857/S0320930X22040065

ВВЕДЕНИЕ

Астероиды, испытывающие тесные сближения (ТС) с Землей и другими планетами Солнечной системы, представляют значительный интерес для детальных исследований из-за возможности оказать катастрофическое влияние на планету (при столкновении) и на сам астероид (возможно разрушение астероида из-за действия приливных сил). Кроме того, наблюдения ТС астероидов с планетами и последующее моделирование кривых блеска позволяют изучить физические свойства и вращательную динамику самого астероида. Посредством исследования вращательной динамики астероида при ТС с планетой можно получить информацию о его фигуре и внутреннем строении.

Задачу о влиянии прохождения астероида вблизи Земли на его вращательную динамику рассматривали Батраков и Медведев (1992), показавшие посредством численного моделирования, что при тесном сближении астероида с Землей “возникают большие гравитационные поворачивающие моменты”, приводящие к изменению вращения астероида. Richardson и др. (1998) при помощи численного моделирования рассмотрели задачу о деформации фигуры и распаде астероидов типа “rubble pile” (куча щебня; см. подробнее Walsh, 2018), представляющих собой тело с невысокой степенью жесткости либо грудой обломков, из-за гравитационных моментов, возникающих при ТС астероида с Землей. Позднее Sharma и др. (2006) де-

тально рассмотрели механизмы деформации тела астероида и его распада из-за приливных эффектов, действующих при ТС астероида с планетой. В недавно вышедшей работе Воропаева и др. (2020) рассмотрено разрушение однородного вращающегося упругого астероида несферической формы при его ТС с Землей. Получены ограничения на минимальную дистанцию сближения, при которой возможен распад астероида с учетом его размеров, формы и ряда других физических параметров. Воропаев и др. (2020) отметили, что на напряжения и деформации, возникающие в теле астероида при ТС, влияют ориентация его фигуры относительно направления на Землю и ориентация в пространстве оси собственного вращения астероида.

Black и др. (1999) исследовали влияние ТС с Марсом на вращательную динамику астероида (433) Eros и показали, что в результате ТС могут возникнуть существенные либрации ориентации фигуры астероида в пространстве. Определив из наблюдений амплитуду либраций, можно оценить моменты инерции астероида. Scheeres и др. (2000), посредством проведения модельных численных экспериментов по сближению астероида (4179) Toutatis с Землей, показали, что малые возмущения, возникающие при многочисленных повторяющихся сближениях астероида с планетой, приводят к изменению его угловой скорости вращения. В то же время одиночное сильное гравитационное взаимодействие, имеющее место

при весьма тесном сближении астероида с планетой, может изменить его режим вращения – астероид перейдет в режим “кувыркания” (tumbling). В режиме “кувыркания” ось собственного вращения астероида не совпадает с осью одного из трех главных центральных моментов инерции, такой режим характерен для астероидов малых размеров (см. подробнее о “кувыркающихся” астероидах Pravec и др., 2005). Динамика (4179) Toutatis была рассмотрена Takahashi и др. (2013), показавшими, что при каждом его сближении с Землей изменяется величина углового вращательного момента астероида, его относительное изменение за 20 лет может составить около 0.1%. Takahashi и др. (2013) определили параметры вращения астероида (4179) Toutatis и оценили его моменты инерции.

В работе Scheeres и др. (2004) проведено подробное статистическое исследование влияния ТС с Землей и с Венерой на вращательные состояния малых тел (астероидов и комет). Исследование вращательной динамики АСЗ (астероидов сближающихся с Землей) проведено в работе Boldrin и др. (2020), рассмотревших посредством модельных численных экспериментов изменение скорости вращения и ориентации фигур астероида при ТС с Землей. Scheeres и др. (2005) рассмотрели влияние предстоящего в 2029 г. ТС с Землей потенциально опасного астероида (99942) Apophis и указали, что в результате сближения период вращения астероида может измениться почти в два раза. Отметим еще ряд работ (Pravec и др., 2014; Souchay и др., 2018; Lee и др., 2021), где детально рассмотрена вращательная динамика астероида (99942) Apophis при его ТС с Землей.

Проведенный в работе (Devyatkin и др., 2016) анализ наблюдаемой кривой блеска астероида (367943) Duende, полученной при ТС этого астероида с Землей 15 февраля 2013 г. на расстоянии около 27 700 км, показал, что периоды, наблюдаемые в изменении кривой блеска астероида до сближения с Землей и после, заметно отличаются. Моделирование кривых блеска и вращательной динамики (367943) Duende в окрестности точки сближения позволило Devyatkin и др. (2016) получить информацию о физических параметрах астероида (оценить его размеры и моменты инерции) и параметрах его вращения. Devyatkin и др. (2016) сделали вывод, что ТС с Землей привело к изменению скорости собственного вращения астероида: период вращения астероида после прохождения перигея увеличился с ≈ 10.1 ч (вблизи точки сближения) до ≈ 10.9 ч (через трое суток после момента ТС). В недавно опубликованных работах (Benson и др., 2020; Moskovitz и др., 2020) была детально рассмотрена вращательная динамика астероида (367943) Duende на основе большого массива наблюдательных данных. Посредством анализа наблюдаемых кривых блеска астероида,

полученных после его сближения с Землей, Moskovitz и др. (2020) установили, что вращательную динамику (367943) Duende можно описать вращением с двумя периодами: $P_1 = 8.71 \pm 0.03$ ч и $P_2 = 23.7 \pm 0.2$ ч (подробнее см. Pravec и др., 2005). Анализ на периодичность кривых блеска астероида показал, что после ТС величина периода прецессии P_1 увеличилась с 8.37 до 8.71 ч, а величина P_2 практически не изменилась. Проведенное Benson и др. (2020) моделирование вращательной динамики (367943) Duende подтвердило результаты, полученные Moskovitz и др. (2020). Таким образом, как анализ наблюдений, так и моделирование вращательной динамики астероида (367943) Duende при его ТС с Землей в 2013 г. показывают относительное изменение его скорости вращения на 5–8% (Devyatkin и др., 2016; Benson и др., 2020; Moskovitz и др., 2020). Численные эксперименты, проведенные Benson и др. (2020) по интегрированию вращательной динамики (367943) Duende назад во времени от момента сближения, показали, что период вращения астероида в результате его ТС с Землей мог измениться почти на 30% (как увеличиться, так и уменьшиться).

Отметим, что на долговременную вращательную динамику астероидов могут оказывать влияние столкновения с другими астероидами (Asphaug, Scheeres, 1999; Henych, Pravec, 2013) и негравитационный YORP-эффект (Rubincam, 2000; Ershkov, Shamin, 2018). Эффект анизотропного переизлучения (YORP, Yarkovsky–O’Keefe–Radzievskii–Paddack) существует в динамике малых астероидов (диаметр менее километра) неправильной формы и приводит к изменению угловой скорости вращения астероида и ориентации его оси вращения в пространстве. В пионерской работе (Lowry и др., 2007) установлено, что за четыре года наблюдений величина изменения угловой скорости вращения астероида (54509) 2000 PH5 (позднее этот астероид получил наименование YORP) составила около 2×10^{-4} град/сут² и не может быть объяснена его периодическими сближениями с Землей, а вызвана YORP-эффектом. В настоящее время величина YORP-эффекта определена менее чем у десятка астероидов (Zegmott и др., 2021).

В работе (Девяткин и др., 2022) выявлен ряд астероидов, которые в ходе долговременной орбитальной динамики испытывают сближения с двумя и более планетами земной группы. Если такие сближения будут достаточно тесными, то они должны найти свое отражение в эволюции вращения астероида. Актуальность исследования вращательной динамики астероидов, испытывающих ТС с планетами, обусловлена тем, что, зная степень влияния этих событий на эволюцию вращения конкретных астероидов, мы можем из анализа наблюдений и путем численного моделирования вращательной динамики опре-

делить моменты инерции астероида, величину YORP-эффекта, предположить наличие в истории астероида столкновений с другими малыми телами, оценить величину релятивистских эффектов (геодезическую прецессию, см. подробнее (Пашкевич, Вершков, 2022)).

В настоящей работе посредством проведения массовых численных экспериментов рассмотрено влияние сближения астероида с планетой на его вращательную динамику. Работа построена следующим образом: в первой ее части приведены основные уравнения, описывающие вращательную динамику астероида в окрестности точки сближения с планетой. Далее представлены результаты численных экспериментов по моделированию вращательной динамики избранных астероидов, испытывающих последовательные сближения с несколькими планетами земной группы, и результаты моделирования вращательной динамики астероида (367943) Duende при его ТС с Землей в 2013 г. В конце работы приведены основные полученные результаты.

УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ

При изучении вращательной динамики астероида в окрестности точки сближения с планетой предполагалось, что движение астероида происходит по гиперболической орбите относительно планеты. Вращательную динамику астероида в задаче о его сближении с планетой определяют следующие параметры (Richardson и др., 1998; Sharma и др., 2006): фигура астероида, период собственного вращения астероида и ориентация оси вращения в пространстве, перицентрическое расстояние (дистанция между планетой и астероидом в точке сближения), орбитальная скорость астероида и его физические свойства, определяющие величину рассеяния энергии при деформации фигуры астероида из-за возникающих при ТС с планетой гравитационных моментов.

Фигура астероида аппроксимировалась трехосным эллипсоидом однородной плотности с главными полуосями инерции $a > b > c$. Планета считалась неподвижной гравитирующей точкой, масса астероида много меньше массы планеты. Использовалась прямоугольная система координат $Oxuz$, определенная исходно в перигентре орбиты астероида (в точке сближения) следующим образом: ось x направлена по вектору “перигентр орбиты астероида – планета”, ось y в перигентре орбиты параллельна вектору орбитальной скорости астероида, ось z ортогональна орбитальной плоскости астероида и дополняет систему до “правой”. Ориентация фигуры астероида относительно осей системы координат $Oxuz$ задавалась путем его воображаемых поворотов на углы Эйлера (θ, φ, ψ) из положения совпадения главных осей инерции астероида с осями системы координат

до их реального положения в пространстве в следующей последовательности (согласно Wisdom и др., 1984): сначала делаем поворот на угол θ вокруг оси c , затем на угол φ вокруг оси a и, наконец, на угол ψ вокруг оси b .

Вращательное движение астероида описывается динамическими и кинематическими уравнениями Эйлера. Выпишем динамические уравнения Эйлера (Белецкий, 1965):

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

где $A < B < C$ – главные центральные моменты инерции астероида, G – гравитационная постоянная; M – масса планеты; $\omega_a, \omega_b, \omega_c$ – проекции вектора угловой скорости вращения астероида $\boldsymbol{\omega}$ на оси a, b, c ; $r = a_{as}(e^2 - 1)/(1 + e \cos f)$ – расстояние “астероид – планета”, где $a_{as} > 0$ – большая полуось, $e > 1$ – эксцентриситет планетоцентрической орбиты астероида, f – истинная аномалия; α, β, γ – направляющие косинусы главных осей инерции астероида относительно направления на планету.

Кинематические уравнения Эйлера и выражения для направляющих косинусов в принятой системе углов Эйлера имеют вид (Wisdom и др., 1984; Мельников, 2020):

$$\begin{aligned} \frac{d\theta}{dt} &= \frac{\omega_c \cos \psi - \omega_a \sin \psi}{\cos \varphi}, \\ \frac{d\varphi}{dt} &= \omega_a \cos \psi + \omega_c \sin \psi, \\ \frac{d\psi}{dt} &= \omega_b - (\omega_c \cos \psi - \omega_a \sin \psi) \operatorname{tg} \varphi, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \alpha &= \cos(\theta - f) \cos \psi - \sin(\theta - f) \sin \varphi \sin \psi, \\ \beta &= -\sin(\theta - f) \cos \varphi, \\ \gamma &= \cos(\theta - f) \sin \psi + \sin(\theta - f) \sin \varphi \cos \psi. \end{aligned} \quad (3)$$

При пространственном вращении астероида в кинематических уравнениях Эйлера (2) присутствует сингулярность при $\varphi = \pm \pi/2$. Чтобы избежать от сингулярности, при численном интегрировании вместо углов Эйлера нами использовались переменные Родрига–Гамильтона $(\lambda_0, \lambda_1, \lambda_2, \lambda_3)$, связанные с углами Эйлера следующими соотношениями (Куприянов, 2014; Мельников, 2020):

$$\begin{aligned}
 \lambda_0 &= \cos \frac{\theta}{2} \cos \frac{\phi}{2} \cos \frac{\psi}{2} - \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{\phi}{2} \sin \frac{\psi}{2}, \\
 \lambda_1 &= \cos \frac{\theta}{2} \sin \frac{\phi}{2} \cos \frac{\psi}{2} - \sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{\phi}{2} \sin \frac{\psi}{2}, \\
 \lambda_2 &= \cos \frac{\theta}{2} \cos \frac{\phi}{2} \sin \frac{\psi}{2} + \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{\phi}{2} \cos \frac{\psi}{2}, \\
 \lambda_3 &= \cos \frac{\theta}{2} \sin \frac{\phi}{2} \sin \frac{\psi}{2} + \sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{\phi}{2} \cos \frac{\psi}{2}.
 \end{aligned}
 \tag{4}$$

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

$$\begin{aligned}
 \frac{d\lambda_0}{dt} &= -\frac{1}{2}(\lambda_1\omega_a + \lambda_2\omega_b + \lambda_3\omega_c), \\
 \frac{d\lambda_1}{dt} &= \frac{1}{2}(\lambda_0\omega_a + \lambda_3\omega_b + \lambda_2\omega_c), \\
 \frac{d\lambda_2}{dt} &= \frac{1}{2}(\lambda_3\omega_a + \lambda_0\omega_b + \lambda_1\omega_c), \\
 \frac{d\lambda_3}{dt} &= -\frac{1}{2}(\lambda_2\omega_a + \lambda_1\omega_b + \lambda_0\omega_c).
 \end{aligned}
 \tag{5}$$

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

$$\begin{aligned}
 \alpha &= (\lambda_0^2 + \lambda_2^2 - \lambda_3^2) \cos f + 2(\lambda_0\lambda_3 + \lambda_1\lambda_2) \sin f, \\
 \beta &= 2(\lambda_1\lambda_2 + \lambda_0\lambda_3) \cos f + \\
 &+ (\lambda_0^2 - \lambda_1^2 + \lambda_2^2 - \lambda_3^2) \sin f, \\
 \gamma &= 2(\lambda_0\lambda_2 + \lambda_1\lambda_3) \cos f + (\lambda_2\lambda_3 + \lambda_0\lambda_1) \sin f.
 \end{aligned}
 \tag{6}$$

При моделировании поступательно-вращательного движения астероида численно интегрировалась система уравнений (1) и (5). Ориентация фигуры астероида в начальный момент времени задавалась углами Эйлера, переход к переменным Родрига–Гамильтона проводился непосредственно перед численным интегрированием уравнений движения. Для численного интегрирования уравнений движения использовался интегратор DOP853 (Hairer и др., 1993), реализующий метод Рунге–Кутты 8-го порядка, с автоматически изменяемой величиной шага интегрирования. Локальная точность интегрирования составляла $\epsilon = 10^{-14}$, максимальный шаг интегрирования $\Delta t = 10^{-3}$ ч. Переменные Родрига–Гамильтона обладают свойством (Борисов, Мамаев, 2001; Whittaker, 1917): $\lambda_0^2 + \lambda_1^2 + \lambda_2^2 + \lambda_3^2 = 1$, что позволяет при численном интегрировании дополнительно контролировать точность вычислений. В проведенных нами тестовых численных экспериментах по моделированию долговремен-

ной вращательной динамики астероида отклонение от единичной нормы не превышало 10^{-13} .

Сближение астероида с планетой влияет не только на вращательную динамику астероида, но и на его орбиту, однако, как отметили Scheeres и др. (2000), тип орбиты (гиперболическая орбита относительно планеты) не меняется, хотя возмущения орбиты в дальнейшем отражаются и на вращательной динамике астероида. Интервал времени, на котором мы рассматривали вращательную динамику астероида, не превышает одного месяца, что существенно меньше орбитального периода, поэтому при численном моделировании мы считали орбиту астероида фиксированной. При исследовании вращательной динамики астероида мы также полагали, что астероид является твердым телом с однородной плотностью, деформации его фигуры из-за приливных моментов, вызванных Солнцем и Луной (в случае АСЗ), отсутствуют. Влияние на вращательную динамику несферичности планеты и YORP-эффекта также нами не учитывалось.

МОДЕЛИРОВАНИЕ СБЛИЖЕНИЙ АСТЕРОИДОВ С ПЛАНЕТАМИ

В работе Девяткина и др. (2022) установлена группа из 27 астероидов, испытывающих на промежутке времени 1500–2500 гг. сближения на расстоянии менее 0.05 а. е. с планетами земной группы – Меркурием, Венерой, Землей и Марсом. Далее в нашей работе мы посредством численного моделирования оценим величину изменения скорости вращения для ряда астероидов из работы (Девяткин и др., 2022) при их сближениях с различными планетами. На основе полученных оценок сделаем выводы о возможности выявления таких изменений посредством анализа наблюдений. Также для оценки влияния очень тесного сближения астероида с планетой на его вращательную динамику проведем моделирование вращательной динамики астероида (367943) Duende при его ТС с Землей 15 февраля 2013 г. на расстояние около 27700 км.

Из перечня астероидов, приведенного в работе Девяткина и др. (2022), нами были отобраны объекты, сближающиеся с планетами на расстояния менее $100R_E$, где принято $R_E = 6370$ км – радиус Земли. При сближении на данное расстояние астероид попадает в сферу действия планеты (за исключением случая Меркурия). Примерные радиусы сфер действия планет: Меркурий – $20R_E$, Венера – $100R_E$, Земля – $150R_E$, Марс – $90R_E$. В табл. 1 приведен список из шести отобранных нами астероидов, значения минимальной дистанции, (выраженной в R_E) на которую они сближаются с планетой, и последовательность сближений с указанием их моментов времени.

Таблица 1. Минимальные дистанции сближений и последовательность сближений исследуемых астероидов с планетами на интервале времени 1900–2200 гг. Расстояния до планет указаны в радиусах Земли. Данные взяты с сайта <https://ssd.jpl.nasa.gov/>

Астероид	Меркурий	Венера	Земля	Марс	Юпитер	Последовательность сближений: “Планета (день. месяц. год)”
2008 FP	—	2906.33	26.67	—	10 177.22	Венера (01.06.2008) Земля (29.03.2008) Юпитер (29.11.2014)
2009 WP6	576.27	402.64	40.84	455.52	—	Марс (20.07.1970) Меркурий (02.03.1978) Венера (11.06.1979) Земля (15.11.2009)
2010 JJ41	18.13	240.55	1164.89	645.62	—	Венера (14.11.1985) Меркурий (13.01.2009) Земля (16.04.2010) Марс (22.12.2010)
2015 EO61	246.07	582.17	277.40	65.08	—	Венера (17.02.2047) Марс (17.08.2083) Меркурий (23.10.2169) Земля (25.11.2141)
2015 TX24	43.33	941.67	416.57	56.34	27955.26	Земля (26.10.1900) Юпитер (07.06.1986) Венера (29.03.2002) Меркурий (24.02.2026) Марс (15.08.2039)
2015 XG55	844.50	244.00	42.65	1629.35	—	Марс (10.11.1964) Венера (24.03.2002) Меркурий (18.09.2061) Земля (01.12.2087)

В табл. 1 для сравнения указаны имеющие место сближения с Юпитером. Информация о минимальных дистанциях и датах сближений астероидов с планетами на интервале времени 1900–2200 гг. получена с сайта <https://ssd.jpl.nasa.gov/> (см. также <https://cneos.jpl.nasa.gov/ca/>). Траектории всех рассмотренных нами астероидов проходят достаточно далеко от планет и не попадают в сферу Роша планеты, поэтому их распад и столкновения с планетой маловероятны.

В табл. 2 приведены орбитальные параметры и диаметры отобранных астероидов. В табл. 3 даны орбитальные параметры и приблизительный диаметр астероида (367943) Duende. Радарные наблюдения (Benner и др., 2013) и моделирование вращательной динамики (Devyatkin и др., 2016) указывают, что (367943) Duende представляет собой сильно вытянутый объект с размерами сечения примерно 40×20 м.

При проведении численных экспериментов по исследованию вращательной динамики сближающихся с планетами астероидов используют раз-

ные критерии для определения отрезка орбиты, на котором исследуется динамика. Richardson и др. (1998) в модельных численных экспериментах рассматривали динамику астероида на участке его траектории, начинающейся за $50R_E$ до Земли и заканчивающейся на дистанции $60R_E$, при удалении астероида от Земли. Black и др. (1999) исследовали динамику астероида (433) Eros при его сближении с Марсом на отрезке орбиты, расположенном не далее 100 радиусов планеты. Boldrin и др. (2020) в модельных численных экспериментах по исследованию вращательного движения сближающихся с Землей астероидов рассматривали их динамику как на расстоянии, не превышающем $100R_E$ от планеты, так и на отрезке орбиты, соответствующем интервалу времени в 10 суток (пять суток до точки сближения и пять после ее прохождения). В настоящей работе вращательная динамика астероидов рассматривалась на отрезках их орбит с началом на расстоянии $100R_E$ от точки сближения и концом, находящимся на таком же расстоянии при уда-

Таблица 2. Орбитальные параметры и диаметры фигур (D) исследуемых астероидов, сближающихся с планетами земной группы. Данные взяты из статьи (Девяткин и др., 2022)

Астероид	a , а. е.	e	i , угл. град	ω , угл. град	Ω , угл. град	M , угл. град	D , м
2008 FP	2.5820417	0.897618	3.6053	152.3963	158.4591	314.7334	20
2009 WP6	1.1300877	0.740954	2.7620	228.0252	54.4203	316.4803	20
2010 JJ41	1.0726108	0.672689	3.2819	29.3474	50.1456	85.7767	150
2015 EO61	1.4551681	0.734409	1.9785	261.3447	43.6538	300.4765	170
2015 TX24	2.2660105	0.872083	6.0426	127.0568	32.9362	112.6511	250
2015 XG55	1.0294541	0.557679	2.3634	237.4629	70.3029	164.8940	10

Таблица 3. Орбитальные параметры и диаметр фигуры (D) астероида (367943) Duende. Параметры взяты с сайта <https://ssd.jpl.nasa.gov>, диаметр – из статьи (Moskovitz и др., 2020)

a , а. е.	e	i , угл. град	ω , угл. град	Ω , угл. град	M , угл. град	T , JD	D , м
0.910140	0.089319	11.6090	195.5777	146.9281	262.7014	2459600.5	50

лении астероида от планеты. Величины интервалов времени, соответствующие определенным таким образом отрезкам орбит астероидов, составляли от 2 до 10 суток. Согласно табл. 2 и 3, наклоны орбит у всех астероидов малы, поэтому при определении начальной ориентации фигуры астероида в пространстве мы полагали, что на рассматриваемом участке траектории астероид движется в орбитальной плоскости планеты. При численном интегрировании гравитационные параметры для планет полагались равными (Folkner и др., 2014): $GM_{\text{Mercury}} = 22031.780 \text{ км}^3/\text{с}^2$, $GM_{\text{Venus}} = 324858.592 \text{ км}^3/\text{с}^2$, $GM_{\text{Earth}} = 398600.435 \text{ км}^3/\text{с}^2$, $GM_{\text{Mars}} = 42828.375 \text{ км}^3/\text{с}^2$.

Перед численным интегрированием уравнений поступательно-вращательного движения астероида при помощи системы JPL Horizons (<https://ssd.jpl.nasa.gov/horizons/>) на интервале времени, соответствующем отрезку рассматриваемой траектории астероида, определялись положения небесных тел (астероида и планеты) в прямоугольной системе координат с началом в барицентре Солнечной системы. На основе этих данных рассчитывалась величина расстояния между астероидом и планетой – определялась траектория астероида относительно планеты. Эфемериды строились с шагом в один час, при дальнейшем интегрировании уравнений движения координаты тел на нужный момент времени определялись посредством использования кубической сплайновой интерполяции.

