

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт астрономии Российской академии наук

На правах рукописи

Золотарёв Роман Викторович

**Некоторые особенности динамики ансамблей
малых тел, сближающихся с Землёй**

Специальность 1.3.1.

Физика космоса, астрономия

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
д.ф.-м.н., чл.-корр. РАН, проф.
Шустов Борис Михайлович

Москва — 2024

Оглавление

	Стр.
Введение	4
Глава 1. Характерное время жизни населения АСЗ	28
1.1 Постановка задачи метод расчёта	28
1.2 Медианное время t_{NEA} жизни ансамбля АСЗ	34
1.3 Зависимость темпа убыли от начальных орбитальных параметров	43
1.4 Каналы убыли АСЗ	46
Глава 2. Столкновения как механизм активации	
сублимационно-пылевой активности астероидов	49
2.1 Частота столкновений астероидов в Главном поясе астероидов . .	49
2.2 Параметры выбросов при столкновениях астероидов	53
2.3 Критические энергии механизмов инициирования	
сублимационно-пылевой активности астероидов на примере	
астероида 145 Адеона	57
2.4 Прогноз частоты проявлений сублимационно-пылевой	
активности астероидов	61
Глава 3. Избранные вопросы формирования и эволюции	
метеороидных потоков	67
3.1 Модели формирования метеороидных потоков	68
3.1.1 Формирование потоков кометного происхождения	68
3.1.2 Формирование потоков астероидного происхождения	74
3.2 Моделирование динамической эволюции метеороидных потоков .	78
3.2.1 Моделирование динамики метеороидного потока	81
3.2.2 Определение спектра масс метеороидов	84
3.3 Динамика метеороидных потоков	86
3.3.1 Динамика метеороидных потоков кометного	
происхождения	86
3.3.2 Индекс масс в потоке	93
3.3.3 Динамика метеороидного потока, порождённого	
столкновением АСЗ	98
3.4 Темп производства метеороидного вещества при столкновениях .	103

Глава 4. Свойства распределения малых тел в околоземном космическом пространстве	109
4.1 Постановка задачи и метод расчёта	109
4.2 Распределения АСЗ, входящих в околоземное космическое пространство, для наземного наблюдателя	112
4.2.1 Распределения по размеру и элементам орбит	112
4.2.2 Распределение по направлениям входа	115
4.2.3 Распределение по скорости сближения	118
4.3 Распределения АСЗ, входящих в ОКП, для наблюдателя в точке L_1 системы Солнце–Земля	120
4.4 Мгновенное распределение АСЗ по небесной сфере	121
Заключение	124
Список литературы	126

Введение

В данной работе рассматривается решение нескольких задач, связанных с изучением динамики ансамблей малых тел Солнечной системы. Малые тела Солнечной системы (или малые небесные тела – МНТ) – термин, введённый в резолюции 5 Генеральной ассамблеи Международного астрономического союза в 2006 году [1] для обозначения объектов Солнечной системы, которые не являются ни планетами, ни карликовыми планетами, ни их спутниками. Это астероиды, кометы, метеороиды и пылинки. До последних лет ситуация с классификацией МНТ была довольно неопределённой. Только сравнительно недавно объекты, составляющие понятие МНТ, получили классификацию по размеру, рекомендованную для общего использования. По современной классификации (согласно решению комиссии F1 МАС 2017 г. [2]):

- астероиды и ядра комет – твёрдые межпланетные объекты размером более 1 м;
- метеороиды – твёрдые объекты размером от 30 мкм до 1 м, движущиеся в межпланетном пространстве;
- межпланетная пыль – твёрдые межпланетные объекты размером до 30 мкм.

Исследования динамической эволюции ансамблей МНТ дают важнейшую фундаментальную информацию о происхождении и эволюции Солнечной системы. В последнее время проявились очень серьёзные практические аспекты таких исследований. Эти практические важные аспекты связаны с проблемой астероидно-кометной опасности, безопасности космической деятельности в околоземном космическом пространстве, а также с проблемой космических ресурсов. В данной диссертации такие важные практические аспекты отмечены.

В диссертации рассмотрены некоторые заинтересовавшие автора задачи, касающиеся динамической эволюции различных классов МНТ. Рассмотрены:

- шкала динамической эволюции астероидов, сближающихся с Землёй;
- столкновения как