Для моделирования вращательной динамики астероида в гравитационном поле планеты необходимо знать величины его главных центральных моментов инерции (достаточно знать их отношения A/C и B/C), определяемых фигурой астерои-

да. В настоящее время параметры фигур известны для весьма малого количества астероидов (Dugesh и др., 2010). Обычно имеются только оценки диаметра астероида, полученные (см. подробнее Bowell и др., 1989) на основе его абсолютной звездной величины и предполагаемой величины альbedo его поверхности. Известно (см., например, Куприянов, Шевченко, 2006; Мельников, Шевченко, 2022), что чем меньше размер небесного тела, тем более неправильную форму он имеет. Согласно табл. 2, диаметры всех рассмотренных нами астероидов малы (менее 250 м), поэтому для полуосей трехосного эллипсоида, аппроксимирующего фигуру астероида, было выбрано соотношение: $a : b : c = 4 : 2 : 1$. Предполагая однородную плотность тела астероида для отношений его моментов инерции, имеем: $A/C = (b^2 + c^2)/(a^2 + b^2) = 0.25$, $B/C = (a^2 + c^2)/(a^2 + b^2) = 0.85$. Указанные значения использовались при численном моделировании вращательной динамики всех отобранных астероидов. Полученные в работе (Девяткин и др., 2016) посредством моделирования вращательной динамики оценки параметров фигуры астероида (367943) Duende и его моментов инерции близки к указанным величинам (см. также Benner и др., 2013; Venson и др., 2020): $A/C = 0.3$, $B/C = 0.8$. Указанные значения использовались нами при моделировании вращательной динамики (367943) Duende.

Суть проведенных численных экспериментов состояла в следующем: в начальной точке траектории астероида, расположенной на расстоянии $100R_E$ от точки сближения астероида с планетой, мы задавали вращательное состояние астероида – величину вектора угловой скорости ω и ориентацию фигуры астероида в пространстве, опреде-

Таблица 4. Максимальное изменение периода собственного вращения астероида ΔP после его сближения с планетой и начальные значения P_{in} и φ , соответствующие ему. Прочерк означает отсутствие сближений астероида с планетой на интервале времени 1900–2200 гг. Жирным шрифтом выделены выявленные максимальные значения $\Delta P > 10^{-2}$ ч

Астероид	Меркурий	Венера	Земля	Марс
2008 FP	–	$\Delta P = 2 \times 10^{-3}$ ч, $\varphi = 30^\circ, P_{in} = 13$ ч	$\Delta P = 7 \times 10^{-3}$ ч, $\varphi = 40^\circ, P_{in} = 9$ ч	–
2009 WP6	$\Delta P = 3 \times 10^{-4}$ ч, $\varphi = 10^\circ, P_{in} = 3$ ч	$\Delta P = 3 \times 10^{-3}$ ч, $\varphi = 30^\circ, P_{in} = 3$ ч	$\Delta P = 2 \times 10^{-3}$ ч, $\varphi = 20^\circ, P_{in} = 5$ ч	$\Delta P = 9 \times 10^{-4}$ ч, $\varphi = 70^\circ, P_{in} = 12$ ч
2010 JJ41	$\Delta P = 2 \times 10^{-4}$ ч, $\varphi = 40^\circ, P_{in} = 7$ ч	$\Delta P = 6 \times 10^{-3}$ ч, $\varphi = 60^\circ, P_{in} = 11$ ч	$\Delta P = 4 \times 10^{-3}$ ч, $\varphi = 20^\circ, P_{in} = 12$ ч	$\Delta P = 1 \times 10^{-3}$ ч, $\varphi = 20^\circ, P_{in} = 5$ ч
2015 EO61	$\Delta P = 2 \times 10^{-3}$ ч, $\varphi = 20^\circ, P_{in} = 15$ ч	$\Delta P = 5 \times 10^{-3}$ ч, $\varphi = 10^\circ, P_{in} = 6$ ч	$\Delta P = 8 \times 10^{-3}$ ч, $\varphi = 80^\circ, P_{in} = 17$ ч	$\Delta P = 3 \times 10^{-3}$ ч, $\varphi = 40^\circ, P_{in} = 14$ ч
2015 TX24	$\Delta P = 4 \times 10^{-3}$ ч, $\varphi = 50^\circ, P_{in} = 11$ ч	$\Delta P = 2 \times 10^{-2}$ ч, $\varphi = 60^\circ, P_{in} = 19$ ч	$\Delta P = 9 \times 10^{-2}$ ч, $\varphi = 80^\circ, P_{in} = 13$ ч	$\Delta P = 1 \times 10^{-1}$ ч, $\varphi = 130^\circ, P_{in} = 13$ ч
2015 XG55	$\Delta P = 8 \times 10^{-3}$ ч, $\varphi = 20^\circ, P_{in} = 8$ ч	$\Delta P = 8 \times 10^{-2}$ ч, $\varphi = 10^\circ, P_{in} = 8$ ч	$\Delta P = 2 \times 10^{-1}$ ч, $\varphi = 30^\circ, P_{in} = 9$ ч	$\Delta P = 9 \times 10^{-3}$ ч, $\varphi = 10^\circ, P_{in} = 12$ ч

ляемую углами Эйлера (θ, φ, ψ). После этого проводилось численное интегрирование поступательно-вращательного движения астероида на отрезке орбиты от начальной точки траектории до расстояния $100R_E$ удаления астероида от точки сближения. Вычислялась величина $\Delta P = P_{fin} - P_{in}$, где P_{in} – начальное заданное значение периода вращения астероида, P_{fin} – установленное финальное значение периода вращения, которым обладал астероид в конечной точке рассмотренной нами траектории. Были взяты разные значения начальных угловых скоростей вращения астероида: $|\omega| = 2\pi/P_{in}$, где $P_{in} = 1, \dots, 30$ ч с шагом 1 ч; для компонент вектора угловой скорости было принято: $\omega_a = 0, \omega_b = 0, \omega_c = |\omega|$. Также были рассмотрены различные ориентации фигуры астероида в пространстве, для начальных значений углов Эйлера принято: $\theta = \psi = 0^\circ, \varphi = 0^\circ, \dots, 180^\circ$ с шагом $\Delta\varphi = 10^\circ$. Таким образом, угол φ в начальной точке траектории определял наклон оси вращения астероида к плоскости орбиты планеты. Случай $\varphi = 0^\circ$ соответствует вращению астероида вокруг оси, ортогональной плоскости орбиты планеты и совпадающей с осью наибольшего момента инерции астероида.

В табл. 4 приведены полученные нами в численных экспериментах на всей выборке начальных данных (P_{in}, φ) максимальные значения изменений периодов собственного вращения астероидов ΔP с указанием соответствующих им значений P_{in} и φ . На рис. 1 представлены примеры диаграмм распределения значений $|\Delta P|$ на плоскости (P_{in}, φ), построенные для астероидов (367943) Duende и 2015 TX24. Диаграммы, по-

строенные для других астероидов, имели схожий вид. Нас интересовала лишь абсолютная величина изменения периода вращения астероида, поскольку на ее основе можно прогнозировать возможность наблюдения/выявления изменения вращательного состояния астероида посредством анализа наблюдений. В численных экспериментах наблюдалось как замедление, так и ускорение первоначально заданного вращения астероида. В случаях, представленных на рис. 1, для астероида (367943) Duende примерно 81% рассмотренных начальных данных приводил к замедлению вращения астероида (увеличению периода вращения) после ТС с Землей, а для астероида 2015 TX24 замедление вращения после его сближения с Марсом установлено для $\approx 93\%$ начальных данных. На рис. 1 для каждого астероида отдельно приведены выявленные отрицательные значения ΔP , соответствующие ускорению вращения астероида после ТС. Видно, что множество начальных данных, приводящих к ускорению вращения астероида, мало.

На рис. 2 для избранных начальных данных представлены примеры зависимостей изменения величины периода собственного вращения астероида от времени, построенные в окрестности точки сближения астероида с планетой. В случае астероида (367943) Duende приведено изменение P – текущей величины периода вращения. Поскольку величина P для астероида 2015 TX24 при его сближении с Марсом изменяется со временем мало (см. рис. 1), на рис. 2 приведено изменение относительной величины периода вращения: $\Delta P_t = (P - P_{in})/P_{in}$. Для обоих астероидов полученные нами зависимости схожи с приведенными в

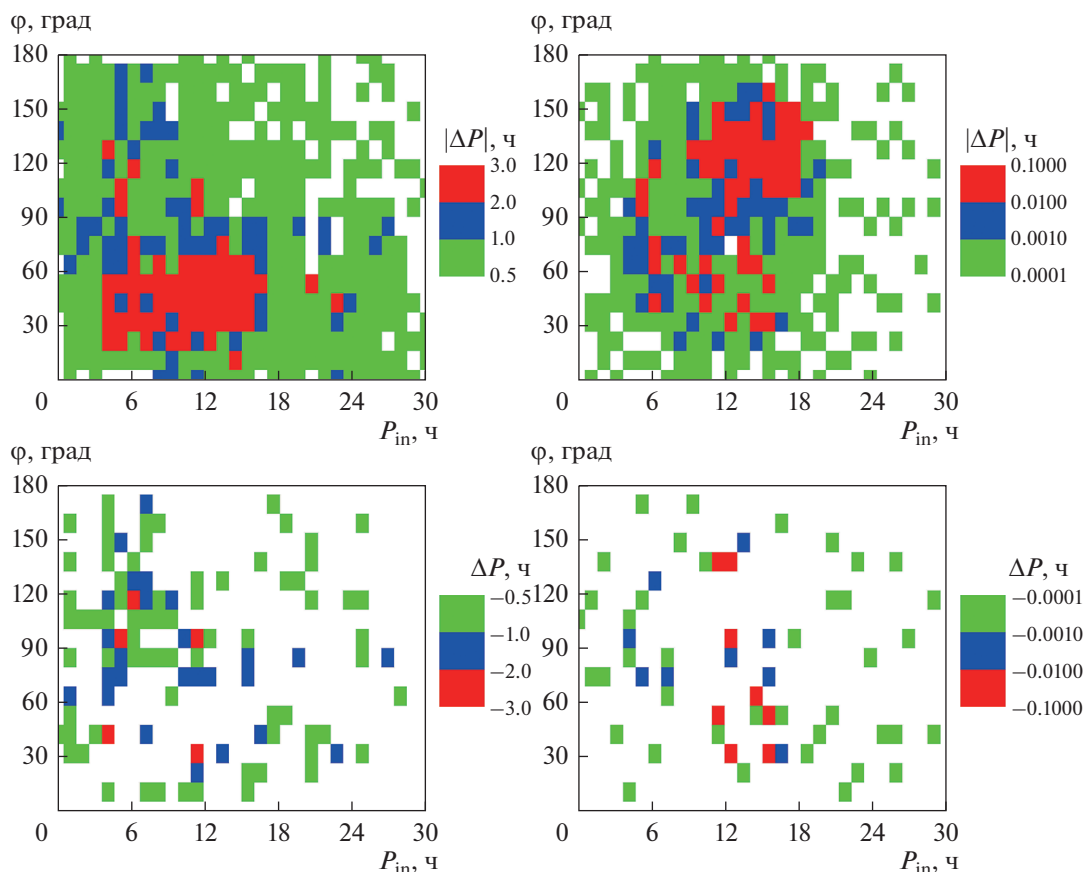


Рис. 1. На верхних рисунках приведены зависимости величины изменения периода собственного вращения астероида $|\Delta P|$ (в часах) при его тесном сближении с планетой от начальных значений периода вращения астероида P_{in} и угла φ между осью вращения астероида и нормалью к его плоскости орбиты. На нижних рисунках приведены зависимости только с отрицательными значениями ΔP , соответствующие ускорению вращения астероида после ТС. Левая колонка: тесное сближение астероида (367943) Duende с Землей 15.02.2013; белый цвет соответствует $|\Delta P| < 0.5$ ч. Правая колонка: сближение астероида 2015 TX24 с Марсом 15.08.2039; белый цвет соответствует $|\Delta P| < 0.0001$ ч.

работах других исследователей (Sharma и др., 2006; Venson и др., 2020; Boldrin и др., 2020).

На рис. 2 видно, что существенное изменение скорости вращения астероида происходит на интервале времени продолжительностью около суток в ближайшей окрестности от момента прохождения астероидом точки сближения.

Анализ примеров диаграмм, представленных на рис. 1, позволил выявить области начальных данных, которые соответствовали наибольшим изменениям скорости вращения астероида. Локальные максимумы значений ΔP , указанные в табл. 4, расположены именно в этих областях. В случае (367943) Duende наибольшие установленные изменения скорости вращения астероида имели место для начальных данных, соответствующих прямому (с движением по орбите) вращению астероида: $10^\circ < \varphi < 70^\circ$ и $5 \text{ ч} < P_{in} < 15 \text{ ч}$; максимальному изменению периода $\Delta P = 2.4$ ч соответствовали начальные данные: $\varphi = 40^\circ$, $P_{in} = 12$ ч. В представленном на рис. 1 случае сближения

астероида 2015 TX24 с Марсом наибольшее изменение периода ΔP имело место для начальных данных, соответствующих обратному вращению астероида: $100^\circ < \varphi < 150^\circ$ и $9 \text{ ч} < P_{in} < 18 \text{ ч}$. Максимальному изменению периода $\Delta P = 0.1$ ч соответствовали начальные данные: $\varphi = 130^\circ$, $P_{in} = 13$ ч. Анализ построенных нами диаграмм показал, что для всех рассмотренных астероидов начальное быстрое ($P_{in} < 5$ ч) и, напротив, медленное вращение ($P_{in} > 18$ ч) не приводили к существенному изменению скорости вращения астероида из-за его сближения с планетой (см. подробнее обсуждение в Sharma и др., 2006). Если рассмотреть направление вращения, то для всех астероидов и всех случаев сближений, за исключением сближения 2015 TX24 с Марсом 15.08.2039 (см. рис. 1), заметные изменения скорости вращения наблюдались только для случаев прямого вращения астероида ($\varphi < 90^\circ$), что соответствует выводам других исследователей (Richardson и др., 1998; Scheeres, 2000; Sharma и др., 2006). Выявить зако-

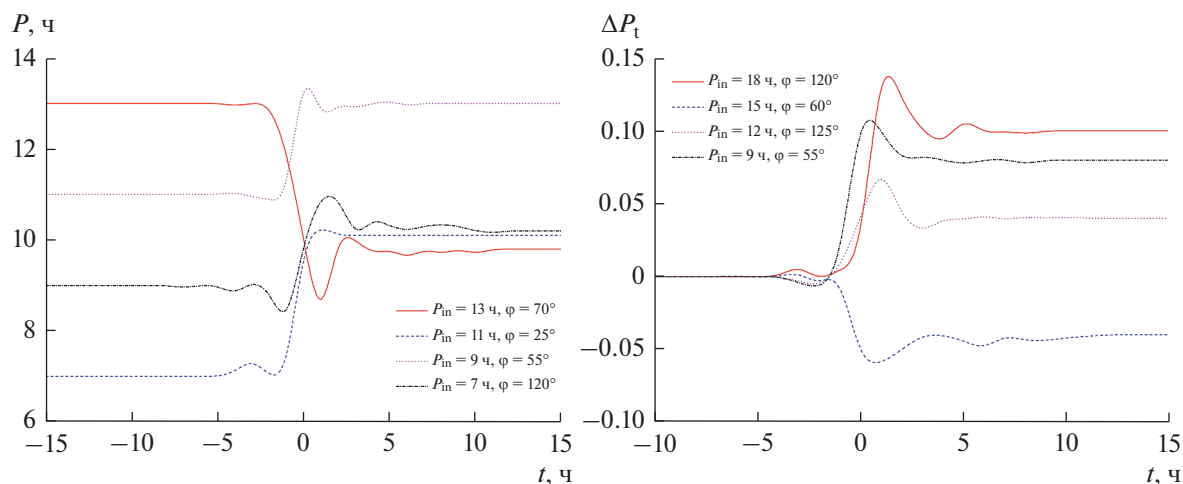


Рис. 2. Слева: Примеры зависимостей величины периода вращения P от времени t , полученные для астероида (367943) Duende при его тесном сближении с Землей 15.02.2013, для разных начальных значений P_{in} и φ . Справа: Примеры зависимостей величины относительного изменения периода вращения от времени $\Delta P_t = (P - P_{in})/P_{in}$, построенные для астероида 2015 TX24 при его сближении с Марсом 15.08.2039, для различных начальных значений P_{in} и φ . Момент времени $t = 0$ соответствует прохождению астероидом точки сближения.

номерности среди начальных данных, для которых наблюдается ускорение вращения астероида после сближения с планетой (на рис. 1 этим данным соответствуют отрицательные значения ΔP), не представляется возможным.

Из результатов, представленных в табл. 4 и на рис. 1 и 2, следует, что скорости вращений рассмотренных астероидов при их сближениях с планетами изменяются незначительно. Это и следовало ожидать, поскольку траектории астероидов проходят довольно далеко от планет по сравнению, например, с траекторией астероида (367943) Duende при его сближении с Землей в 2013 г. Величина изменения периода вращения астероида зависит также и от планеты, при сближении с Венерой период вращения изменяется на меньшую величину, чем при сближении с Землей или Марсом, что согласуется с выводами Scheeres и др. (2004). Современные методы и инструменты позволяют определять периоды вращения малых астероидов с точностью 10^{-4} – 10^{-6} ч (см., например, Lee и др., 2021; Podlowska–Gaca и др., 2021; Zegmott и др., 2021). Поэтому выявленные нами величины изменений периодов вращения астероидов из-за их сближений с планетами можно определить посредством анализа даже современных наблюдений (в будущем их точность, несомненно, возрастет). Отметим, что для астероида (54509) 2000 PH5, обладающего наибольшей известной величиной YORP-эффекта, скорость изменения периода вращения составляет около 10^{-5} ч/сут (Lowry и др., 2007). Поэтому даже далекое сближение астероида с планетой (на расстоянии порядка сотни радиусов Земли) оказывает влияние на скорость вращения асте-

роида, сопоставимое с несколькими годами действия YORP-эффекта.

Итак, мы изучили влияние на вращательную динамику астероида при его сближении с планетой двух параметров – начального периода вращения астероида и наклона оси его вращения к плоскости орбиты. Варьируя другие параметры, при численном моделировании возможно найти более высокие, по сравнению с приведенными в табл. 4, значения ΔP . Данный вопрос был подробно рассмотрен нами на примере ТС астероида (367943) Duende с Землей в 2013 г. Решалась обратная задача: посредством вариации установленных ранее (Devyatkin и др., 2016) значений параметров и начальных условий, характеризующих вращательную динамику астероида после ТС, определялся диапазон возможных значений P_0 – периода вращения астероида до момента его ТС с Землей (схожая задача рассматривалась в работе (Wenon и др., 2020)). Для этого было проведено интегрирование вращательной динамики задания параметров вращения астероида после ТС с Землей до момента времени за пять суток до ТС. В указанный момент времени дистанция между астероидом и Землей составляла около 3×10^6 км ($\approx 490R_E$), т.е. астероид находился далеко за пределами сферы действия Земли. В качестве значений параметров и начальных условий, задающих вращательную динамику астероида, использовались (Devyatkin и др., 2016): $A/C = 0.29 \pm 0.09$, $B/C = 0.81 \pm 0.14$; $\theta = 1.82 \pm 0.19$, $\varphi = 0.51 \pm 0.16$, $\psi = 0.12 \pm 0.06$; $\omega_a = (0.52 \pm 0.10) \text{ ч}^{-1}$, $\omega_b = (0.19 \pm 0.06) \text{ ч}^{-1}$, $\omega_c = (0.28 \pm 0.04) \text{ ч}^{-1}$, определенные на момент времени $t_0 = 16.62$ ч после

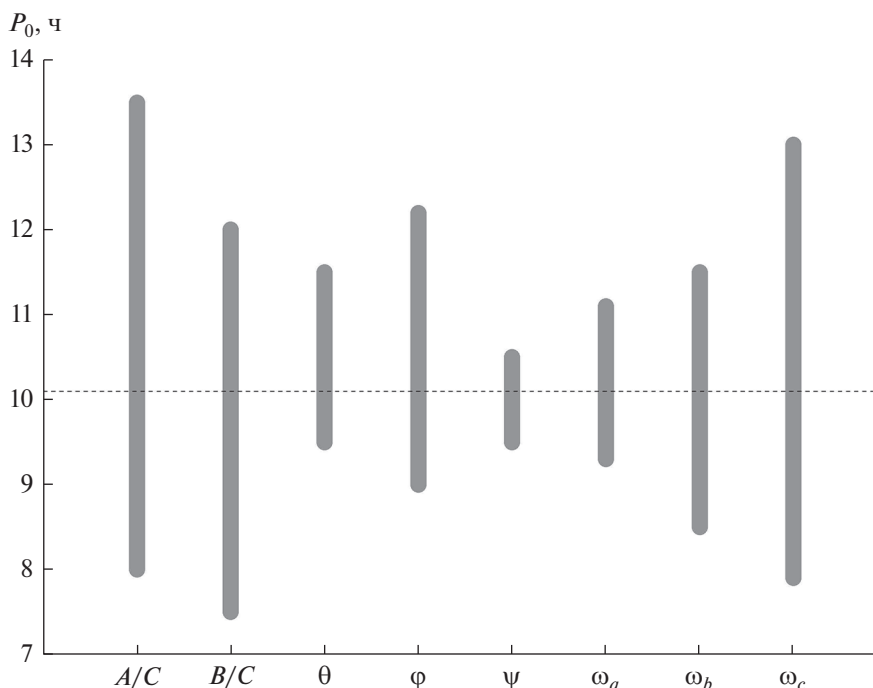


Рис. 3. Характерные размеры областей возможных значений P_0 – периода собственного вращения астероида (367943) Duende за пять суток до его тесного сближения с Землей 15.02.2013 в зависимости от вариаций значений параметров и начальных условий, характеризующих вращательную динамику астероида после сближения. Горизонтальная штриховая линия соответствует периоду вращения астероида $P = 10.1$ ч, установленному через ≈ 16 ч после момента сближения в работе (Devyatkin и др., 2016).

прохождения астероидом перигея его гиперболической относительно Земли орбиты. Приведенные значения соответствуют периоду вращения астероида $P = 2\pi/|\omega| \approx 10.1$ ч. При интегрировании в начальный момент времени мы варьировали значения одного из восьми указанных выше параметров в пределах его ошибки от минимальной до максимальной величины с шагом в 1/100 от величины интервала вариации, остальные значения параметров были фиксированы. В результате интегрирования на момент времени за пять суток до ТС определялась величина периода P_0 , которой астероид мог обладать до его сближения с Землей. Для каждого из варьируемых параметров определялись минимальное и максимальное возможные значения P_0 .

На рис. 3 представлены зависимости от параметров задачи и начальных условий размеров областей возможных значений периода вращения (367943) Duende до момента его сближения с Землей. На рис. 3 видно, что на величину изменения периода вращения астероида из-за его тесного сближения с Землей существенным образом влияют значения моментов инерции и угловой скорости вращения астероида относительно оси, соответствующей максимальному моменту инерции. В большинстве случаев первоначальный период вращения астероида P_0 отличается на два–

три часа от периода, установленного из анализа наблюдений после момента ТС, что хорошо согласуется с результатами численного моделирования, проведенного Venson и др. (2020). Необходимо отметить, что результаты, представленные на рис. 3, позволяют сделать лишь предварительные выводы о возможной величине P_0 , поскольку при вариации значений параметров мы могли попасть на локальные минимумы/максимумы в пространстве возможных значений P_0 . Данный вопрос требует дополнительных трудоемких исследований, по моделированию вращательной динамики астероида на существенно большей выборке значений начальных данных и параметров.

ВЫВОДЫ

В настоящей работе выполнено исследование вращательной динамики астероидов, сближающихся с планетами. Такое исследование, в частности, позволяет определить/уточнить физические параметры астероида (размеры, моменты инерции) и установить параметры его вращения (скорость вращения и ориентация оси вращения в пространстве). Проведены численные эксперименты по моделированию вращательной динамики шести астероидов, испытывающих последова-

тельные сближения с несколькими планетами земной группы, и моделированию вращательной динамики АСЗ (367943) Duende при его тесном сближении с Землей в 2013 г. Изучены зависимости величины изменения периода вращения астероида при его сближении с планетой от значения начальной скорости собственного вращения и ориентации оси вращения астероида в пространстве, заданных до момента сближения. Найденные максимальные изменения величины периода вращения для астероидов, сближающихся с несколькими планетами, составили 10^{-4} – 10^{-1} ч. Для случая АСЗ (367943) Duende установленная максимальная величина изменения периода оказалась равной 2.4 ч. Полученные нами оценки изменения скорости вращения сближающихся с планетами астероидов позволяют в будущем посредством наблюдений и численного моделирования определить для них величину YORP-эффекта. Вероятно, у всех рассмотренных нами астероидов величина YORP-эффекта будет существенной. Результаты проведенного моделирования вращательной динамики АСЗ (367943) Duende позволили сделать вывод о его скорости вращения до момента тесного сближения с Землей в 2013 г. Показано, что период собственного вращения (367943) Duende за пять суток до тесного сближения с Землей отличался на 2–3 ч от величины периода, установленной из анализа полученных после момента сближения наблюдений (Devyatkin и др., 2016; Moskovitz и др., 2020).

Автор благодарит А.В. Девяткина и С.Н. Петрову за представленные данные об астероидах, сближающихся с планетами, и рецензентов за весьма полезные замечания.

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Батраков Ю.В., Медведев Ю.Д.* О вращении астероида при его прохождении вблизи Земли // Тр. всесоюз. совещания “Астероидная опасность”. СПб: ИТА РАН, 1992. С. 129–133.
- Белецкий В.В.* Движение искусственного спутника относительно центра масс. М.: Наука, 1965. 416 с.
- Борисов А.В., Мамаев И.С.* Динамика твердого тела. Ижевск: НИЦ “Регулярная и хаотическая динамика”, 2001. 384 с.
- Воропаев С.А., Джуанго Я., Барриот Ж.П.* Разрыв вытянутого малого тела приливными силами Земли при подлете: возможные сценарии // Астрон. вестн. 2020. Т. 54. № 2. С. 171–182. (Voropaev S.A., Jianguo Y., Barriot J.P. Prolate body disruption by Earth at near flyby: Possible scenarios // Sol. Syst. Res. 2020. V. 54. № 2. P. 155–166. <https://doi.org/10.1134/S0038094620020082>. <https://doi.org/10.31857/S0320930X20020097>
- Девяткин А.В., Львов В.Н., Цекмейстер С.Д.* Особые группы потенциально опасных астероидов // Астрон. вестн. 2022. Т. 56. № 1. С. 68–72. (Devyatkin A.V., Lvov V.N., Tsekmeister S.D. Special groups of potentially dangerous asteroids // Sol. Syst. Res. 2022. V. 56. № 1. P. 62–65. <https://doi.org/10.1134/S0038094622010026>. <https://doi.org/10.31857/S0320930X22010029>
- Куприянов В.В.* Численно-экспериментальное исследование вращательной динамики спутников планет // Дисс. канд. физ.-мат. наук. СПб: ГАО РАН, 2014. 148 с.
- Куприянов В.В., Шевченко И.И.* О форме и вращательной динамике малых спутников планет // Астрон. вестн. 2006. Т. 40. № 5. С. 428–435. (Kuprianov V.V., Shevchenko I.I. The shapes and rotational dynamics of minor planetary satellites // Sol. Syst. Res. 2006. V. 40. № 5. P. 393–399. <https://doi.org/10.1134/S0038094606050042>
- Мельников А.В.* Ориентация фигур малых спутников планет при хаотическом вращении // Астрон. вестн. 2020. Т. 54. № 5. С. 458–467. (Melnikov A.V. Orientation of figures of small planetary satellites during chaotic rotation // Sol. Syst. Res. 2020. V. 54. № 5. P. 432–441. <https://doi.org/10.1134/S0038094620050068>. <https://doi.org/10.31857/S0320930X20050060>
- Мельников А.В., Шевченко И.И.* Вращательная динамика и эволюция спутников планет Солнечной и экзопланетных систем // Астрон. вестн. 2022. Т. 56. № 1. С. 3–26. (Melnikov A.V., Shevchenko I.I. Rotational dynamics and evolution of planetary satellites in the Solar and exoplanetary systems // Sol. Syst. Res. 2022. V. 56. № 1. P. 1–22. <https://doi.org/10.1134/S003809462201004X>. <https://doi.org/10.31857/S0320930X22010042>
- Пашкевич В.В., Вершков А.Н.* Релятивистский эффект геодезической прецессии во вращении карликовых планет и астероидов Солнечной системы // Астрон. вестн. 2022. Т. 56. № 3. С. (в печати).
- Asphaug E., Scheeres D.J.* Deconstructing Castalia: Evaluating a postimpact state // Icarus. 1999. V. 139. № 2. P. 383–386.
- Benner L., Brozovic M., Giorgini J.D., Jao J.S., Lee C.G., Busch M.W., Slade M.A.* Goldstone Radar Images of Near-Earth Asteroid 2012 da14 (101.02) // Am. Astron. Soc. DPS meeting. № 45. 2013. id. 101.02.
- Benson C.J., Scheeres D.J., Moskovitz N.A.* Spin state evolution of asteroid (367943) Duende during its 2013 Earth flyby // Icarus. 2020. V. 340. id. 113518.
- Black G.J., Nicholson P.D., Bottke W.F., Burns J.A., Harris A.W.* NOTE: On a Possible Rotation State of (433) Eros // Icarus. 1999. V. 140. № 1. P. 239–242.
- Boldrin L.A.G., Araujo R.A.N., Winter O.C.* On the rotational motion of NEAs during close encounters with the Earth // European Phys. J. – Special Topics. 2020. V. 229. № 8. P. 1391–1403.
- Bowell E., Hapke B., Domingue D., Lumme K., Peltoniemi J., Harris A.W.* Application of photometric models to asteroids // Asteroids II. Proc. Conf. Tucson: Univ. Arizona Press, 1989. P. 524–553.
- Devyatkin A.V., Gorshanov D.L., Yershov V.N., Melnikov A.V., Martyusheva A.A., Petrova S.N., Lvov V.N., Tsekmeister S.D., Naumov K.N.* A study of the asteroid (367943) Duende

- at Pulkovo Observatory // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2016. V. 459. № 4. P. 3986–3997.
- Ďurech J., Sidorin V., Kaasalainen M. DAMIT: a database of asteroid models // *Astron. and Astrophys.* 2010. V. 513. id. A46.
- Ershkov S.V., Shamin R.V. The dynamics of asteroid rotation, governed by YORP effect: The kinematic ansatz // *Acta Astronautica.* 2018. V. 149. P. 47–54.
- Folkner W.M., Williams J.G., Boggs D.H., Park R.S., Kuchynka P. The Planetary and Lunar Ephemerides DE430 and DE431 // *IPN Progress Report 42-196.* 2014. P. 1–81.
- Hairer E., Nørsett S.P., Wanner G. Solving Ordinary Differential Equations I. Nonstiff Problems. Berlin: Springer-Verlag, 1993. 528 p.
- Henych T., Pravec P. Asteroid rotation excitation by subcatastrophic impacts // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2013. V. 432. Iss. 4. P. 1623–1631.
- Lee H.-J., Ďurech J., Vokrouhlický D., Pravec P., Moon H.-K., Ryan W., Kim M.-J., Kim C.-H., Choi Y.-J., Bacci P., Pollock J., Apitzsch R. Spin change of asteroid 2012 TC4 probably by R radiation torques // *Astron. J.* 2021. V. 161. № 3. id. 112.
- Lowry S.C., Fitzsimmons A., Pravec P., Vokrouhlický D., Boehnhardt H., Taylor P.A., Margot J.-L., Galád A., Irwin M., Irwin J., Kusnirák P. Direct detection of the asteroidal YORP effect // *Science.* 2007. V. 316 (5822). P. 272–274.
- Moskovitz N.A., Benson C.J., Scheeres D., Endicott T., Polishook D., Binzel R., DeMeo F., Ryan W., Ryan E., Willman M., Hergenrother C., Verwee A., Lister T., Birtwhistle P., Sikafoose A., Nagayama T., Gilmore A., Kilmartin P., Benecchi S., Sheppard S., Marchis F., Augusteijn T., Smirnova O. Observational investigation of the 2013 near-Earth encounter by asteroid (367943) Duende // *Icarus.* 2020. V. 340. id. 113519.
- Podlewska-Gaca E., Poleski R., Bartczak P., McDonald I., Pál A. Determination of rotation periods for a large sample of asteroids from the K2 campaign 9 // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 2021. V. 255. № 1. id. 4.
- Pravec P., Harris A.W., Scheirich P., Kušnirák P., Šarounová L., Hergenrother C.W., Mottola S., Hicks M.D., Masi G., Krugly Yu.N., Shevchenko V.G., Nolan M.C., Howell E.S., Kaasalainen M., Galád A., Brown P., DeGraff D.R., Lambert J.V., Cooney W.R., Foglia S. Tumbling asteroids // *Icarus.* 2005. V. 173 (1). P. 108–131.
- Pravec P., Scheirich P., Ďurech J., Pollock J., Kušnirák P., Hornoch K., Galád A., Vokrouhlický D., Harris A.W., Jehin E., Manfroid J., Opitom C., Gillon M., Colas F., Oey J., Vraštil J., Reichart D., Ivarsen K., Haislip J., LaCluyze A. The tumbling spin state of (99942) Apophis // *Icarus.* 2014. V. 233. P. 48–60.
- Richardson D.C., Bottke W.F., Love S.G. Tidal distortion and disruption of Earth-crossing asteroids // *Icarus.* 1998. V. 134. P. 47–76.
- Rubincam D.P. Radiative spin-up and spin-down of small asteroids // *Icarus.* 2000. V. 148. P. 2–11.
- Scheeres D.J., Ostro S.J., Werner R.A., Asphaug E., Hudson R.S. Effects of gravitational interactions on asteroid spin states // *Icarus.* 2000. V. 147. P. 106–118.
- Scheeres D.J., Marzari F., Rossi A. Evolution of NEO rotation rates due to close encounters with Earth and Venus // *Icarus.* 2004. V. 170. P. 312–323.
- Scheeres D.J., Benner L.A.M., Ostro S.J., Rossi A., Marzari F., Washabaugh P. Abrupt alteration of Asteroid 2004 MN4's spin state during its 2029 Earth flyby // *Icarus.* 2005. V. 178. № 1. P. 281–283.
- Sharma I., Jenkins J.T., Burns J.A. Tidal encounters of ellipsoidal granular asteroids with planets // *Icarus.* 2006. V. 183. № 2. P. 312–330.
- Souchay J., Lhotka C., Heron G., Hervé Y., Puente V., Folgueira Lopez M. Changes of spin axis and rate of the asteroid (99942) Apophis during the 2029 close encounter with Earth: A constrained model // *Astron. and Astrophys.* 2018. V. 617. id. A74.
- Takahashi Yu., Busch M.W., Scheeres D.J. Spin state and moment of inertia characterization of 4179 Toutatis // *Astron. J.* 2013. V. 146. № 4. id. 95.
- Walsh K.J. Rubble Pile Asteroids // *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.* 2018. V. 56. P. 593–624.
- Whittaker E.T. A Treatise on the Analytical Dynamics of particles and rigid bodies. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1917. 432 p.
- Wisdom J., Peale S.J., Mignard F. The chaotic rotation of Hyperion // *Icarus.* 1984. V. 58. № 2. P. 137–152.
- Zegmott T.J., Lowry S.C., Rožek A., Rozitis B., Nolan M.C., Howell E.S., Green S.F., Snodgrass C., Fitzsimmons A., Weissman P.R. Detection of the YORP effect on the contact binary (68346) 2001 KZ66 from combined radar and optical observations // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2021. V. 507. № 4. P. 4914–4932.

УДК 521.1,523.3

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ ИСКУССТВЕННЫХ СПУТНИКОВ ЛУНЫ

© 2022 г. Н. А. Попандопуло^a, *, **, А. Г. Александрова^a, ***, И. В. Томилова^a, ****, В. А. Авдюшев^a, ***** , Т. В. Бордовицына^a, *****

^aТомский государственный университет, Томск, Россия

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

**e-mail: aleksann@sibmail.com

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

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

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

*****e-mail: tvbord@sibmail.com

Поступила в редакцию 18.11.2021 г.

После доработки 14.02.2022 г.

Принята к публикации 14.02.2022 г.

В работе представлены описание численной модели движения искусственных спутников Луны (ИСЛ), разработанной авторами, и результаты исследования особенностей динамики объектов в окололунном пространстве. Было проведено численное моделирование движения 5180 объектов, равномерно распределенных в окололунном пространстве. Показано, что в ряде областей окололунного пространства время жизни ИСЛ на орбитах весьма мало в зависимости от выбора начального значения большой полуоси и наклона, и выяснены причины этого явления. Данные результаты могут быть использованы при выборе стратегии размещения спутниковых систем длительного использования в окололунном орбитальном пространстве.

Ключевые слова: динамика окололунных объектов, численная модель движения, вековые апсидально-нодальные резонансы, резонанс Лидова—Козаи

DOI: 10.31857/S0320930X22040077

ВВЕДЕНИЕ

Планируемое международным сообществом освоение Луны предполагает интенсивное исследование нашего естественного спутника с помощью космических аппаратов, а также создание окололунных спутниковых систем различного назначения. Одним из подготовительных этапов к созданию таких систем является детальное изучение динамической структуры окололунного пространства, т.е. выявление областей влияния различных возмущений на движение искусственных спутников Луны (ИСЛ). Это, в свою очередь, подразумевает создание программного математического обеспечения (ПМО) для прогнозирования и исследования движения ИСЛ. Такое ПМО может использоваться и в разнообразных практических целях, например, оценивания времени жизни моделируемого спутника на орбите; определения оптимальных начальных параметров орбиты космического аппарата и т.п.

Численные модели ИСЛ широко используются в исследованиях зарубежных авторов. Например,

в статье (Song и др., 2010) авторы описали собственную численную модель и проведенные с ее помощью исследования особенностей орбитальной эволюции низколетящих спутников. В работе (Gupta, Sharma, 2011) исследуется влияние наклона, аргумента перицентра и долготы восходящего узла круговой орбиты на продолжительность жизни объекта на орбите с помощью открытого ПМО “Irgor”. Авторы статьи (Ramanap, Adimurthy, 2005) рассматривают особенности динамики окололунных спутников в зависимости от положения спутника, от порядка и степени гармоник селенопотенциала и т.д.

Представляемая здесь “Численная модель движения ИСЛ” (“ЧМД ИСЛ”) предназначена для исследования динамической структуры окололунного орбитального пространства, поэтому для повышения быстродействия в ней используется новый интегратор (Авдюшев, 2020), более эффективный по сравнению с предыдущей версией (Авдюшев, 2010). Совместно с уравнениями движения интегрируются уравнения для вычисления осредненного параметра MEGNO, позво-

ляющего судить о хаотичности движения космических объектов (Александрова и др., 2017; Valk и др., 2009).

“ЧМД ИСЛ” позволяет учитывать возмущения от селенопотенциала до 1199-го порядка и степени (Spherical Harmonic ASCII Model, 2021), влияние приливных деформаций поверхности Луны, гравитационные влияния Земли и Солнца, а также возмущения от светового давления.

Для реализации полностью численного подхода к исследованию влияния вековых резонансов разработанная численная модель расширена возможностью вычисления вековых частот в движении ИСЛ с помощью точных формул (Александрова и др., 2020).

ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ ДВИЖЕНИЯ ИСЛ

Уравнения движения ИСЛ и модель сил

Будем рассматривать движение искусственно-спутника Луны как движение материальной точки бесконечно малой массы в поле тяготения центрального тела с массой M под действием сил, определенных потенциальными функциями U и R .

Дифференциальные уравнения движения ИСЛ в инерциальной прямоугольной системе координат, связанной с центром масс Луны, при сделанных предположениях имеют следующий вид:

$$\frac{d\mathbf{x}}{dt} = \dot{\mathbf{x}}, \quad \frac{d\dot{\mathbf{x}}}{dt} = \frac{\partial U}{\partial \mathbf{x}} + \frac{\partial R}{\partial \mathbf{x}} \quad (1)$$

с начальными условиями

$$\mathbf{x}_0 = \mathbf{x}(t_0), \quad \dot{\mathbf{x}}_0 = \dot{\mathbf{x}}(t_0), \quad (2)$$

где $U(t, C_{n,m}, S_{n,m})$ – потенциал притяжения Луны; $R = \sum_{i=1}^2 R_i$, где R_i – возмущающие функции, обусловленные притяжением Земли и Солнца.

В связи с тем, что потенциал гравитационного поля отнесен к вращающейся системе координат, жестко связанной с центральным телом, а уравнения (1) записаны в инерциальной системе координат, необходимо использовать преобразования, связывающие эти системы.

В программном комплексе дифференциальные уравнения движения интегрируются в инерциальной системе координат, связанной с экватором Земли на эпоху J2000.0. Данный выбор системы координат был сделан во избежание дополнительных переходов между системами при учете возмущений от третьих тел.

Для перехода из земной инерциальной системы координат в лунную вращающуюся систему используется следующее соотношение:

$$\frac{\partial U}{\partial \mathbf{x}} = [R_Z(\alpha) R_X(\beta) R_Z(\gamma)]^T \frac{\partial V}{\partial \mathbf{x}'}, \quad (3)$$

где R_Z, R_X – матрицы поворота вокруг осей Z и X , соответственно; α, β, γ – углы прецессии, нутации и собственного вращения; \mathbf{x}' – вектор положения во вращающейся системе координат.

Потенциал притяжения Луны, действующий на внешнюю точку, будем представлять следующим образом (Аксенов, 1977):

$$V = \frac{\mu}{R_L} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n \left(\frac{R_L}{r} \right)^{n+1} \bar{P}_{n,m}(\sin \varphi) \times (\bar{C}_{n,m} \cos m\lambda + \bar{S}_{n,m} \sin m\lambda), \quad (4)$$

где μ – гравитационный параметр Луны; R_L – средний радиус Луны, r – радиус-вектор внешней точки; φ, λ – широта и долгота, $\bar{C}_{n,m}, \bar{S}_{n,m}$ – полностью нормированные гармонические коэффициенты, описывающие структуру гравитационного поля Луны; $\bar{P}_{n,m}(\sin \varphi)$ – присоединенные многочлены Лежандра порядка n и степени m .

Для вычисления потенциала и его производных в численной модели используется рекуррентный алгоритм, предложенный Cunningham (1970). Возмущения от приливных деформаций в теле Луны под действием притяжения Земли и Солнца вводятся как поправки в свободные от приливов коэффициенты $\bar{C}_{n,m}, \bar{S}_{n,m}$ разложения гравитационного поля Луны (4) и осуществляется только в рамках модели Лява (Petit, Luzum, 2010). Задача сводится к вычислению поправок, обусловленных частотно независимыми величинами k_{nm} , по формуле:

$$\Delta \bar{C}_{n,m} - \Delta \bar{S}_{n,m} = \frac{k_{nm}}{2n+1} \times \sum_{j=2}^3 \frac{\mu_j}{\mu} \left(\frac{R_L}{r_j} \right)^{n+1} \bar{P}_{nm}(\sin \Phi_j) e^{-im\Lambda_j}, \quad (5)$$

где k_{nm} – номинальное число Лява степени n , порядка m (табл. 1); R_L, μ – экваториальный радиус и гравитационный параметр Луны, соответственно; μ_j – гравитационные параметры Земли ($j = 2$) и Солнца ($j = 3$); r_j – расстояние от центра Луны до Земли или Солнца; Φ_j, Λ_j – соответственно широта и долгота Земли или Солнца в селеноцентрической системе координат, фиксированной в теле Луны; \bar{P}_{nm} – нормализованные присоединенные функции Лежандра.

Для учета влияния третьего тела на движение ИСЛ используется известная формула (Дубошин, 1976):

$$\frac{\partial R}{\partial x_i} = \mu' \left(\frac{\tilde{x}_i - x_i}{\Delta^3} - \frac{\tilde{x}_i}{\tilde{r}^3} \right), \quad (6)$$

где $\Delta = \sqrt{(\tilde{x}_1 - x_1)^2 + (\tilde{x}_2 - x_2)^2 + (\tilde{x}_3 - x_3)^2}$ – расстояние от спутника до возмущающего тела; $\tilde{\mathbf{x}} = (\tilde{x}_1, \tilde{x}_2, \tilde{x}_3)$ – вектор положения возмущающего тела; $\tilde{r}' = |\tilde{\mathbf{x}}|$, а $\mu' = Gm'_{E,S}$ – произведение постоянной тяготения на массу возмущающего тела (Земли (E) или Солнца (S)).

Возмущающие влияния третьих тел на движение спутника будем считать независимыми друг от друга. При одновременном учете возмущений от Земли и Солнца в правой части уравнений (1) будут присутствовать два слагаемых типа (6). Для вычисления координат возмущающих тел используется фонд DE438/LE438 (Folkner, Park, 2018), предназначенный для высокоточных вычислений на временном интервале (1550–2650 гг.).

Учет влияния светового давления и связанных с ним эффектов на движение околоземных объектов можно представить как (Авдюшев, 2015)

$$\mathbf{P} = L \frac{\mathbf{x}}{|\mathbf{x}|} - L \left(\frac{\dot{\mathbf{x}} \cdot \mathbf{x}}{c|\mathbf{x}|} \frac{\mathbf{x}}{|\mathbf{x}|} + \frac{\mathbf{x}}{c} \right), \quad L = \kappa \theta \frac{a_E^2 \sigma}{|\mathbf{x}|^2 m}, \quad (7)$$

где c – скорость света; $\kappa = 1367 \text{ Вт/м}^2$ – солнечная постоянная; θ – постоянная, характеризующая отражающие свойства спутника ($\theta = 1$ соответствует зеркальному отражению, $\theta = 1.44$ для полного диффузного рассеивания); a_E – большая полуось орбиты Земли; σ и m – площадь миделева сечения, отнесенная к плоскости, перпендикулярной гелиоцентрическому вектору положения, и масса исследуемого объекта, соответственно. Первая часть в формуле (7) отвечает за световое давление, вторая – за эффект Пойнтинга–Робертсона.

Влияние давления излучения на спутник будет не точным, если не учитывать периоды нахождения спутника в тени Луны или Земли. Поэтому формулу (7) нужно дополнить параметром функции тени Φ .

Функция тени Φ для окололунного объекта при использовании “конусной” световой модели имеет вид

$$\Phi = \begin{cases} 1, & \text{если } \nu \leq |r_S - r_E| \text{ и } r_E < r_S \\ 1 - \frac{s_{SE}}{s}, & \text{если } \nu > |r_S - r_E| \\ 0, & \text{если } \nu \leq |r_S - r_E| \text{ и } r_E \geq r_S \end{cases}, \quad (8)$$

Таблица 1. Номинальные числа Лява для Луны

n	m	k_{nm}
2	0	0.02163
2	1	0.03786
2	2	0.10786

где ν – угол, образованный между Солнцем, объектом и Землей или Луной; s и s_{SE} – площадь диска Солнца и площадь пересечения дисков Солнца и Земли или Луны, соответственно:

$$s = \pi r_S^2, \quad s_{SE} = \frac{r_S^2}{2} (\varphi_S - \sin \varphi_S) + \frac{r_E^2}{2} (\varphi_E - \sin \varphi_E). \quad (9)$$

Величины φ_S и φ_E – это углы между радиальным направлением из центров дисков в точки пересечения их границ и они определяются как

$$\varphi_S = 2 \arccos \left(\frac{r^2 + r_S^2 - r_E^2}{2rr_S} \right), \quad (10)$$

$$\varphi_E = 2 \arccos \left(\frac{r^2 + r_E^2 - r_S^2}{2rr_E} \right).$$

Интегратор

Уравнения движения интегрируются с помощью колокационного интегратора Lobbie (Александрова и др., 2021a; Авдюшев, 2020) высокого порядка с переменным шагом, разработанного В.А. Авдюшевым и представляющего собой развитие интегратора Эверхарта (Авдюшев, 2010).

Интегрирование дифференциальных уравнений движения производится при переменном шаге, но есть возможность использовать постоянный шаг. Выбор шага интегрирования производится по следующей формуле:

$$h^* = h \left(\frac{\|\mathbf{e}\|_{tol}}{\|\mathbf{e}\|_{cal}} \right)^{\frac{1}{p+1}}, \quad (11)$$

где h^* и h – величины шага интегрирования на следующей и текущей итерации, соответственно; $\|\cdot\|$ – евклидова норма; $\|\mathbf{e}\|_{tol}$ – заданная точность; $\|\mathbf{e}\|_{cal}$ – локальная погрешность; p – порядок метода.

Оценка точности интегратора была проведена путем сравнения с эталонной орбитой. Для оценки был выбран модельный низколетящий объект с высотой полета 100 км над поверхностью Луны, с круговой орбитой и нулевым наклоном. Прогнозирование движения для обоих методов осуществлялось на 1 год.

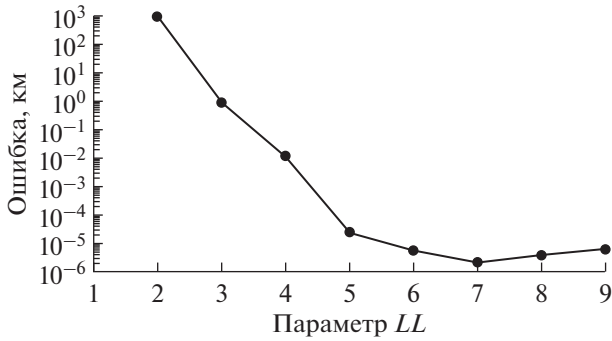


Рис. 1. Оценка точности методом сравнения с эталонной орбитой.

В программном комплексе для выбора шага интегрирования задается параметр LL , который связан с задаваемой точностью следующим образом: $\|e\|_{tot} = 10^{-LL}$. В качестве эталонной орбиты была выбрана орбита, которая была получена интегрированием уравнений движения методом 16-го порядка и параметром LL , равным 10, на 64-битной разрядной сетке. При этом учитывались такие возмущающие факторы, как несферичность Луны до гармоник 50-го порядка и степени, приливные деформации в теле Луны, а также возмущения от притяжения Земли и Солнца. Результаты оценки точности, полученной вышеупомянутым способом, представлены на рис. 1.

Сравнение с результатами других авторов

ПМО “Численная модель движения ИСЛ” было протестировано на результатах, опубликованных другими авторами.

В статье (Gupta, Sharma, 2011) была проведена оценка влияния начальной эпохи на время жизни на круговой орбите (промежуток времени от начала движения спутника до его столкновения с поверхностью Луны) полярного спутника на высоте 100 км. Исследование проводилось на двух

численных моделях движения – “Iprop” и “STK”. В табл. 2 приведены данные, которые позволяют сравнить оценки, полученные указанными выше авторами, с оценками, полученными с использованием разработанного нами программного комплекса.

Как видно из табл. 2, результаты очень близки между собой. Расхождение при сравнении с моделью “Iprop” составляет в среднем 0.08%, а при сравнении с “STK” – 0.04%.

Кроме того, были проведены сравнения наших результатов с оценками, приведенными в (Song и др., 2010). Статья посвящена описанию возможностей модели движения окололунных объектов “YSPLOP”. В данной статье приведены полученные с помощью “YSPLOP” оценки влияния селенопотенциала на время жизни на круговой орбите полярного спутника с высотой полета 100 км. При получении оценок использовалась модель гравитационного поля Луны LP165P (Konopliv и др., 2001). Влияние Земли и Солнца не учитывалось. Результаты представлены в табл. 3.

Результаты, приведенные в табл. 3, показывают близость оценок, полученных в (Song и др., 2010) и в данном исследовании. Различие в среднем составляет 0.04%.

Данное исследование говорит о том, что при учете гравитационного поля, начиная с гармоник 50-го порядка и степени, время жизни объекта на орбите колеблется незначительно. Поэтому в нашей работе в качестве полного гравитационного поля Луны мы учитываем селенопотенциал до гармоник 50-го порядка и степени.

Было проведено еще одно сравнение с результатами тех же авторов: сравнивались графики зависимости высоты перицентра h_p (величина отсчитывается от поверхности Луны) от времени прогнозирования при учете и без учета возмущений от третьих тел. Спутник, как и прежде полярный, и движется по круговой орбите на высоте 100 км над поверхностью Луны. Результат представлен на рис. 2. Полученный нами график имеет

Таблица 2. Сравнение оценок времени жизни на круговой полярной орбите с высотой 100 км над поверхностью в зависимости от начальной эпохи

Начальная эпоха	Время жизни на орбите, сутки		
	модель “Iprop”	модель “STK”	“ЧМД ИСЛ”
1 января 2010	219.04	219.24	219.19
1 января 2011	182.04	182.16	182.11
1 января 2012	172.00	172.06	172.01
1 января 2013	186.13	186.32	186.19
1 января 2014	178.71	178.78	178.73
1 января 2015	166.67	166.63	166.75
1 января 2016	186.08	186.28	186.23

Таблица 3. Сравнение оценок времени жизни на круговой полярной орбите с высотой 100 км над поверхностью в зависимости от порядка и степени селенопотенциала

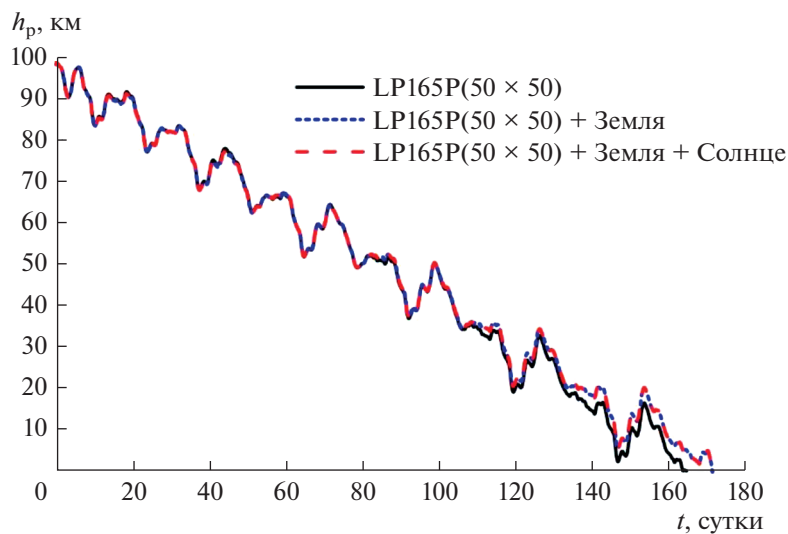
Порядок \times степень гравитационной модели LP165P	Время жизни на орбите, сутки	
	Модель "YSPLOP"	"ЧМД ИСЛ"
70 \times 70	161.12	161.06
65 \times 65	163.36	163.51
60 \times 60	163.42	163.43
55 \times 55	161.20	161.30
50 \times 50	163.42	163.43
45 \times 45	146.17	146.17
40 \times 40	146.00	146.00
35 \times 35	146.15	146.17
30 \times 30	131.46	131.73
25 \times 25	198.75	199.11
20 \times 20	221.58	221.28
15 \times 15	>2 лет	>2 лет
10 \times 10	>2 лет	>2 лет

полное визуальное сходство с рис. 2 из работы (Song и др., 2010). Поскольку влияние Солнца мало, красная и синяя линии на рис. 2 почти полностью совпадают.

Таким образом, разработанный программный комплекс "Численная модель движения ИСЛ" дает результаты, либо совпадающие, либо близкие к оценкам, полученным другими авторами, что говорит о надежности решений, получаемых с помощью представленного здесь ПМО.

МЕТОДИКА ВЫЯВЛЕНИЯ И ИССЛЕДОВАНИЯ ВЕКОВЫХ РЕЗОНАНСОВ

Как и в наших последних работах по динамике ИСЗ (Александрова и др., 2021б; 2020) аналитический подход здесь используется для обозначения вековых резонансов, выявление которых осуществляется численно. С помощью этого подхода мы просто фиксируем те резонансы, влияние которых мы будем в дальнейшем исследовать путем

**Рис. 2.** Зависимость высоты перицентра от времени для низколетящего полярного спутника на круговой орбите.

численного моделирования с применением программного комплекса “ЧМД ИСЛ”.

Запишем аргумент возмущающей функции в виде

$$\psi = (l - 2p' + q')\lambda' - (l - 2p + q)\lambda - q'\varpi' + q\varpi + (\bar{m} - l + 2p')\Omega' - (\bar{m} - l + 2p)\Omega. \quad (12)$$

Здесь $\lambda = \varpi + M$, $\lambda' = \varpi' + M'$ – средние долготы спутника и третьего тела, соответственно, $\varpi = \Omega + \omega$, $\varpi' = \Omega' + \omega'$ – долготы перицентра спутника и возмущающего тела. Элементы i, Ω, i', Ω' отнесены к экватору Луны.

Будем полагать, что на спутник оказывают влияние следующие факторы: сжатие Луны, описываемое второй зональной гармоникой селенопотенциала, притяжение от Земли и Солнца, рассматриваемых как материальные точки, движущиеся по эллипсам с вращающимися линиями апсид и узлов. При сделанных предположениях аргумент разложения возмущающей функции в ряд в однократно осредненной задаче запишется в виде:

$$\underline{\psi} = (l - 2p' + q')M' - (l - 2p)\omega + (l - 2p')\omega' - \bar{m}(\Omega - \Omega'), \quad (13)$$

а в двукратно осредненной задаче запишется как

$$\underline{\underline{\psi}} = (l - 2p')\omega' - (l - 2p)\omega - \bar{m}(\Omega - \Omega'), \quad (14)$$

причем

$$\begin{aligned} M' &= M'_0 + \bar{n}'(t - t_0), \quad \omega' = \omega'_0 + \dot{\omega}'(t - t_0), \\ \Omega' &= \Omega'_0 + \dot{\Omega}'(t - t_0), \\ \omega &= \omega_0 + \dot{\omega}(t - t_0), \quad \Omega = \Omega_0 + \dot{\Omega}(t - t_0). \end{aligned} \quad (15)$$

Условие возникновения резонанса может быть представлено следующими выражениями:

$$\underline{\psi} \approx 0, \quad \underline{\underline{\psi}} \approx 0. \quad (16)$$

Будем называть выражения (16) резонансными соотношениями, а соотношения (13) и (14) резонансными аргументами или критическими углами. Вековые частоты в движении спутника

$$\dot{\Omega} = \dot{\Omega}_{J_2} + \dot{\Omega}_E + \dot{\Omega}_S, \quad \dot{\omega} = \dot{\omega}_{J_2} + \dot{\omega}_E + \dot{\omega}_S \quad (17)$$

определяются влиянием второй зональной гармоник J_2 и притяжением внешних тел (Земли (E) и Солнца (S)).

Считая влияния Земли и Солнца аддитивными, с учетом формул (12)–(15) получим левые части резонансных соотношений (16), определяющие наличие вековых резонансов низких порядков для однократно и двукратно осредненных задач трех тел: Луна–спутник–Земля, Луна–спутник–Солнце. Для краткости будем называть левую часть резонансного соотношения (16) типом резонансного соотношения.

Принцип выявления того или иного резонанса в динамике орбитального движения объекта заключается в исследовании малости соотношений (16) для индексов l, p, p', q, q' и \bar{m} (Cook, 1962). Далее для тех же значений индексов рассматривается эволюция во времени критических аргументов, описываемых соотношениями (13) и (14) (Rossi, 2008; Александрова и др., 2021б; 2020). Это необходимо (Мюррей, Дермотт, 2010; Морбиделли, 2014), чтобы определить, какой характер имеют резонансные характеристики. При либрационном изменении соотношений (13) и (14) резонансные конфигурации имеют устойчивый характер, а при переходе от либрационного изменения к циркуляционному – неустойчивый. В случае чисто циркуляционного изменения критического аргумента считается, что резонанс отсутствует. Чтобы определить значения элементов орбиты спутника при исследовании долговременной эволюции во времени соотношений (16), (13) и (14), используется численное моделирование.

Вековые частоты $\dot{\omega}, \dot{\Omega}$, входящие в формулу (17), определяются численно, с использованием уравнений Ньютона–Эйлера

$$\begin{aligned} \frac{d\Omega}{dt} &= \frac{r \sin u}{p \sin i} W; \quad \frac{d\omega}{dt} = -\frac{\cos v}{e} S + \\ &+ \frac{\sin v}{e} \left(1 + \frac{r}{p}\right) T - \frac{r \sin u}{p \operatorname{tg} i} W, \end{aligned} \quad (18)$$

полученные без введения ограничений на величины входящих в них параметров. Здесь S, T, W – возмущающие ускорения, записанные в орбитальной системе координат и связанные с правыми частями уравнений движения известными соотношениями (Дубошин, 1963). Поскольку уравнения (18) имеют особенности при значениях эксцентриситета и наклона орбиты, близких к нулю, в процессе анализа результатов численного эксперимента для вычисления вековых частот $\dot{\Omega}, \dot{\omega}$ используются также известные аналитические формулы, выведенные для малых эксцентриситетов. Компоненты вековых частот в движении спутника, определяемые влиянием второй зональной гармоник J_2 , вычисляются по формулам (Аксенов, 1977):

$$\begin{aligned} \dot{\Omega}_{J_2} &= -\frac{3}{2} J_2 \bar{n} \left(\frac{r_0}{a}\right)^2 \cos i (1 - e^2)^{-2}, \\ \dot{\omega}_{J_2} &= \frac{3}{4} J_2 \bar{n} \left(\frac{r_0}{a}\right)^2 \frac{5 \cos^2 i - 1}{(1 - e^2)^2}, \end{aligned} \quad (19)$$

а компоненты, связанные с влиянием внешних тел (Земли (E) и Солнца (S)), с применением формул (Тимошкова, Холшевников, 1974):

$$\begin{aligned} \dot{\Omega}_{E,S} &= -\frac{3}{16} \frac{\mu_{E,S}}{\mu} \left(\frac{a}{a_{E,S}} \right)^3 \times \\ &\times \frac{2+3e^2}{\sqrt{1-e^2}} (2-3\sin^2 i_{E,S}) \cos i, \\ \dot{\omega}_{E,S} &= \frac{3}{16} \frac{\mu_{E,S}}{\mu} \left(\frac{a}{a_{E,S}} \right)^3 \times \\ &\times \frac{4-5\sin^2 i + e^2}{\sqrt{1-e^2}} (2-3\sin^2 i_{E,S}). \end{aligned} \quad (20)$$

Вековые частоты возмущающих тел получают-ся численно из фонда координат больших планет по следующей схеме. Извлекаются из фонда координаты и скорости на 12 моментов времени с шагом 1 мин, затем эта сетка координат и скоростей преобразуется в сетки из элементов орбиты $q = \{\Omega', \omega'\}$ по формулам задачи двух тел. После чего величины $\dot{\Omega}'$, $\dot{\omega}'$ находятся с использованием производной от интерполяционного полинома Лагранжа 12-го порядка (Александрова и др., 2021б):

$$\frac{dx}{dt} = \sum_{i=1}^n \left(x_i \prod_{\substack{j=1, \\ j \neq i}}^n \frac{1}{(t_i - t_j)} \left(\sum_{j=1}^n \prod_{\substack{k=1, \\ k \neq i, k \neq j}}^n (t - t_k) \right) \right). \quad (21)$$

Далее мы будем рассматривать влияние только двух вековых резонансов наименьших порядков (табл. 4) путем численного моделирования движения ИСЛ с учетом влияния селенопотенциала, Земли и Солнца.

Соотношение 1 в табл. 4 является апсидальным резонансом первого порядка и представляет собой резонанс типа Лидова–Козаи, $\underline{\psi} = \dot{\omega} \approx 0$, трактуемый как $\underline{\psi} = \dot{\pi} \pm \dot{\Omega} = \dot{\omega} \approx 0$ (Shevchenko, 2017). Этот резонанс был открыт Лидовым (1961) в динамике ИСЗ и Kozai (1962) – в динамике астероидов в рамках двукратно осредненной круговой ограниченной задачи трех тел. Он является геометрическим резонансом, так как не связан с частотами движения возмущающих тел и зависит только от взаимного расположения объектов. Соотношение 2 в табл. 4 является чисто нодальным резонансом второго порядка.

В наших исследованиях мы используем численное моделирование без какого-либо осреднения. Поэтому рассматриваемые нами резонансы будут резонансами полной возмущенной задачи, содержащей влияние несферичности потенциала Луны, а также влияние притяжения Земли и Солнца.

Таблица 4. Типы рассматриваемых вековых резонансов

№	Тип резонансного соотношения	№	Тип резонансного соотношения
1	$\dot{\omega}$	2	$(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{E,S})$

ОБЩИЙ АНАЛИЗ СТРУКТУРЫ ВОЗМУЩЕНИЙ ИСЛ

С помощью ПМО “Численная модель движения ИСЛ” было проведено моделирование движения 5180 объектов на 10-летнем интервале времени. Начальное положение каждого спутника характеризовалось круговой орбитой и собственными значениями большой полуоси и наклона. Элементы a и i варьировались в диапазонах $a \in [1.1R_L, 15R_L]$ с шагом $0.1R_L$ и $i \in [0, 180^\circ]$ с шагом 5° (R_L – экваториальный радиус Луны).

Рассмотрим зависимость величины влияния возмущающих факторов от начальных значений больших полуосей и наклонов орбит спутников. В качестве оценки величины влияния будем использовать модуль разности векторов положения объекта при учете влияния рассматриваемого возмущения и влияния только центральной силы. Оценки, полученные для таких возмущений как сжатие Луны, гравитационное поле Луны, разложение до 50-го порядка и степени, притяжение Земли и Солнца на конец интервала времени, равного 0.1 года, представлены на рис. 3.

Как показывают результаты, приведенные на рис. 3, существует зависимость величины влияния возмущений от наклона и большой полуоси орбиты спутника в начальный момент времени. Воздействие сжатия Луны и полного ее гравитационного поля убывают с ростом большой полуоси, и примерно при $a \geq 5R_L$ их влияние становится едва заметным. При наклоне 90° влияние гравитационного поля минимально.

Графики влияния возмущений от Земли и Солнца (рис. 3в и 3г) имеют близкие по структуре карты распределения влияния в зависимости от начального положения объекта. Влияние и того, и другого объектов становится заметным, начиная с больших полуосей, равных $3R_L$, а максимальные значения оценок приходятся на наклонения 0° , 90° и 180° . В то же время величина влияния Земли примерно в 75 раз больше, чем Солнца.

Главной особенностью динамики окололунных объектов является рост эксцентриситетов их орбит. На рис. 4 представлены результаты, которые позволяют оценить зависимость величины роста эксцентриситета от начальных значений больших полуосей и наклонов орбит объектов для двух различных наборов возмущающих факторов. На рис. 4а оценки получены при учете вли-

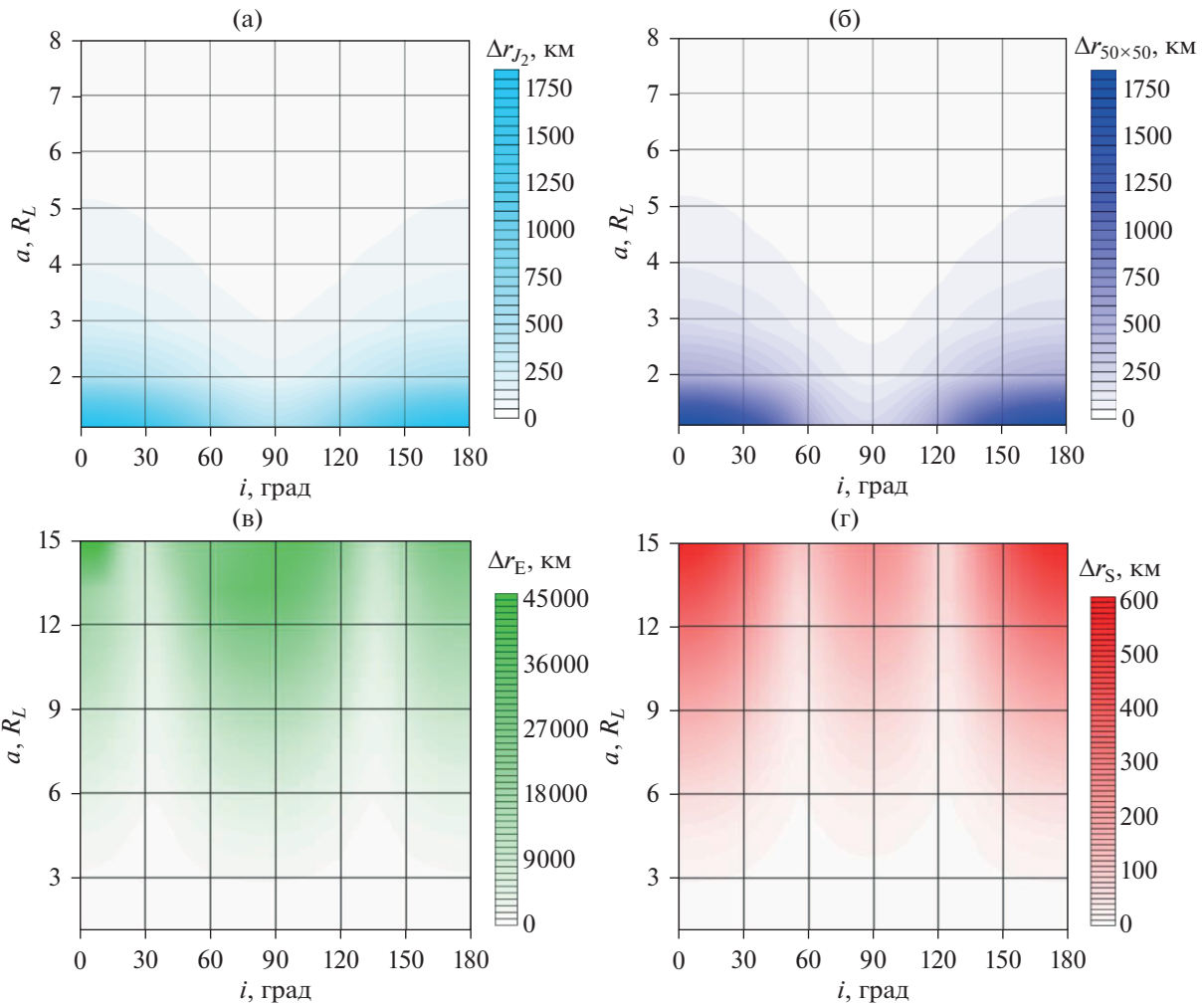


Рис. 3. Влияние возмущений от (а) сжатия Луны Δr_{J_2} , (б) селенопотенциала 50-го порядка и степени $\Delta r_{50 \times 50}$, (в) Земли Δr_E и (г) Солнца Δr_S на орбитальную эволюцию в зависимости от значений больших полуосей и наклонов орбит спутников.

яния сжатия Луны, Земли и Солнца, а на рис. 4б с учетом влияния разложения селенопотенциала до 50-го порядка и степени, Земли и Солнца.

Как показывают приведенные на рис. 4 данные, значительный рост эксцентриситета наблюдается у объектов с начальными наклонами в интервале от 60° до 120° и большой полуосью от 7500 км и выше. Рис. 4а и 4б отличаются только дополнительным ростом эксцентриситета для низколетящих объектов в случае учета возмущения от селенопотенциала 50-го порядка и степени.

Рост эксцентриситета может приводить к сокращению продолжительности жизни объекта на орбите. Влияние начальных положений спутников на время их жизни на орбите показывают графики, представленные на рис. 5. Продолжительностью жизни объекта на орбите мы называем

промежуток времени от начала движения спутника до его столкновения с поверхностью Луны.

Как и следовало ожидать, время жизни объектов тесно связано с ростом эксцентриситета. Эта взаимосвязь хорошо прослеживается при сопоставлении данных, приведенных на рис. 4 и 5. Начальным значением существенного уменьшения времени жизни, как и роста эксцентриситетов орбит спутников, является большая полуось, равная 7500 км. Диапазон наклонов орбит с малым временем жизни от 70° до 110° также хорошо согласуется с диапазоном наклонов орбит с быстро растущими эксцентриситетами. Графики на рис. 5а и 5б, как и на предыдущем рисунке, отличаются продолжительностью жизни на орбите для низколетящих спутников. При учете влияния селенопотенциала до 50-го порядка и степени объекты на низких орбитах имеют непродолжительное время жизни не только при наклонах

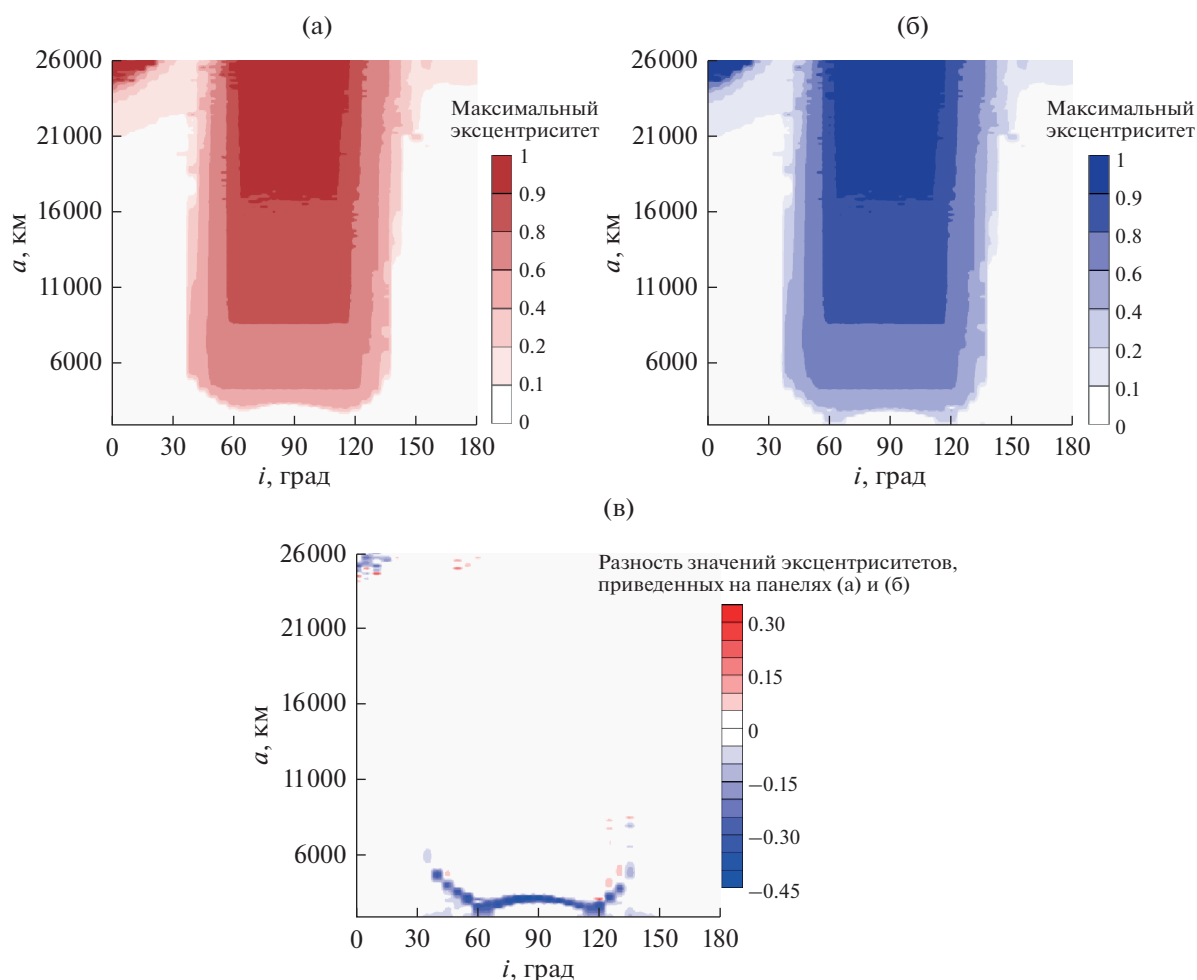


Рис. 4. Оценки роста эксцентриситетов в зависимости от начальных значений большой полуоси и наклона объектов под влиянием возмущений от Земли, Солнца и (а) сжатия Луны, (б) селенопотенциала 50-го порядка и степени, (в) разница между вариантами (а) и (б).

примерно от 60° до 120° , но и при ряде других наклонов. Рост эксцентриситета и соответственно короткая продолжительность жизни высоких околоэкваториальных объектов на рис. 4 и 5 объясняется прямым влиянием Земли. Особенности движения низколетящих объектов будут рассмотрены в следующем разделе.

АНАЛИЗ ОСОБЕННОСТЕЙ ДИНАМИКИ НИЗКОЛЕТЯЩИХ ИСЛ

В предыдущем разделе исследование продолжительности жизни объекта на орбите и роста эксцентриситета в зависимости от начального положения спутника показало, что при учете полного поля Луны у низколетящих объектов при определенных значениях наклона наблюдается короткая продолжительность жизни. На существование этой зависимости указывают многие авторы (Gupta, Sharma, 2011; Ramanan, Adimurthy, 2005). Мы также получили такую зависимость

(рис. 6), график которой имеет визуальное сходство с результатами вышеупомянутых авторов. Высота полета моделируемого объекта составляет 100 км над поверхностью Луны, а в качестве возмущающих факторов учитывается только гравитационное поле Луны до 50-го порядка и степени.

Графики, приведенные на рис. 6, показывают, что на низкой высоте при различных наклонах орбиты спутники имеют различное время жизни на орбите. Разница продолжительности жизни спутника на орбите при соседних наклонах, как видим, может быть значительной. Например, при $i = 4^\circ$ время жизни спутника на орбите составляет более 10 лет, а при $i = 5^\circ$ — 38.5 сут. Для объяснения причины такой непродолжительной динамики объектов мы рассмотрели, как ведет себя эксцентриситет на низкой высоте при разных значениях наклона орбиты. На рис. 7 показана зависимость роста эксцентриситета от начального значения наклона орбиты.

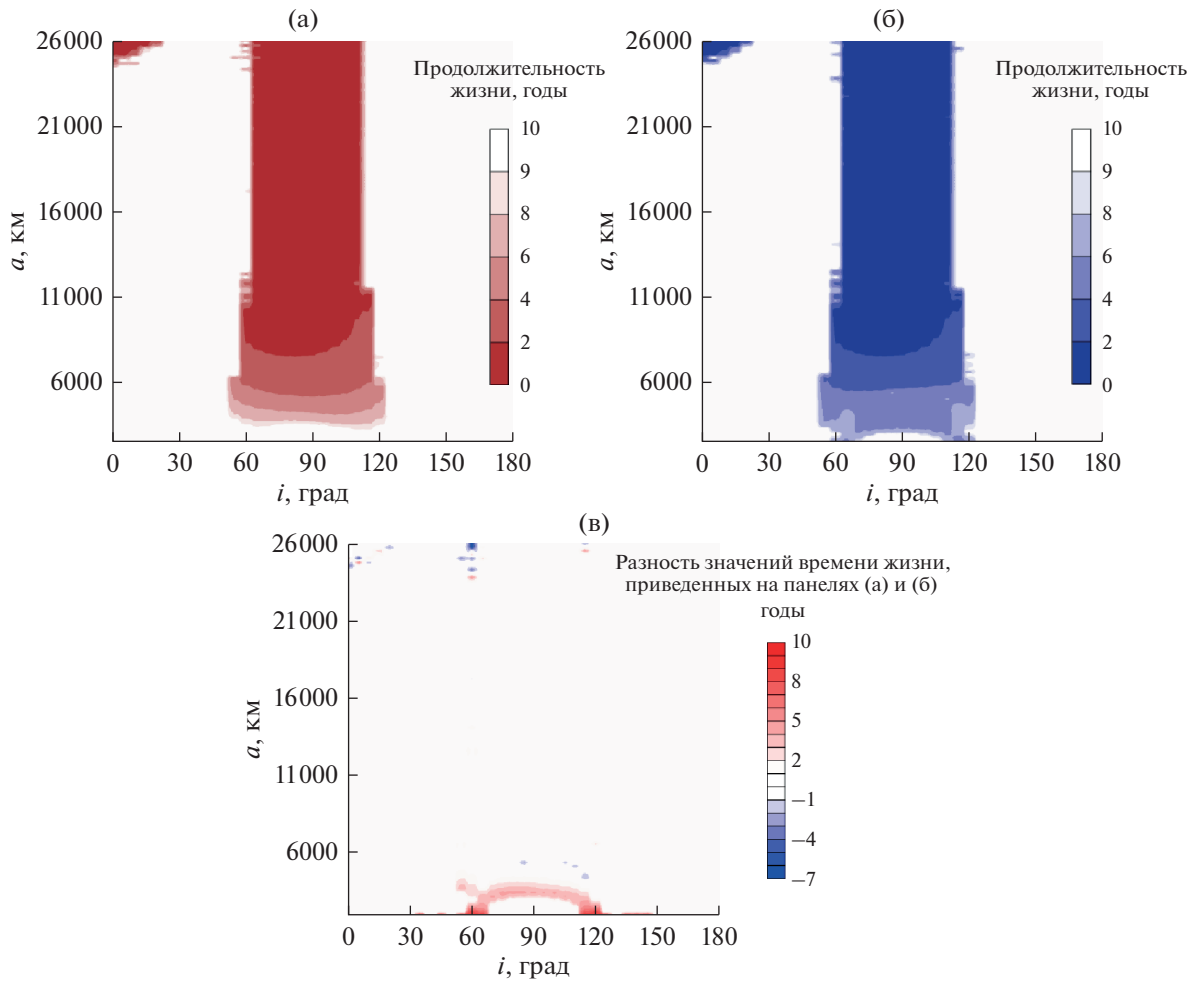


Рис. 5. Продолжительность жизни объекта на орбите в зависимости от начальной высоты и наклона объектов под влиянием возмущений от Земли и Солнца и (а) сжатия Луны, (б) селенопотенциала 50 порядка и степени (в) разница между вариантами (а) и (б).

Детальные данные по продолжительности жизни объектов на низких орбитах приведены на рис. 8.

Сопоставляя результаты, приведенные на рис. 6, 7 и 8, можно увидеть, что короткое время жизни спутника объясняется ростом эксцентриситета. Причем на самых низких орбитах достаточно роста эксцентриситета до 0.055. Поскольку объект низколетящий, такого роста эксцентриситета оказывается достаточно для столкновения объекта с поверхностью Луны. Покажем это. На рис. 9а сверху вниз отображена зависимость наклона, эксцентриситета и высоты перигея h_p от времени, а на рис. 9б отображена эволюция аргумента перигея и его скорости, полученная по точным формулам, для двух объектов с наклоном 4° (точечная линия) и 5° (сплошная линия).

Эти характеристики у объектов практически совпадают.

Здесь (рис. 9б) и далее на подобных графиках изображены сверху вниз: график изменения резонансного соотношения, полученного по приближенным аналитическим формулам (19)–(20), ниже график эволюции той же величины, полученной численно по формулам (18), и внизу график зависимости критического аргумента от времени. Напомним, что вариант эволюции резонансного соотношения, полученного с использованием приближенных формул, дается по причине возникновения неопределенностей в формулах (18) при нулевых значениях e и i .

Чтобы понять причину роста эксцентриситета низколетящих ИСЛ, мы сравнили особенности роста эксцентриситета при учете возмущений от сжатия Луны и под влиянием всего поля (рис. 10).

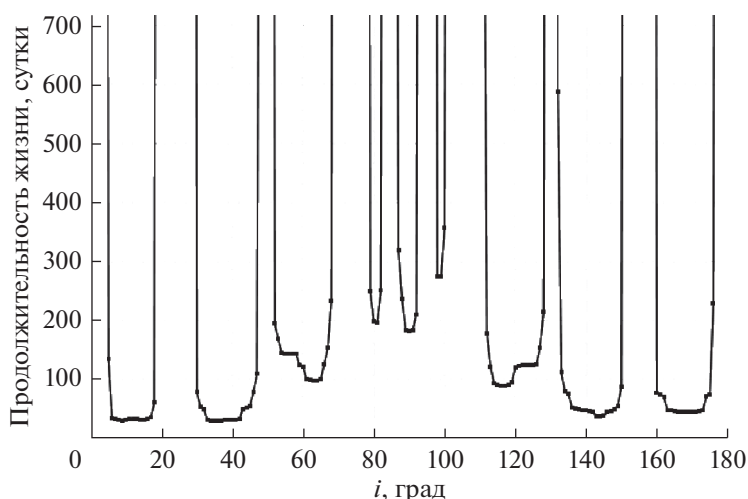


Рис. 6. Зависимость времени жизни низколетящего спутника на орбите от наклонения.

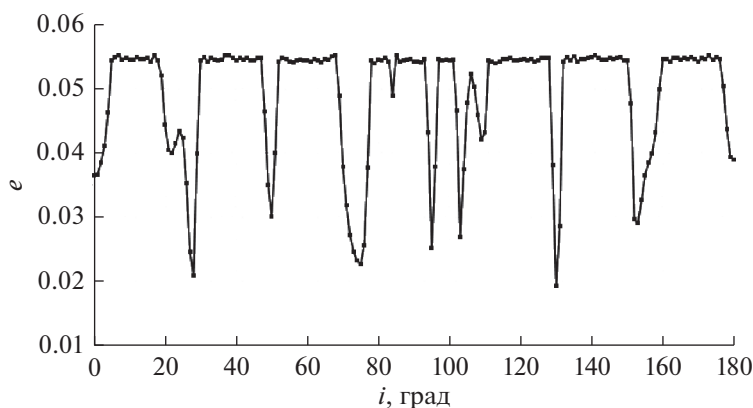


Рис. 7. Зависимость роста эксцентриситета для различных значений наклонения, $a = 1838$ км.

Как показывают данные, приведенные на рис. 10, сжатие Луны очень мало влияет на динамику ее объектов (рис. 10а), а влияние всего поля очень существенно (рис. 10б). Причем интересно отметить, что максимальный рост эксцентриситета наблюдается в окрестности так называемых критических наклонений, равных $60^{\circ}.43$ и $120^{\circ}.43$, получаемых в однократно осредненной задаче о движении спутника сжатой планеты (Дубошин, 1976).

Попытка установить связь для большого числа объектов между ростом эксцентриситета и резонансными характеристиками успехом не увенчалась. Наглядный пример — данные, приведенные на рис. 9б.

Таким образом, главным источником роста эксцентриситета на низких орбитах следует считать прямое действие сложного гравитационного поля Луны.

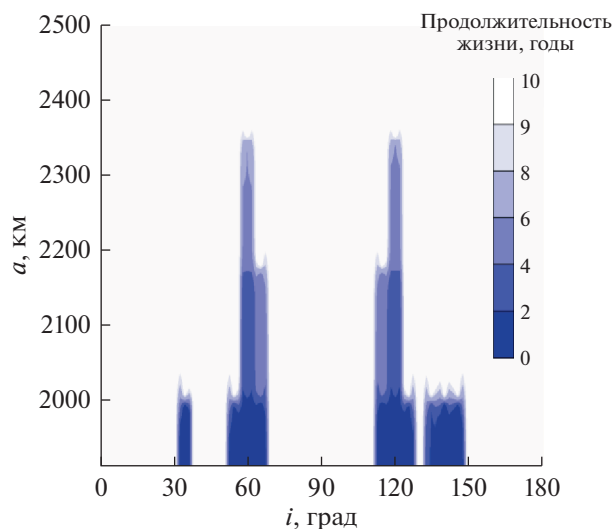


Рис. 8. Продолжительность жизни на орбите низколетящих объектов.

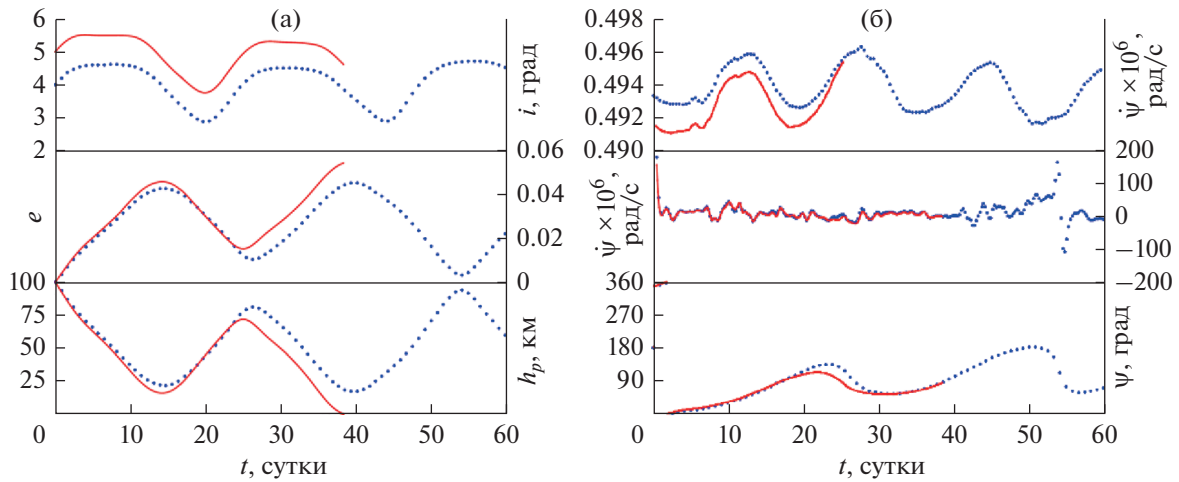


Рис. 9. Особенности орбитальной эволюции двух низколетящих объектов с наклонениями, отличающимися на 1° : (а) зависимость от времени наклонения, эксцентриситета и высоты перигея; (б) изменения резонансных величин, полученных по точным и аналитическим формулам.

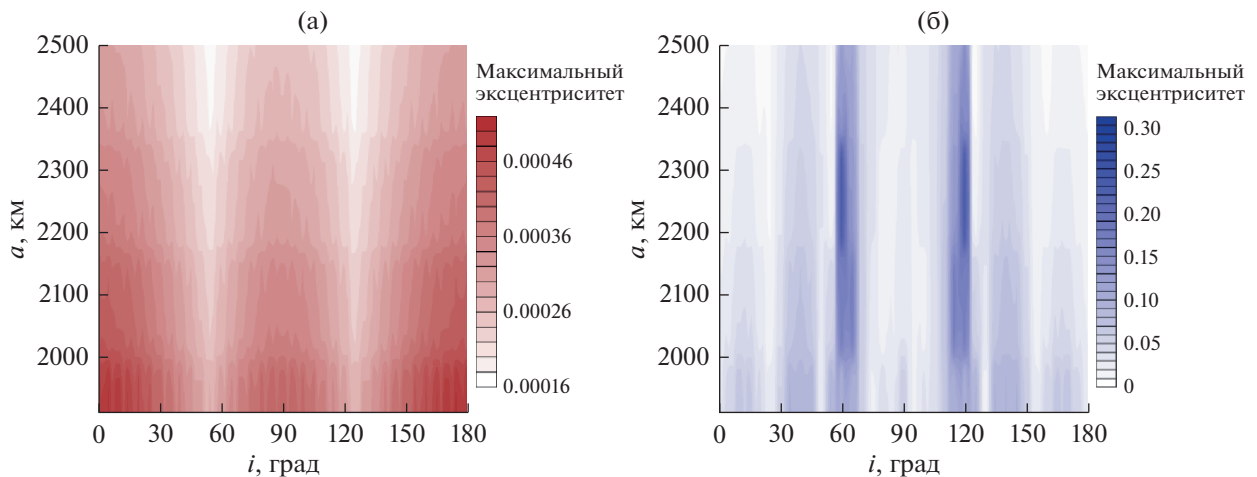


Рис. 10. Особенности роста эксцентриситета при учете возмущений (а) только от сжатия Луны, (б) от всего гравитационного поля Луны до 50-го порядка и степени.

ВЛИЯНИЕ ВЕКОВЫХ РЕЗОНАНСОВ НАИНИЗШИХ ПОРЯДКОВ

Резонанс и эффект типа Лидова–Козаи в динамике околоспутниковых объектов

Как показывают результаты, приведенные выше объекты на средних и больших высотах с начальными наклонениями в интервале от 60° до 120° имеют значительный рост эксцентриситета и малую продолжительность жизни. Такие особенности орбитальной эволюции, как правило (Lidov, 1962; Kozai, 1962; Прохоренко, 2002; Александрова и др., 2016; Shevchenko, 2017; Ito, Ohtsuka, 2019), являются следствием действия резонанса Лидова–Козаи, поэтому мы рассмотрели этот вопрос детально.

Эффект Лидова–Козаи, как было показано в (Shevchenko, 2017; Naoz, 2016), имеет резонансную природу. Характерными особенностями орбитальной эволюции объектов, подверженных действию эффекта Лидова–Козаи, является рост эксцентриситета орбиты, который при сохранении интеграла Моисеева–Лидова–Козаи $c_1 = \sqrt{1 - e^2} \cos i$, где e , i – эксцентриситет и наклонение орбиты спутника, приводит к возникновению взаимосвязанных колебаний эксцентриситета и наклонения орбиты: при росте эксцентриситета наклонение убывает и наоборот. Эти взаимосвязанные колебания и называют эффектом Лидова–Козаи.

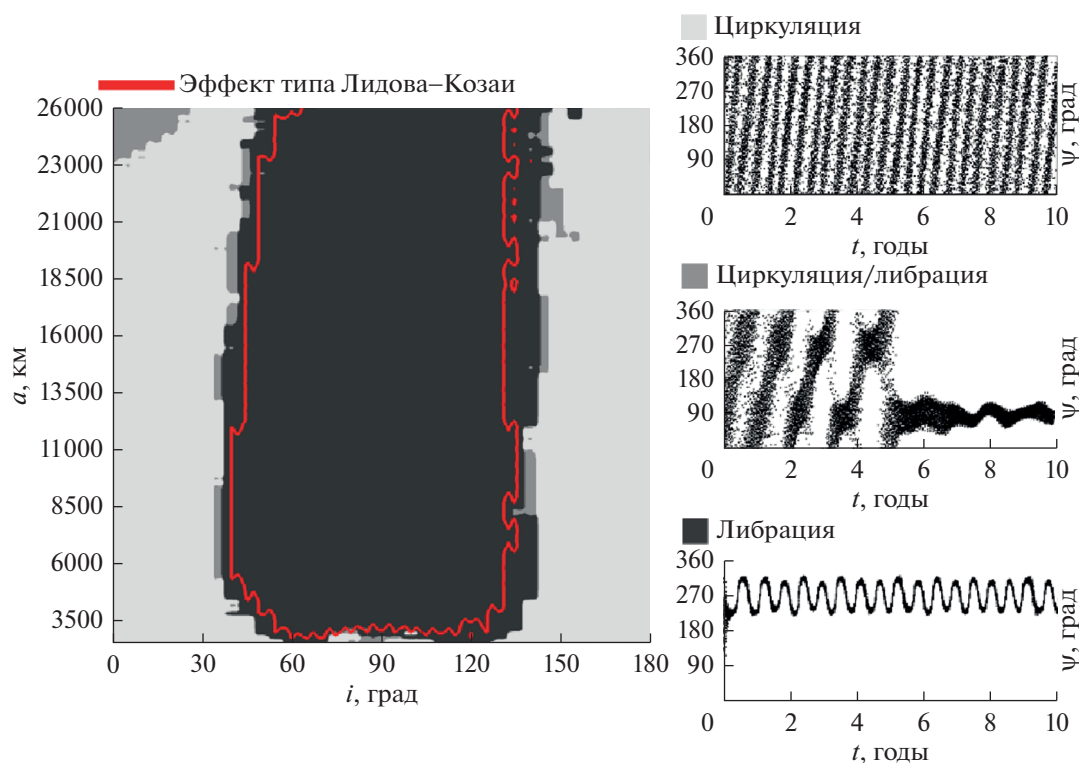


Рис. 11. Области влияния резонанса типа Лидова–Козаи на динамику окололунных объектов и проявления эффекта типа Лидова–Козаи.

Действие резонанса Лидова–Козаи зависит от величины наклона орбиты объекта к орбите возмущающего тела.

Как утверждает теория (Лидов, 1961; Вашковьяк, 2016), острый резонанс, сопровождаемый быстрым ростом эксцентриситета, возникает, когда долгота перигея от узла $\omega = 90^\circ$, при близости к нулю значения интеграла c_1 и при отрицательном значении интеграла Лидова $c_2 = (2/5 - \sin^2 \omega \sin^2 i) e^2$.

Сложность проявления этого механизма в динамике околопланетных объектов состоит в том, что помимо влияния внешних тел, которое приводит к появлению резонанса Лидова–Козаи, на эти объекты действует несферичность центрального тела, что может приводить к различным эффектам, которые в настоящее время мало изучены.

Особенно интересно исследовать это явление на примере динамики окололунных объектов, в движении которых сильно влияние Земли и гравитационного поля Луны.

Как показали наши исследования динамики околоземных объектов (Александрова и др., 2020; 2021), применяемая нами методика очень чувствительна к проявлению резонансных явлений и позволяет выявлять наличие резонанса типа Лидова–Козаи в динамике объектов, когда в орби-

тальной эволюции его влияние еще практически незаметно.

Используя результаты численного эксперимента, описанного выше, мы получили такую оценку области влияния резонанса типа Лидова–Козаи на динамику окололунных объектов (рис. 11).

Оценки получены по анализу поведения критического аргумента в зависимости от большой полуоси и начального наклона орбиты к экватору Луны. В качестве возмущений учитывались полное поле Луны до 50-го порядка и степени, влияние Земли и Солнца. На графике светло-серым цветом показана область циркуляции аргумента перигея на всем промежутке прогностирования, серым цветом – частичная либрация и циркуляция, а темно-серым цветом – либрация критического аргумента.

Результаты, приведенные на рис. 11, показывают, что область влияния резонанса типа Лидова–Козаи расширяется вдоль большой полуоси с 2500 до 4500 км и медленно смещается при прямом движении объектов вдоль наклона с 30° до 50° с повышением высоты. Правая граница области влияния резонанса остается равной 140° . Неустойчивый резонанс высоких околоэкваториальных объектов объясняется прямым влиянием Земли.

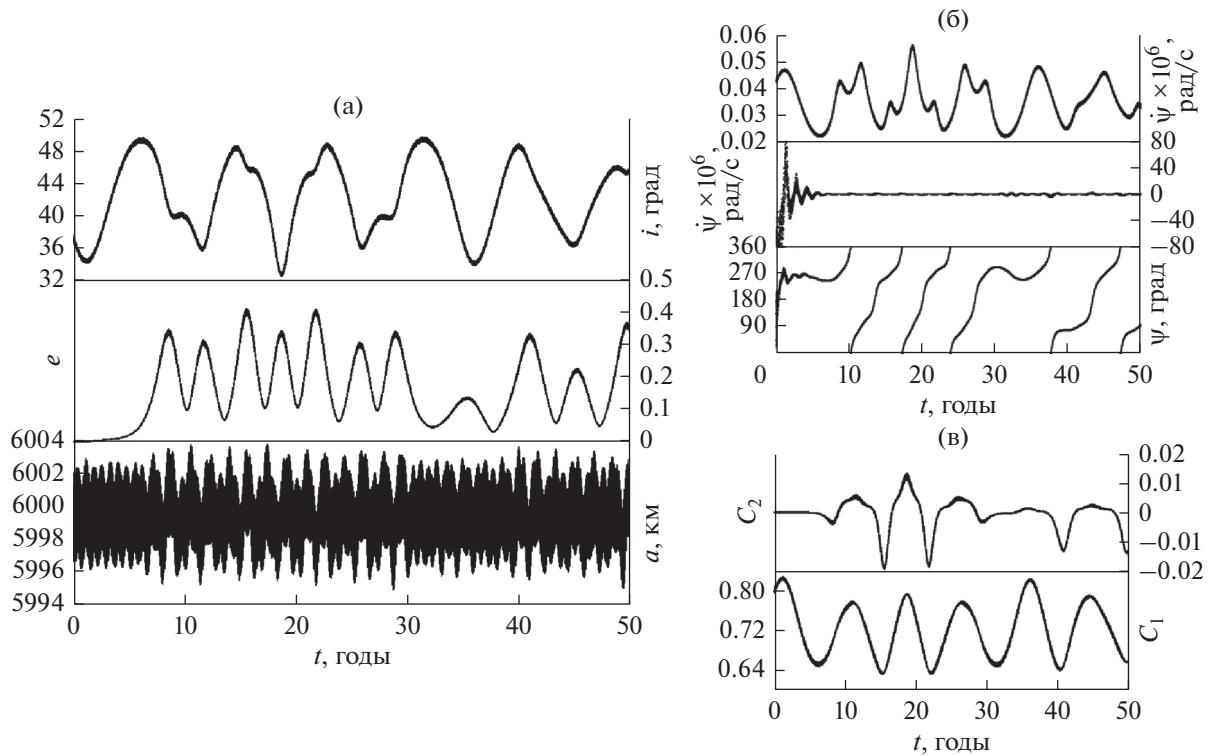


Рис. 12. Орбитальная эволюция объекта, движущегося вне области действия эффекта Лидова–Козаи: (а) эволюция элементов орбиты; (б) резонансные характеристики, полученные по точным формулам и приближенным формулам; (в) сверху вниз изменение во времени интеграла Лидова c_2 и интеграла Моисеева–Лидова–Козаи c_1 .

Проанализировав орбитальную эволюцию модельных окололунных объектов на средних и больших высотах, мы обнаружили, что в динамике большинства из них присутствует эффект типа Лидова–Козаи. Граница области действия эффекта типа Лидова–Козаи представлена на рис. 11 (обозначена красной линией).

Как видно на рис. 11, область действия эффекта типа Лидова–Козаи покрывает большую часть области действия резонанса типа Лидова–Козаи на орбитальную эволюцию объектов. Как показывают оценки, в той части области действия резонанса типа Лидова–Козаи, где эффекта нет, данный резонанс не вполне устойчив и эксцентриситет растет очень медленно. Эффект типа Лидова–Козаи при этом не проявляется даже на больших интервалах времени, что продемонстрировано для объекта с начальными элементами: $a = 6000$ км, $e = 0$, $i = 37^\circ$ на рис. 12. Расположение графиков на рис. 12а и 12б подобно графикам на рис. 9а и 9б соответственно.

Остановимся на особенностях орбитальной эволюции объектов, подверженных действию резонанса типа Лидова–Козаи. Обратимся к рис. 3.

Сравнивая данные, приведенные на рис. 3 и 11, можно установить, что в динамике объектов, движущихся в интервале больших полуосей от

3000 до 8500 км, действие эффекта типа Лидова–Козаи будет проявляться в условиях наложения на него действия гравитационного поля Луны, а для объектов с большими полуосями от 8500 км и выше эффект будет проявляться в чистом виде.

На рис. 13 представлены результаты анализа орбитальной эволюции объекта со следующими начальными элементами: $a = 5387.8$ км, $e = 0$, $i = 45^\circ$. Синим цветом выполнены графики, демонстрирующие эволюцию орбит с учетом возмущений от полного гравитационного поля Луны, Земли и Солнца, а красным – с учетом возмущений только от Земли и Солнца. Расположение графиков на рис. 13 подобно графикам на рис. 12.

Графики, приведенные на рис. 13, показывают, что полное гравитационное поле Луны ускоряет проявление эффекта типа Лидова–Козаи для объектов с прямым движением. Острый резонанс типа Лидова–Козаи и максимальный рост эксцентриситета имеют место при достижении центром либрации величины $\omega = 270^\circ$.

Приведем пример эволюции объекта с обратным движением и рассмотрим, как проявляется эффект типа Лидова–Козаи при наложении на него действия гравитационного поля Луны. На рис. 14 представлены изменения тех же характеристик, что и на рис. 13, для окололунного спутни-

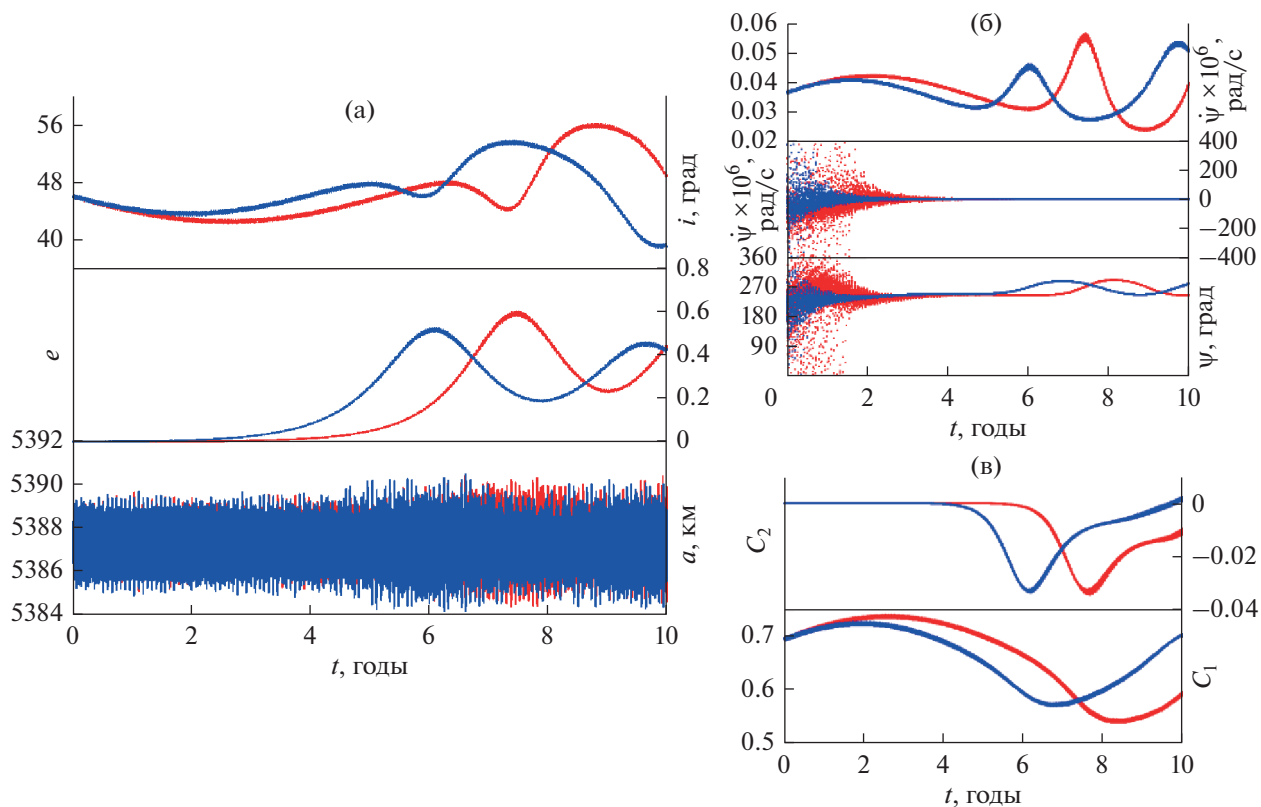


Рис. 13. Проявление эффекта типа Лидова–Козаи для объекта с прямым движением и с высотой полета ниже 8500 км при учете возмущений от полного гравитационного поля Луны, Земли и Солнца (выполнено синим цветом) и только от Земли и Солнца (выполнено красным цветом): (а) эволюция элементов орбиты; (б) резонансные характеристики, полученные по точным формулам и приближенным формулам для соответствующих моделей (а); (в) сверху вниз изменение во времени интеграла Лидова c_2 и интеграла Моисеева–Лидова–Козаи c_1 для соответствующих моделей (а).

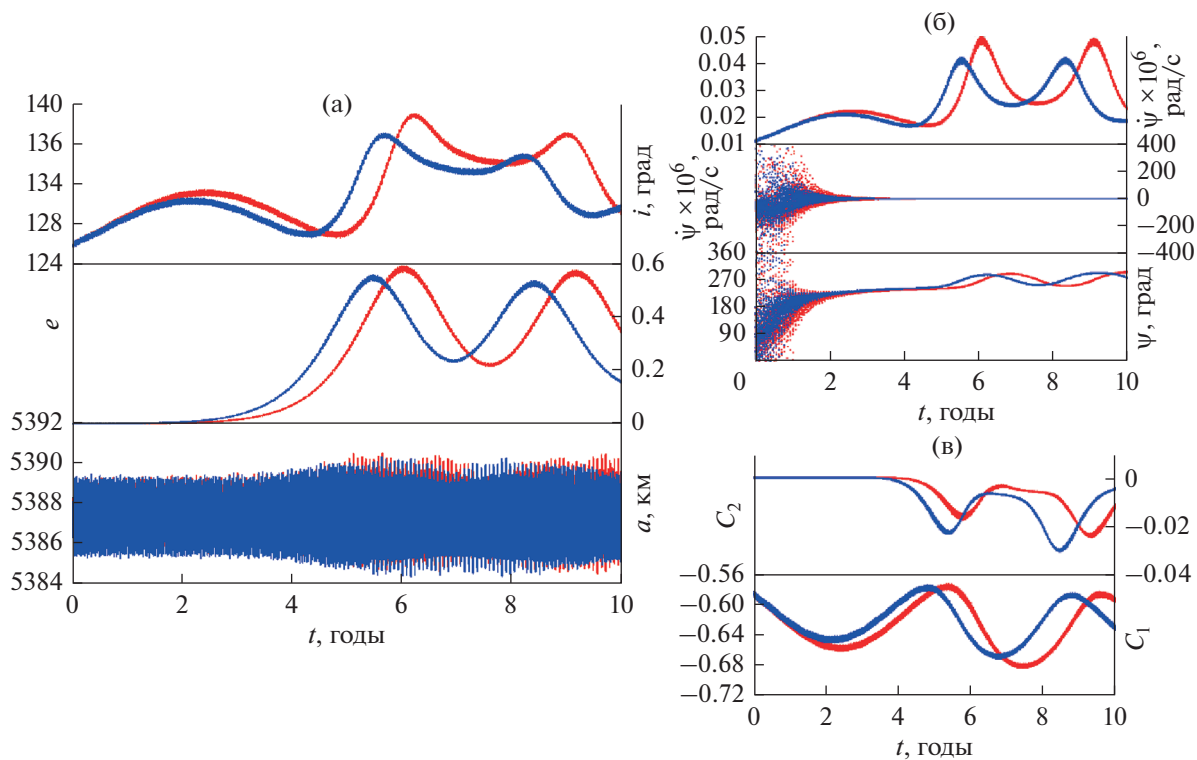


Рис. 14. То же, что и на рис. 13, но для объекта с обратным движением и с высотой полета ниже 8500 км.

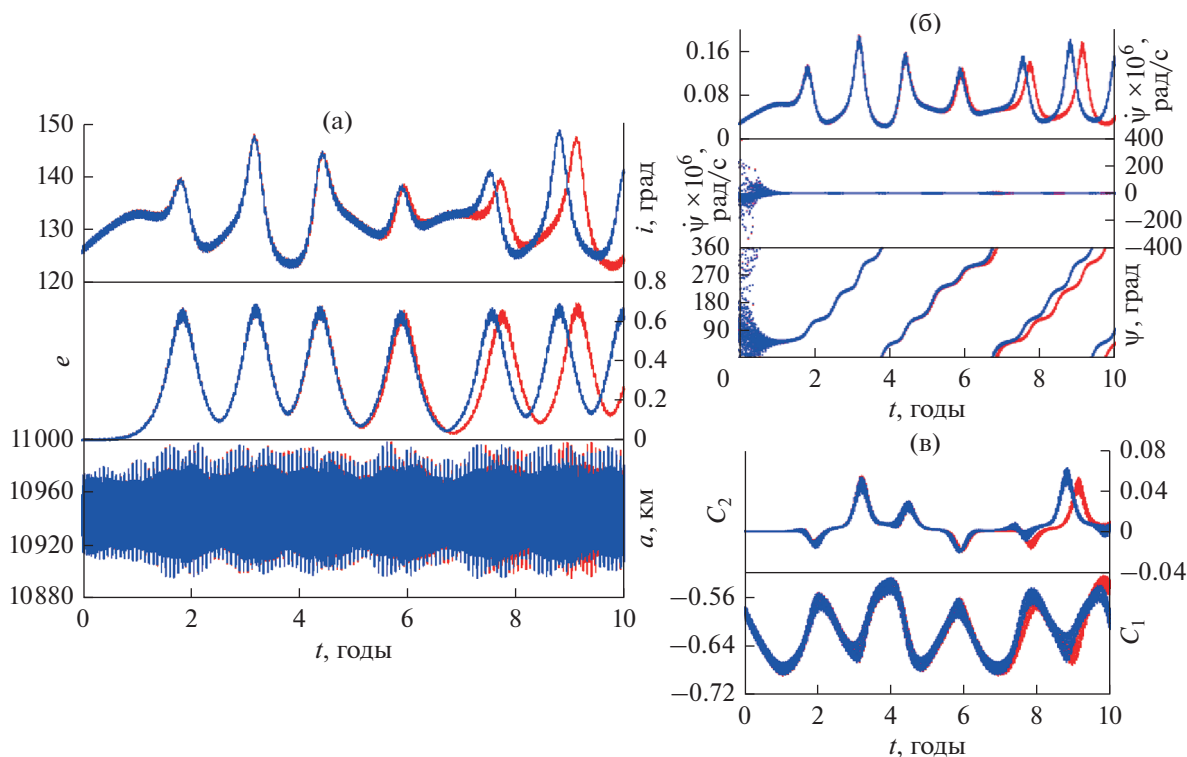


Рис. 15. То же, что и на рис. 13, но для объекта с обратным движением и с высотой полета выше 8500 км.

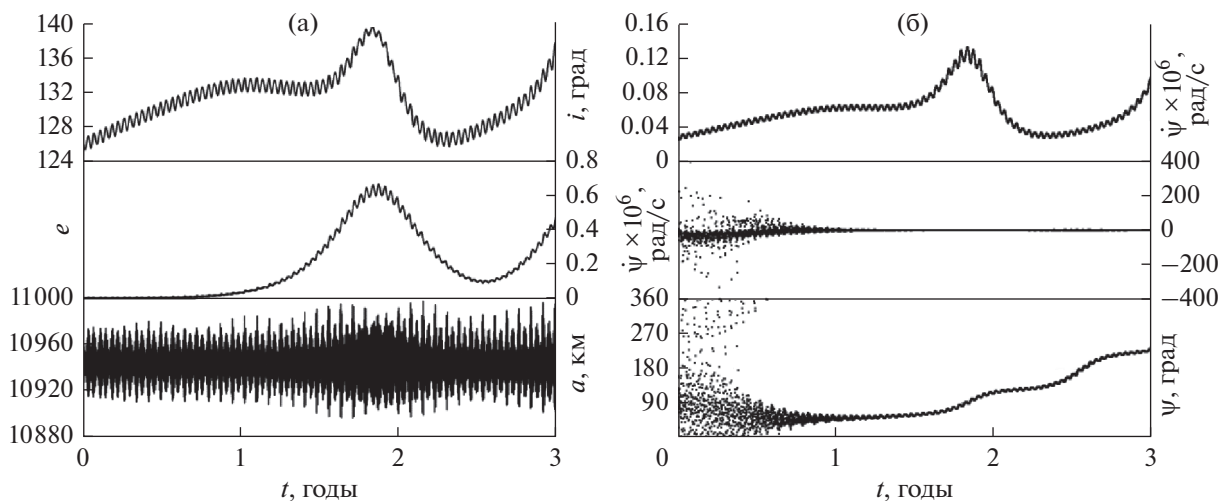


Рис. 16. Пример либрации аргумента перигенция с переносом центра для объекта с эволюцией элементов орбиты на рис. 14а: (а) эволюция элементов орбиты; (б) динамика резонансных характеристик, полученных по точным и приближенным формулам.

ка с начальными элементами: $a = 5387.8$ км, $e = 0$, $i = 125^\circ$.

Из сопоставления рис. 13 и 14 видно, что для объектов с прямым и обратным движением и с большой полуосью ниже 8500 км гравитационное

поле Луны ускоряет проявление эффекта типа Лидова–Козаи.

Теперь рассмотрим, как проявляется резонанс типа Лидова–Козаи на высотах, где влияние поля Луны незначительно. Для примера на рис. 15 при-

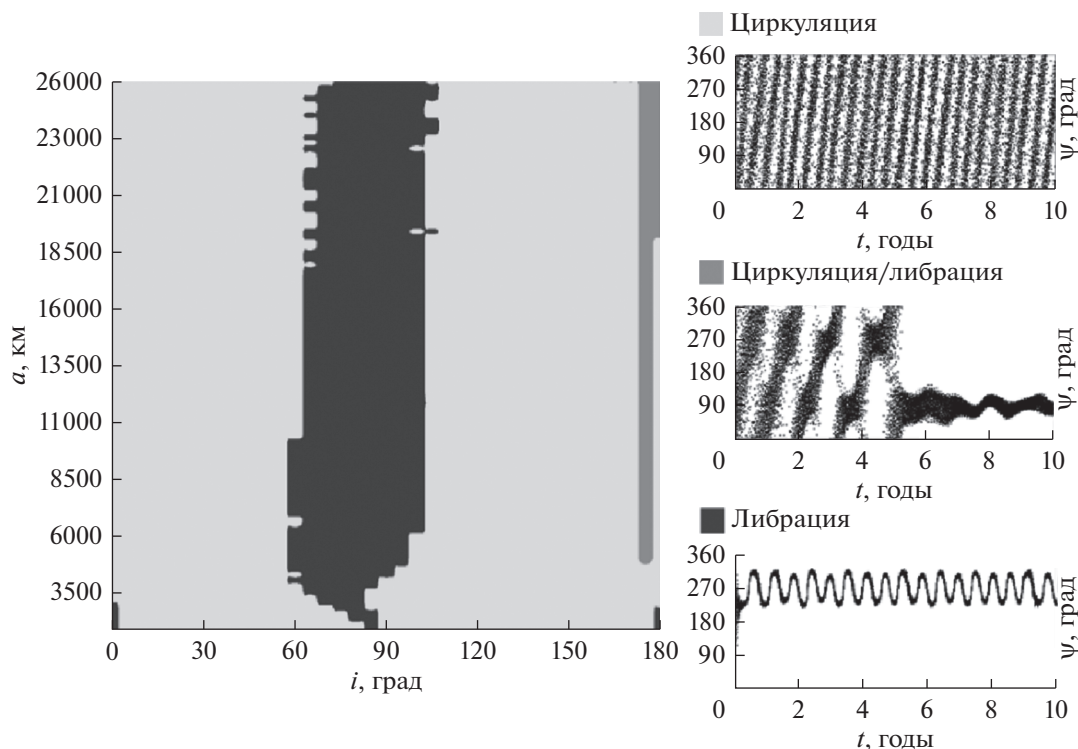


Рис. 17. Область влияния нодального резонанса на динамику окололунных объектов.

ведены результаты для объекта с начальными элементами орбиты: $a = 10949.4$ км, $e = 0$, $i = 125^\circ$. Расположение графиков совпадает с рис. 13 и 14.

Как видно из графиков, приведенных на рис. 15, эффект типа Лидова–Козаи проявляется практически одинаково для обоих рассмотренных случаев учета возмущений.

Интерес представляют изменения резонансного аргумента, показанные на рис. 15б. С первого взгляда может показаться, что имеет место циркуляция аргумента перигея, но при детальном рассмотрении оказывается, что это либрация с переносом центра. На рис. 16 показаны характеристики того же объекта на интервале времени 3 года, которые подтверждают это предположение.

Рис. 16б показывает, что аргумент перигея либрирует на всем рассмотренном промежутке прогнозирования. Причем перенос центра либрации происходит примерно с шагом 90° . Это интересное дополнение численного моделирования к аналитической теории резонанса типа Лидова–Козаи.

Таким образом, исследование показывает, что причиной роста эксцентриситета и короткой жизни на орбите среднеорбитальных и высокоорбитальных окололунных объектов является действие эффекта типа Лидова–Козаи.

Влияние нодального резонанса на динамику окололунных объектов

Как отмечалось выше (табл. 4) в данной работе мы рассмотрели влияние чисто апсидального и чисто нодального резонансов. Оценка области влияния нодального резонанса ($\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_E$) на динамику ИСЛ представлена на рис. 16. Графики для нодального резонанса, связанного с прецессией Земли и Солнца, накладываются друг на друга, поэтому на рис. 16 показана оценка влияния нодального резонанса ($\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_E$), связанного с прецессией орбиты Земли.

Рис. 17 показывает, что нодальный резонанс второго порядка сконцентрирован в окрестности наклона, равного 90° . Сравнение рис. 11 и 17 показывает, что нодальный резонанс ($\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{E,S}$) налагается на область влияния резонанса типа Лидова–Козаи, усиливая рост эксцентриситета и уменьшая продолжительность жизни объектов на приполярных орбитах.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленное в данной работе ПМО “Численная модель движения ИСЛ” позволяет прогнозировать долговременную орбитальную эво-

люцию окололунных объектов. Сравнение результатов, полученных с помощью данного программного комплекса, с результатами других авторов показало высокую степень совпадения, что говорит о том, что ПМО может быть использовано в различных задачах исследования динамики окололунных объектов.

Для анализа особенностей динамики окололунных объектов было проведено моделирование движения 5180 объектов на 10-летнем интервале времени. Начальное положение каждого спутника характеризовалось круговой орбитой и собственными значениями большой полуоси и наклона.

Анализ влияния возмущений на орбитальную эволюцию ИСЛ показал, что влияния сжатия и несферичности полного гравитационного поля Луны становятся малозаметными, начиная с $a = 8500$ км, и минимальны для полярных спутников. При этом на орбитальную эволюцию низколетящих объектов влияние сжатия мало по сравнению с влиянием более высоких гармоник селенопотенциала. Что касается возмущений от Земли и Солнца, то их влияние начинает действовать приблизительно с $a = 5000$ км и максимально при $i = 0^\circ, 90^\circ$ и 180° . При этом величина влияния Земли на вектор положения окололунного спутника примерно в 75 раз больше влияния Солнца.

Было обнаружено, что при начальных наклонениях окололунных спутников в диапазоне от 70° до 110° объекты имеют малую продолжительность жизни на орбите. Как выяснилось, это обусловлено значительным ростом эксцентриситета орбиты при наклонениях в интервале от 60° до 120° .

Для низколетящих ИСЛ была предпринята попытка установить связь между ростом эксцентриситета и изменением во времени некоторых резонансных характеристик. Результаты показали, что такой связи нет. Поэтому на данном этапе исследования рост эксцентриситета мы можем объяснить только прямым действием сложного гравитационного поля Луны.

Для среднеорбитальных и высокоорбитальных спутников было проведено исследование влияния резонанса типа Лидова–Козаи и нодального резонанса $(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{E,S})$ на динамику окололунных объектов. На основе анализа динамики 4995 объектов (без рассмотрения низколетящих объектов с высотой полета менее 2500 км) были построены карты областей влияния резонанса типа Лидова–Козаи и нодального резонанса на орбитальную эволюцию в зависимости от начальных значений большой полуоси и наклона орбиты спутников. В ходе исследования эволюции элементов орбит объектов было выявлено, что в значительной части области влияния резонанса типа Ли-

дова–Козаи имеет место эффект типа Лидова–Козаи. Область влияния резонанса типа Лидова–Козаи покрывает область значительного роста эксцентриситета орбит ИСЛ, а влиянию нодального резонанса подвержены приполярные окололунные орбиты. На основании полученных данных сделан вывод, что главной причиной роста эксцентриситета и, как следствие, малой продолжительности жизни объектов на средних и больших высотах является влияние резонанса типа Лидова–Козаи на орбитальную эволюцию ИСЛ, а нодальный резонанс дополнительно усиливает рост эксцентриситета приполярных окололунных орбит.

Было показано, что гравитационное поле Луны в области своего заметного влияния на динамику объектов ускоряет проявление резонанса типа Лидова–Козаи на орбитальную эволюцию ИСЛ. Еще одним интересным фактом было выявление случаев либрации аргумента перицентра с переносом центра. При этом перенос центра либрации совершается с шагом примерно 90° .

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 19-72-10022).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Авдюшев В.А.* Интегратор Гаусса–Эверхарта // Вычислит. технологии. 2010. Т. 15. № 4. С. 31–47.
- Авдюшев В.А.* Численное моделирование орбит небесных тел. Томск: Издательский дом Томск. ун-та, 2015. 336 с.
- Авдюшев В.А.* Новый коллокационный интегратор для решения задач динамики. I. Теоретические основы // Изв. вузов. Физика. 2020. Т. 63. № 11. С. 131–140.
- Александрова А.Г., Бордовицына Т.В., Томилова И.В.* Резонанс Лидова–Козаи и его влияние на орбитальную эволюцию околоземных космических объектов // М.Л. Лидов – яркое имя в космической науке: сб. докладов / Ред. Вашковьяк М.А. М.: ИПМ им. М.В. Келдыша, 2016. С. 49–66.
- Александрова А.Г., Бордовицына Т.В., Чувашов И.Н.* Численное моделирование в задачах динамики околоземных объектов // Изв. вузов. Физика. 2017. Т. 60. № 1. С. 69–76.
- Александрова А.Г., Бордовицына Т.В., Попандопуло Н.А., Томилова И.В.* Новый подход к вычислению вековых частот в динамике околоземных объектов на орбитах с большими эксцентриситетами // Изв. вузов. Физика. 2020. Т. 63. № 1(745). С. 57–62.
- Александрова А.Г., Авдюшев В.А., Попандопуло Н.А., Бордовицына Т.В.* Численное моделирование движения околоземных объектов в среде параллельных вычислений // Изв. вузов. Физика. 2021а. Т. 64. № 8. С. 168–175.
- Александрова А.Г., Блинкова Е.В., Бордовицына Т.В., Попандопуло Н.А., Томилова И.В.* Вековые резонансы в динамике объектов, движущихся в областях ЛЕО–МЕО околоземного орбитального пространства // Астрон. вестн. 2021б. Т. 55. № 3. С. 272–287.

- (Aleksandrova A.G., Blinkova E.V., Bordovitsyna T.V., Popandopulo N.A., Tomilova I.V. Secular resonances in the dynamics of objects moving in LEO–MEO regions of near-Earth orbital space // Sol. Syst. Res. 2021. T. 55. № 3. P. 266–281.)
- Аксенов Е.П. Теория движения искусственных спутников Земли. М.: Наука, 1977. 360 с.
- Вашковьяк М.А. Качественные особенности эволюции некоторых полярных спутниковых орбит // Астрон. вестн. 2016. Т. 50. № 1. С. 37. (Vashkov'yak M.A. Qualitative features of the evolution of some polar satellite orbits // Solar Syst. Res. 2016. T. 50. № 1. P. 33–43.)
- Дубошин Г.Н. Справочное руководство по небесной механике и астродинамике. М.: Наука, 1976. 864 с.
- Дубошин Г.Н. Небесная механика. Основные задачи и методы. Физматгиз, 1963. 586 с.
- Лидов М.Л. Эволюция орбит искусственных спутников под воздействием гравитационных возмущений внешних тел // Искусственные спутники Земли: журнал. 1961. Т. 8. С. 5–45.
- Мюррей К., Дермотт С. Динамика Солнечной системы. М.: Физматлит, 2010. 588 с.
- Морбиделли А. Современная небесная механика. Аспекты динамики Солнечной системы. М.–Ижевск: Институт компьютерных исследований, 2014. 432 с.
- Прохоренко В.И. Исследование времени баллистического существования эллиптических орбит, эволюционирующих под влиянием гравитационных возмущений внешних тел // Космич. исслед. 2002. Т. 40. № 3. С. 285–294.
- Тимошкова Е.И., Холшевников К.В. Лунно-солнечные возмущения в движении спутников планеты // Ученые записки Ленинградского государственного университета. 1974. № 373. С. 141–156.
- Cook G.E. Luni–solar perturbations of the orbit of an Earth satellite // Geophys. J. 1962. V. 6. № 3. P. 271–291.
- Cunningham L.E. On the computation of the spherical harmonic terms needed during the numerical integration of the orbital motion of an artificial satellite // Celest. Mech. 1970. V. 2. P. 207–216.
- Folkner W.M., Park R.S. // Planetary ephemeris DE438 for Juno, Tech. Rep. IOM392R-18-004. Pasadena, CA: Jet Propulsion Laboratory, 2018.
- Gupta S., Sharma R. Effect of altitude, right ascension of ascending node and inclination on lifetime of circular lunar orbits // Int. J. Astron. and Astrophys. 2011. V. 1. № 3. P. 155–163.
- Ito T., Ohtsuka K. The Lidov–Kozai oscillation and Hugo von Zeipel // Monogr. Environ. Earth Planets. 2019. V. 7. № 1. P. 1–113.
- Konopliv A.S., Asmar W., Carranza E., Sjogren W.L., Yuan D.N. Recent gravity models as a result of the lunar prospect mission // Icarus. 2001. V. 150. P. 1–18.
- Kozai Y. Secular perturbations of asteroids with high inclination and eccentricity // Astron. J. 1962. V. 67. P. 591–598.
- Lidov M.L. The evolution of orbits of artificial satellites of planets under the action of gravitational perturbations of external bodies // Planet. and Space Sci. 1962. V. 9. P. 719–759.
- Naoz S. The eccentric Kozai–Lidov effect and its applications // Ann. Rev. Astron. and Astrophys. 2016. V. 54(1). P. 1–59.
- Petit G., Luzum B. IERS Technical note 36. Frankfurt am Main, 2010. 179 p.
- Ramanan R.V., Adimurthy V. An analysis of near circular lunar mapping orbits // J. Earth System Sci. 2005. V. 114. № 6. P. 619–626.
- Rossi A. Resonant dynamics of Medium Earth Orbits: space debris // Celest. Mech. Dyn. Astr. 2008. V. 100. P. 267–286.
- Shevchenko I.I. The Lidov–Kozai Effect – Applications in Exoplanet Research and Dynamical Astronomy. Springer, 2017. 198 p.
- Song Y.J., Park S.Y., Kim H.D., Sim E.S. Development of precise lunar orbit propagator and lunar polar orbiter's lifetime analysis // J. Astron. and Space Sci. 2010. V. 27. Iss. 2. P. 97–106.
- Spherical Harmonic ASCII Model of the gravity fields of Earth's Moon GRGM1200L 2021. URL: https://pds-geosciences.wustl.edu/grail/grail-l-lgrs-5-rdr-v1/grail_1001/shadr/gggrx_1200l_bouguer_sha.tab
- Valk S., Delsate N., Lemaitre A., Carletti T. Global dynamics of high area-to-mass ratios GEO space debris by means of the MEGNO indicator // Adv. Space Res. 2009. V. 43. P. 1509–1526.

УДК 523.6

ГЕНЕРАЦИЯ ВОЛН ЦУНАМИ ПРИ ПАДЕНИИ ДЕСЯТИКИЛОМЕТРОВЫХ АСТЕРОИДОВ В ОКЕАН

© 2022 г. В. В. Шувалов*

*Институт динамики геосфер им. академика М.А. Садовского РАН, Москва, Россия***e-mail: valeryvshvalov@gmail.com*

Поступила в редакцию 19.08.2021 г.

После доработки 19.12.2021 г.

Принята к публикации 13.01.2022 г.

Приведены результаты численного моделирования генерации и начальной стадии распространения волн цунами при падениях астероидов с размерами порядка 10 км в океан глубиной от 1 до 6 км. В расчетах получены амплитуды и длины волн на расстоянии 2000 км от точки удара. Приведены приближенные формулы, которые позволяют оценить амплитуды и длины волн с точностью 10–20%. Подтверждается вывод о том, что при падении астероида с размером порядка десяти километров в океан генерируются длинные волны цунами, аналогичные тем, которые возникают при землетрясениях.

Ключевые слова: астероидная опасность, численное моделирование, кратеры, волны цунами

DOI: 10.31857/S0320930X22030069

ВВЕДЕНИЕ

Более двух третей поверхности Земли покрыто морями и океанами. Поэтому большая часть космических тел, сталкивающихся с Землей, падает в воду. Основное отличие таких ударов от ударов по твердой поверхности состоит в том, что в атмосферу выбрасывается большая масса воды с содержащимися в ней солями и генерируются волны цунами, которые могут распространяться на расстояния в тысячи километров.

Выброс воды в атмосферу связан с возможным влиянием на эволюцию биосферы Земли и обсуждался, например, в недавних работах (Koeberl, Ivanov, 2019; Шувалов, 2021). В этих работах было показано, что при падении в океан десятикилометровых астероидов в атмосферу выбрасывается более 10^{16} кг воды. Через 30 мин облако водяных паров, перемешанных с воздухом, достигает размеров в тысячи километров. Масса воды в нем составляет около 10^{15} кг, масса содержащихся в океанской воде солей — около 3.5×10^{13} кг, в том числе около 2×10^{13} кг хлора и 10^{12} кг серы. Такие выбросы воды и содержащихся в ней солей могут сильно повлиять на химические реакции в атмосфере, на поглощение падающего солнечного излучения и на глобальную циркуляцию атмосферы. Все это может заметно повлиять на условия жизни на поверхности Земли и даже привести к массовым вымираниям (Тооп и др., 1997).

Генерация волн цунами, вызванных падением космических тел, и возможные катастрофические последствия их распространения обсуждаются, начиная с 90-х годов прошлого столетия. В работах (Hills и др., 1994; Ward, Asphaug, 2000) предполагалось, что даже волны, вызванные падением небольших (сотни метров в диаметре) астероидов, распространяются на большие (тысячи километров) расстояния и могут вызвать разрушения в прибрежной зоне. Однако чуть позднее в работе (Melosh, 2013) на основании взрывных экспериментов (Van Dorn и др., 1968) была высказана идея, что даже волны, вызванные падением километровых ударников, могут разрушаться и терять энергию в шельфовой зоне. Окончательной ясности в этом вопросе нет до сих пор.

Задачу об ударных цунами можно условно разделить на три стадии: образование волны, распространение на большие расстояния и выход на берег. Эти три стадии, как правило, изучаются отдельно и независимо друг от друга. Для рассмотрения первой стадии численно решается полная система гидродинамических уравнений, описывающая образование водяного кратера, кратера в грунте, выброс вещества из кратеров и падение под действием силы тяжести, схлопывание кратеров и генерацию волн (см., например, Crawford, Mader, 1998; Шувалов, Трубецкая, 2002; Weiss и др., 2006). Для рассмотрения второй стадии, как правило, используют модельные начальные данные, решают волновые уравнения, уравнения

мелкой воды или уравнения Буссинеска, используют реальные профили дна океана (см., например, Ward, Asphaug, 2000; Korycansky, Lynett, 2005). Для описания выхода волны на берег и ее обрушения используются, в основном, модификации тех же методов, что используются для описания распространения волны (см., например, Aditia, Pudjarasetya, 2020), хотя для детального описания этого процесса желательнее решение полной системы уравнений гидродинамики.

В данной работе будет рассматриваться первая стадия и, частично, вторая. На формирование волны цунами при падении космического тела в океан влияют три основных фактора: распространение в воде ударной волны, образующейся при контакте ударника с водой, движение грунта в процессе кратерообразующего течения и падение в воду вещества, выброшенного из кратера. Степень важности каждого из этих факторов определяется соотношением между размером ударника D и глубиной океана H . Если $D/H < 10$, то ударник полностью тормозится и разрушается в слое воды и подводный кратер в грунте не образуется (Artemieva, Shuvalov, 2002). В этом случае распространение ударной волны генерирует в воде кратерообразующее течение, образуется временный водяной кратер. Движущийся вал этого кратера образует первую волну (rim wave, RW), распространяющуюся от точки удара. Схлопывание водяного кратера и последующие колебания генерируют последующие волны (collapse waves, CW). При $D/H < 10$ RW быстро затухают, и на большие расстояния уходят только CW (Wünnemann и др., 2007). Длина волны CW определяется размером водяного кратера, при этом она сравнима или меньше глубины океана. При $D/H > 0.5$ наличие слоя воды слабо влияет на кратерообразующее течение в грунте, а волна цунами (аналог RW) образуется за счет выталкивания воды валом растущего кратера в грунте и падения в воду выброшенного из кратера вещества (Shuvalov, Dyrvik, 2004; Wünnemann и др., 2007). Длина волны цунами в этом случае больше глубины водоема (мелкая вода), и она распространяется на большие расстояния в виде уединенной волны (Wünnemann и др., 2007).

В работе (Wünnemann и др., 2010) указывалось, что и CW и RW по своим характеристикам отличаются от классических волн цунами, возникающих при сильных подводных землетрясениях, что проявляется, в частности, в их более быстром затухании. Однако в (Wünnemann и др., 2010), как и в других работах, где изучалось затухание волн в океане, вызванных ударами космических тел (см., например, Robertson, Gislér, 2019), рассматривались только удары сферических астероидов, диаметры которых были меньше глубины океана. При падении очень больших тел, аналогичных тому, падение которого привело к образованию кратера Чиксулуб 65 млн лет назад, образуется

кратер размером порядка 100 км, и можно ожидать, что возникнут волны цунами, похожие на те, которые возникают при землетрясениях. В этом случае размер ударника оказывается в несколько раз больше глубины океана. Целью данной работы является численное моделирование образования и начальной стадии распространения (первые тысячи километров) волн цунами, образующихся при падениях астероидов с размерами порядка 10 км в океан с разной глубиной.

В первой части статьи описывается постановка задачи и методы, используемые при ее решении; во второй — результаты расчетов генерации и распространения волн цунами при вертикальном падении сферических астероидов с диаметрами от 5 до 20 км в океан с глубиной от 1 до 6 км, приводятся приближенные формулы для оценки амплитуды и длины волн на расстоянии 2000 км от точки падения; в третьей части приведены основные выводы, обсуждаются использованные приближения и оставшиеся невыясненными вопросы.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И МЕТОД РЕШЕНИЯ

Для расчета кратерообразующего течения при падении астероида в океан, образования и распространения волн цунами использовался программный комплекс COBA (Shuvalov, 1999), который неоднократно применялся для моделирования ударных явлений, в том числе падений астероидов в море (см., например, Shuvalov, Dyrvik, 2004; Шувалов, 2021). Для воды и воздуха решалась полная система уравнений гидродинамики Эйлера, для грунта решалась полная система уравнений Навье—Стокса, чтобы учесть внутреннее трение. В расчетах явно выделялись границы между водой, воздухом и грунтом. Решалась осесимметричная двумерная задача.

Для описания термодинамических свойств воздуха использовалось табличное уравнение состояния (Кузнецов, 1965). Для воды использовалось уравнение состояния Тилотсона (Tillotson, 1962). Ударник и грунт считались состоящими из кварца, для которого использовалось уравнение состояния, полученное по программе ANEOS (Thompson, Lauson, 1972) с начальными данными из (Melosh, 2007). Распределение плотности и давления воздуха по высоте в равновесной атмосфере Земли задавалось согласно модели CIRA (COSPAR International Reference Atmosphere, <ftp://nssdcftp.gsfc.nasa.gov/models/atmospheric/cira/cira86/>).

При расчете кратерообразования учитывалась прочность грунта по модели Кулона—Мора и акустическая флюидизация (Wünnemann, Ivanov, 2003).

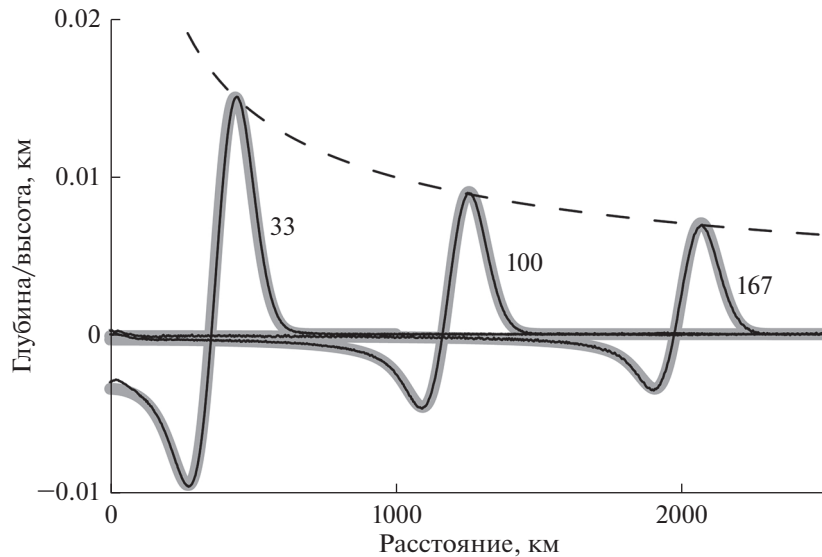


Рис. 1. Профили свободной поверхности океана в разные моменты времени. Сравнение точного решения (2) модельной задачи (толстые серые линии) с результатами численного расчета (тонкие черные линии). Время в секундах указано около каждой кривой. Пунктирная кривая соответствует закону затухания амплитуды волны $\sim 1/\sqrt{r}$.

Целью данной работы было не только моделирование образования волны цунами в результате кратерообразующего течения, но и начальная стадия ее распространения, на расстояния порядка 2–3 тысяч километров. Основная трудность при этом связана с тем, что характерные вертикальный (амплитуда волны) и горизонтальный (расстояние, на которое распространяется волна) масштабы различаются на много порядков. Формально, если амплитуда волны составляет несколько сотен метров, то размер ячейки для ее аккуратного описания должен быть несколько десятков метров. При горизонтальном размере расчетной сетки 3000 км это приводит к нереально большому количеству расчетных ячеек. Однако, если мы рассматриваем очень длинные волны, как в данном случае, когда на поздней стадии течения происходит в условиях, близких к описываемым приближением мелкой воды, то вертикальное смещение поверхности определяется градиентом горизонтальной скорости. В этом случае можно предположить, что вертикальные смещения, т.е. профиль волны, будут описываться правильно независимо от вертикального размера ячейки. Важно правильно описывать градиенты горизонтальной скорости, т.е. размер ячейки должен быть много меньше длины волны, но может быть сравним или даже больше амплитуды волны.

Для проверки этих рассуждений были проведены модельные расчеты по используемой в работе программе задачи, имеющей точное решение. Рассматривалось начальное возмущение поверхности воды $h_0(x, y)$ в виде распределения Гаусса с характерным размером $L = 100$ км, соот-

ветствующим размеру кратера при падении десятикилометрового тела:

$$h_0(x, y) = A \exp\left(-\frac{x^2}{L^2} - \frac{y^2}{L^2}\right). \quad (1)$$

Распространение такого возмущения в приближении мелкой воды описывается формулой Пуассона (Полянин, 2001):

$$h(t, x, y) = \frac{1}{2\pi c} \frac{\partial}{\partial t} \times \iint \frac{h_0(x', y') dx' dy'}{\sqrt{c^2 t^2 - (x' - x)^2 - (y' - y)^2}}, \quad (2)$$

где $c = \sqrt{gh}$ – скорость распространения возмущений.

На рис. 1 показано сравнение аналитического решения, полученного по формуле (2), с результатами численного расчета той же задачи. Глубина океана равна 4 км, размер ячейки в расчетах был равен 0.2 км, в два раза больше, чем начальная высота возмущения $A = 0.1$ км и в 10–20 раз больше, чем амплитуда волны на расстояниях порядка 1000 км. Тем не менее результаты очень хорошо совпадают. Пунктирная кривая на рис. 1 соответствует закону затухания амплитуды волны $\sim 1/\sqrt{x^2 + y^2}$.

Исходя из приведенных выше результатов, начальная стадия задачи (кратерообразующее течение, формирование волны и ранняя нелинейная стадия распространения) на небольших расстояниях и при большой начальной амплитуде волны

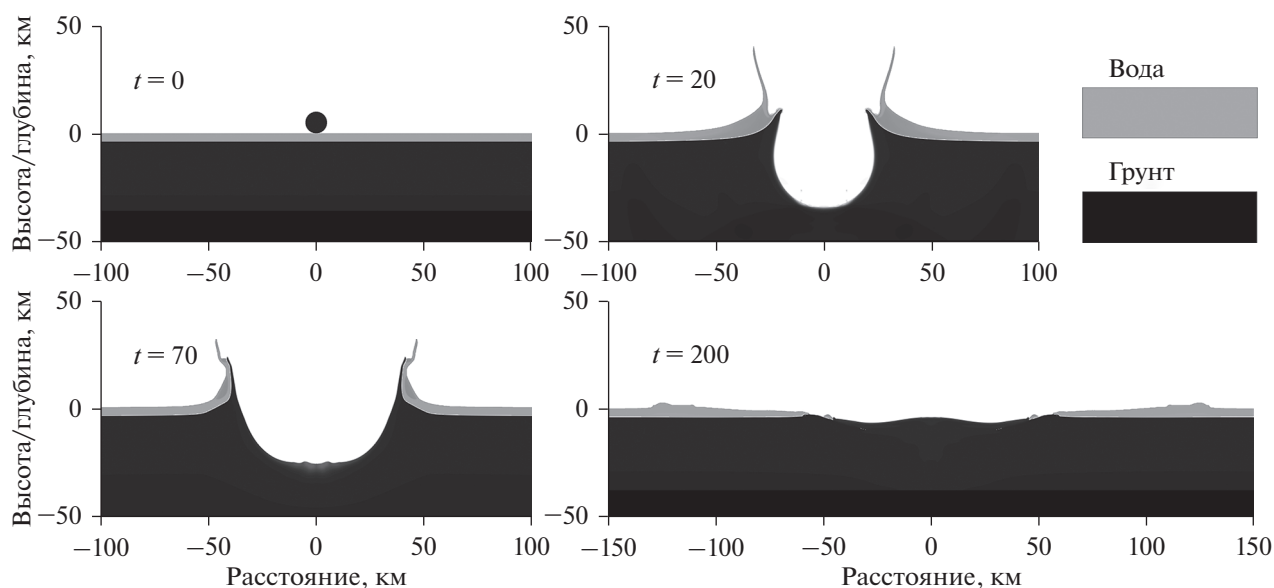


Рис. 2. Формирование волны цунами при вертикальном падении десятикилометрового астероида в океан с глубиной 4 км со скоростью 20 км/с. Время t указано в секундах.

рассматривалась нами на подробной сетке, а распространение волны на расстояниях порядка тысячи километров на более грубой. Разностная сетка состояла из 1000×4000 ячеек (4000 в горизонтальном направлении) с размером 0.1 км. По мере распространения волны размер ячеек удваивался, в конце расчета составлял 0.4 км в вертикальном направлении и 0.8 км в горизонтальном. На ранней нелинейной стадии амплитуда волны была большой, а ячейки маленькие, и разрешение сетки позволяло аккуратно описывать волну. На поздней стадии размер ячейки был даже больше амплитуды волны, но, как показали описанные выше тесты, линейная волна хорошо описывается даже в этом случае. Кроме того, для сокращения времени расчета на поздней стадии число ячеек в вертикальном направлении было уменьшено до 100, так как грунт в это время уже был неподвижен, а движение воздуха на больших высотах в данной задаче не интересно.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

На рис. 2 показаны результаты расчета вертикального падения десятикилометрового сферического астероида в океан с глубиной 4 км со скоростью 20 км/с в течение первых 200 с. К моменту 20 с образуются промежуточные кратеры в грунте и, чуть большего размера, в воде. Примерно через минуту водяной кратер перестает увеличиваться, кратер в грунте достигает своих максимальных размеров, конус выбросов из грунтового кратера “сгребаёт” воду, как бульдозер. Через 200 с формируется донный кратер с центральной горкой, который начинает заполняться водой, формируется

волна цунами (RW в терминологии (Wünnemann и др., 2007)).

На рис. 3 показана начальная стадия распространения волн цунами до расстояний около 3000 км после падения десятикилометрового астероида со скоростью 20 км/с в океан с глубиной 2, 4 и 6 км. Во всех случаях на расстояниях до 1000 км волна заметно нелинейна и затухает быстрее, чем следует из теории мелкой воды. Чем больше глубина океана, тем раньше формируется линейная волна (RW – rim wave), затухающая по закону $\sim 1/\sqrt{r}$, где r – расстояние от точки падения. За первой волной идет вторая (CW – collapse wave), образующаяся при отражении от центра потока воды, заполняющего кратер в грунте (аналог схлопывания водяного кратера). В соответствии с выводами работы (Wünnemann и др., 2007), чем больше глубина, тем больше амплитуда CW по отношению к амплитуде RW. Это еще лучше видно на рис. 4, где показаны профили волн цунами для тех же ударов, что и на рис. 3, но в моменты времени, когда пики первой волны (RW) находятся на одинаковом расстоянии 2000 км от эпицентра удара. Амплитуды всех волн (и RW, и CW) заметно увеличиваются с увеличением глубины океана. Это связано с тем, что при большей глубине океана больше энергии выделяется в слое воды, больше воды выбрасывается в атмосферу (и соответственно, падает назад) и конус выбросов из грунтового кратера “сгребаёт” большую массу воды. При глубине океана $H = 4$ км волна, образующаяся при отражении от центра потока воды, заполняющего кратер (CW), уже сравнима по амплитуде с головной волной. При $H = 6$ км амплитуда RW за-

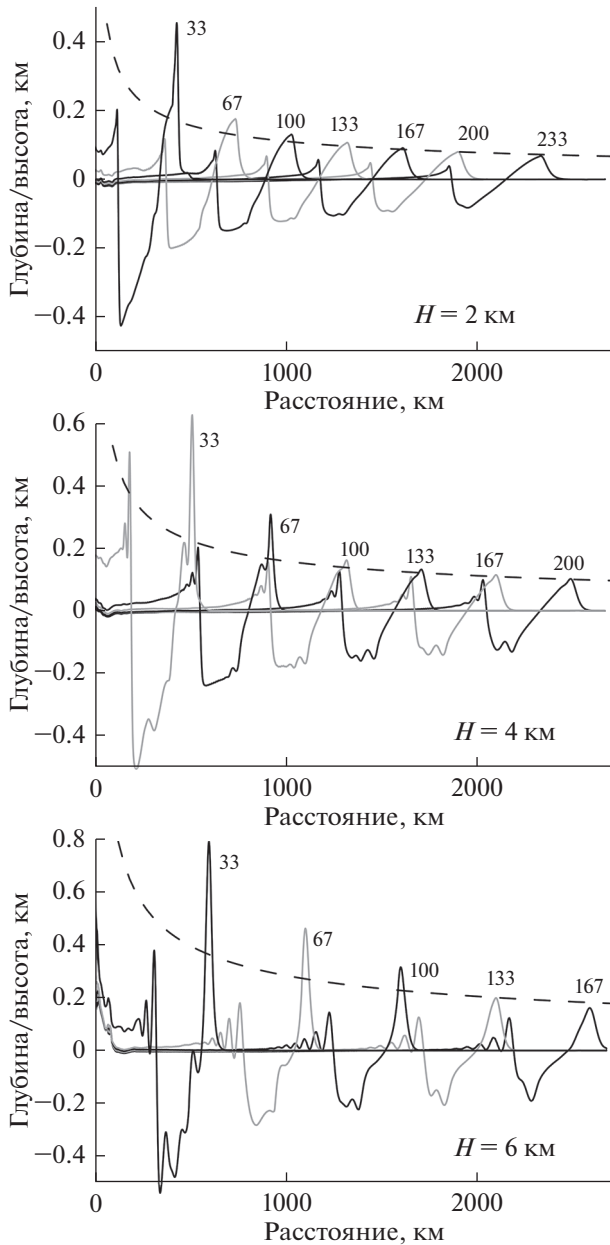


Рис. 3. Профили волны цунами в разные моменты времени при вертикальном падении десятикилометрового астероида со скоростью 20 км/с в океан с глубиной H . Моменты времени в минутах указаны у каждой кривой. Пунктирные кривые соответствуют закону затухания амплитуды волны $\sim 1/\sqrt{r}$. Чтобы различать кривые в местах их пересечения, некоторые нарисованы серым цветом.

метно больше, чем амплитуда CW , но это связано с тем, что на этих расстояниях RW еще очень сильно затухает. На расстоянии 4000 км (этот вариант был рассчитан до больших расстояний, чем другие) амплитуда CW становится больше, а сама волна заметно диспергирует.

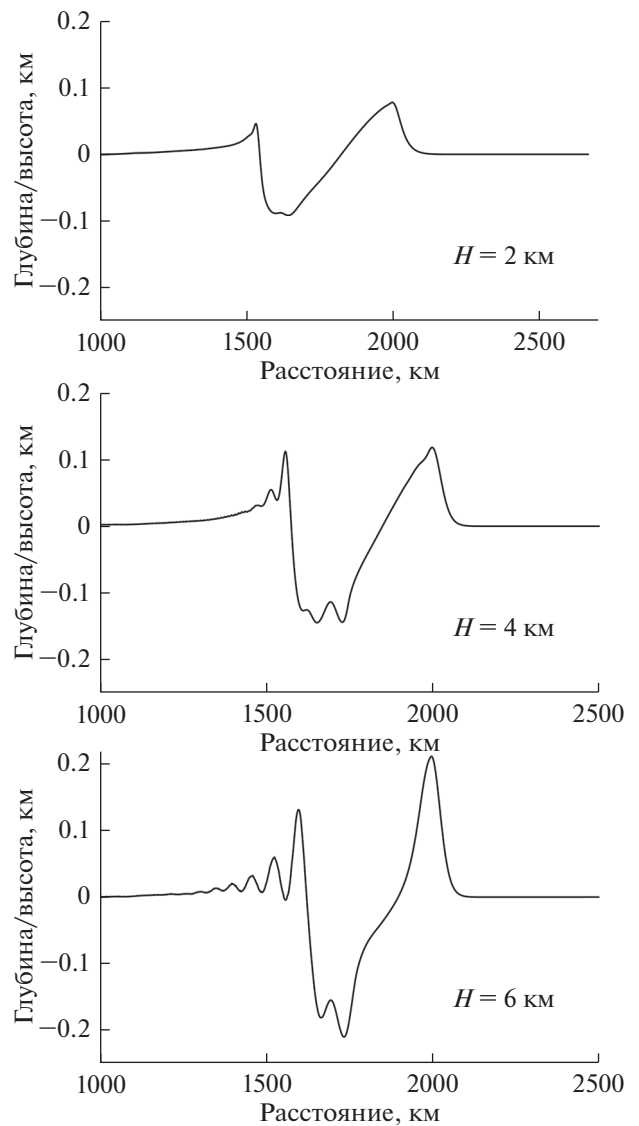


Рис. 4. Профили волны цунами в момент, когда пик RW находится на расстоянии 2000 км от точки удара. Глубина океана H указана на каждом рисунке. Диаметр астероида 10 км, скорость 20 км/с.

Для оценки того, как влияют на амплитуду волн цунами размер ударника и его скорость, были проведены расчеты ударов с разными параметрами. Полный список расчетов и полученных результатов приведены в таблице.

Скорость варьировалась от 12 до 34 км/с, диаметр от 5 до 20 км, энергия от $0.25E_0$ до $8E_0$. Здесь $E_0 = 2.7 \times 10^{20}$ кДж – энергия астероида с диаметром 10 км, падающего со скоростью 20 км/с. В таблице для каждого варианта для момента времени, когда пик первой волны находится на расстоянии 2000 км, приведены амплитуды A_1 и A_m положительной и отрицательной фазы RW , соответствующие длины волн L_1 и L_m , а также ампли-

Таблица 1. Список сосчитанных вариантов

H , км	U , км/с	D , км	E/E_0	A_1 , м	L_1 , км	A_m , м	L_m , км	A_2 , м
1	20	10	1	47 (48)	300 (307)	51 (53)	300 (280)	14 (14)
2	20	10	1	77 (76)	255 (262)	90 (88)	270 (280)	45 (47)
2	12	14	1	87 (91)	270 (285)	92 (98)	285 (285)	50 (48)
2	34	7	1	72 (64)	250 (236)	90 (76)	265 (265)	46 (40)
2	20	5	0.25	30 (39)	180 (159)	43 (49)	200 (212)	22 (25)
3	20	10	1	100 (104)	237 (233)	120 (112)	260 (280)	83 (72)
4	20	10	1	125 (132)	220 (210)	140 (141)	260 (280)	110 (93)
4	30	10	2.25	153 (162)	260 (247)	170 (166)	320 (329)	130 (109)
4	12	10	0.36	90 (108)	190 (171)	130 (115)	220 (228)	80 (76)
4	20	7	0.343	75 (87)	180 (146)	105 (88)	190 (226)	65 (59)
4	20	14	2.74	170 (196)	280 (289)	180 (186)	310 (343)	140 (139)
5	20	10	1	160 (160)	210 (192)	150 (147)	270 (280)	110 (112)
6	20	10	1	212 (188)	170 (177)	209 (160)	280 (280)	130 (129)
6	12	14	1	268 (213)	190 (205)	160 (189)	280 (280)	155 (164)
6	34	7	1	178 (166)	160 (145)	150 (133)	260 (280)	140 (121)
6	20	20	8	580 (350)	310 (353)	350 (170)	400 (424)	300 (308)

Примечание: H – глубина океана, U – скорость астероида, D – диаметр астероида, E/E_0 – относительная энергия ударника, A_1 – амплитуда первой волны (RW), L_1 – длина первой волны (положительной фазы), A_m – амплитуда отрицательной фазы первой волны, L_m – длина отрицательной фазы первой волны, A_2 – амплитуда второй волны (CW). В скобках приведены значения, полученные по формулам (3)–(7).

туда CW A_2 . Полученные результаты показывают, что амплитуды волн зависят и от отношения H/D , и от энергии E , и от размера ударника D . Для всех приведенных в таблице величин получены интерполяционные формулы (3)–(7), которые позволяют с точностью 10–20% оценить амплитуды и длины волн в рассматриваемом диапазоне параметров удара. Значения, полученные по этим формулам, приведены в таблице в скобках. Наибольшее расхождение наблюдается в последнем варианте с самыми большими глубиной и размером ударника. Это связано с тем, что в этом случае на расстоянии 2000 км волна еще нелинейна и сильно затухает.

$$A_1 = \left(20 + 280 \frac{H}{D}\right) \left(\frac{E}{E_0}\right)^{0.25} \left(\frac{D}{D_0}\right)^{1.25}, \quad (3)$$

$$L_1 = \left(144 + 116 \frac{H}{D}\right) \left(\frac{E}{E_0}\right)^{0.2}, \quad (4)$$

$$A_m = \left(300 \left(\frac{H}{D}\right)^{0.3} - 97\right) \left(\frac{E}{E_0}\right)^{0.2} \left(\frac{D}{D_0}\right), \quad (5)$$

$$L_m = 280 \left(\frac{E}{E_0}\right)^{0.2}, \quad (6)$$

$$A_2 = \left(252 \left(\frac{H}{D}\right)^{0.5} - 66\right) \left(\frac{E}{E_0}\right)^{0.2} \left(\frac{D}{D_0}\right)^{1.5}. \quad (7)$$

ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Проведенные расчеты показывают, что при ударах космических тел, размеры которых больше глубины океана, наличие слоя воды слабо влияет на процесс формирования и размеры донного кратера, а волна цунами образуется, главным образом, за счет “сгребания” воды конусом выбросов из кратера в грунте. Такой механизм формирования цунами отличается от классического, при землетрясениях, когда генерация волны связана, в основном, с вертикальными смещениями дна океана, и первая волна часто бывает не горбом, а впадиной. В этом смысле “ударные” цунами больше похожи на волны, образующиеся при обрушении надводных и подводных склонов (Lobkovsky и др., 2021). Еще одна особенность цунами, вызванных падением космических тел, состоит в том, что начальная стадия распространения волны сильно нелинейна. На расстояниях более 1000–3000 км волна цунами становится линейной и в дальнейшем затухает по закону $\sim 1/\sqrt{r}$, где r – расстояние от точки падения, что соответствует теории мелкой воды. На меньших расстояниях волна заметно нелинейна и затухает быстрее. Чем больше глубина океана и размер ударника, тем дольше длится нелинейная стадия. Таким образом, можно сделать вывод, что в рассматриваемых случаях ($D/H > 2$) на расстояниях 1000–3000 км формируются волны цунами длиной более 100 км,

похожие на цунами, генерируемые землетрясениями.

В работе рассматривались только вертикальные удары. Однако, исходя из того, что при ударах по твердой поверхности астероида с диаметром D при углах наклона траектории α более 15° образуются круглые кратеры такого же размера, как при вертикальном падении астероида с диаметром $D (\sin \alpha)^{1/3}$ (Gault, 1974), можно предположить, что такая же зависимость будет выполняться и для волн цунами, генерируемых косыми ударами.

Следует отметить, что на расстояниях в несколько тысяч километров, которые рассматриваются в данной работе, глубина океана может заметно меняться. Если изменение глубины небольшое, то полученные результаты можно использовать как оценку. Случай падения астероида на подводный склон требует дополнительного исследования.

В рассматриваемом случае ($D/H > 1$) механизм генерации волн цунами в большой степени определяется процессом образования донного кратера, поэтому параметры волн цунами могут зависеть от особенностей мишени, ее уравнения состояния, прочности. Для оценки этого влияния были проведены отдельные расчеты, где ударник и грунт состояли не из кварца, а из дунита с уравнением состояния, полученным по программе ANEOS (Thompson, Lauson, 1972) с начальными данными из (Potter и др., 2013), а также выполнены расчеты, в которых коэффициент внутреннего трения варьировался в интервале от 0.2 до 0.7. Отличие результатов не превышало 10–20%, т.е. было примерно таким же, как отличие между приведенными выше результатами и их оценками по формулам (3)–(7).

В работе не рассматривались глубины океана менее 1 км, так как минимальный размер расчетной ячейки составлял 0.1 км. Такие глубины, как правило, наблюдаются недалеко от берега, и в этом случае воздействие воздушной ударной волны на этот берег будет, по-видимому, более разрушительным, чем действие цунами. Вопрос о том, какая волна цунами при этом уходит в открытый океан (как, например, при образовании кратера Чиксулуб), требует отдельного детального исследования.

Автор благодарен Б.А. Иванову и двум другим, анонимным, рецензентам за внимательное прочтение статьи и ценные замечания.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИДГ РАН № 1021052706222-8-1.5.4 (FMWN-2022-0011).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Кузнецов Н.М. Термодинамические функции и ударные адиабаты воздуха при высоких температурах. М.: Машиностроение, 1965. 463 с.

Полянин А.Д. Справочник по линейным уравнениям математической физики. М.: Наука, 2001. 575 с.

Шувалов В.В., Трубецкая И.А. Численное моделирование падения астероидов в море // Астрон. вестн. 2002. Т. 36. № 5. С. 450–465. (Shuvalov V.V., Trubetskaya I.A. Numerical modeling of marine impacts // Sol. Syst. Res. 2002. V. № 36. P. 417–430.)

Шувалов В.В. Выброс вещества в атмосферу при падении десятикилометровых астероидов в океан // Астрон. вестн. 2021. Т. 55. № 2. С. 114–123. (Shuvalov V.V. Release of matter into the atmosphere during the fall of ten-kilometer asteroids into the ocean // Sol. Syst. Res. 2021. V. 55. № 6. P. 97–105.)

Aditia D., Pudjaprasetya S.R. Numerical simulation of wave runup and overtopping for short and long waves using staggered grid variational Boussinesq // J. Earthquake and Tsunami. 2020. V. 14. № 05. 2040005.

Artemieva N.A., Shuvalov V.V. Shock metamorphism on the ocean floor (numerical simulations) // Deep Sea Research, Part II. 2002. V. 49. P. 959–968.

Crawford D.A., Mader C.L. // Modeling asteroid impact and tsunami // Science Tsunami Hazards. 1998. V. 16. P. 21–30.

Gault D.E. Impact cratering // A Primer in Lunar Geology / Eds Greely R., Schultz P.H. NASA Ames, Moffiett Field. 1974. P. 137–175.

Hills J.G., Nemchinov I.V., Popov S.P., Teterev A.V. Tsunami generation by small asteroid impacts // Hazards From Comets and Asteroids / Ed. Gehrels T. Tucson: Univ. Arizona Press, 1994. P. 779–789.

Koeberl K., Ivanov B. Asteroid impact effects on snowball Earth // Meteorit. and Planet. Sci. 2019. V. 54. № 10. P. 2273–2285.

Korycansky D.G., Lynett P.J. Offshore breaking of impact tsunami: The Van Dorn effect revisited // Geophys. Res. Lett. 2005. V. 32. L. 10608.

Lobkovsky Leopold, Mazova Raissa, Remizov Ilya, Baranova Natalia. Local tsunami run-up depending on initial localization of the landslide body at submarine slope // Landslides. 2021. V. 18. P. 897–907.

Melosh H.J. A hydrocode equation of state for SiO₂ // Meteorit. and Planet. Sci. 2007. V. 42. № 12. P. 2079–2098.

Melosh H.J. Impact-generated tsunamis: An overrated hazard // Proc. Lunar and Planet. Sci. Conf. 2013. [CD-ROM], 34.

Potter R.W.K., Kring D.A., Collins G.S., Kiefer W.S., McGovern P.J. Numerical modeling of the formation and structure of the Orientale impact basin // J. Geophys. Res.: Planets. 2013. V. 118. № 5. P. 963–979.

Robertson D.K., Gisler G.R. Near and far-field hazards of asteroid impacts in oceans // Acta Astronautica. 2019. V. 156. P. 262–277.

Shuvalov V.V. Multi-dimensional hydrodynamic code SOVA for interfacial flows: Application to thermal layer effect // Shock Waves. 1999. V. 9. № 6. P. 381–390.

Shuvalov V., Dyppvik H. Ejecta formation and crater development of the Mjolnir impact // Meteorit. and Planet. Sci. 2004. V. 39. No 3. P. 467–479.

- Tillotson J.H.* Metallic equations of state for hypervelocity impact // General Atomic Report GA-3216 (General Atomic, San Diego, CA). 1962.
- Thompson S.L., Lauson H.S.* Improvements in the Chart D radiation-hydrodynamic CODE III: Revised analytic equations of state // Rep. SC-RR-71 0714. Albuquerque: Sandia National Laboratory, 1972. 119 p.
- Toon O.B., Zahnle K., Morrison D., Turco R.P., Covey C.* Environmental perturbations caused by the impacts of asteroids and comets // Rev. Geophysics. 1997. V. 35. P. 41–78.
- Van Dorn W., LeMehaute B., Li-San H.* Handbook of explosion-generated, water waves // Rep. TC-130. Pasadena, Calif.: Tetra Tech, 1968. 192 p.
- Ward S.N., Asphaug E.* Large waves caused by oceanic impacts of meteorites // Tsunami and Nonlinear Waves / Ed. Kunda A. New York: Springer, 2000. P. 235–260.
- Weiss R., Wünnemann K., Bahlburg H.* Numerical modeling of generation, propagation and run-up of tsunamis caused by oceanic impacts: Model strategy and technical solutions // Geophys. J. Int. 2006. V. 167. P. 77–88.
- Wünnemann K., Ivanov B.A.* Numerical modeling of the impact crater depth-diameter dependence in an acoustically fluidized target // Planet. and Space Sci. 2003. V. 51. P. 831–845.
- Wünnemann K., Weiss R., Hofmann H.* Characteristics of oceanic impact-induced large water waves – Re-evaluation of the tsunami hazard // Meteorit. and Planet. Sci. 2007. V. 42. P. 1893–1903.
- Wünnemann K., Collins G.S., Weiss R.* Impact of a cosmic body into Earth's ocean and the generation of large tsunami waves: insight from numerical modeling // Rev. Geophysics. 2010. V. 48(4). RG4006. P. 1–26.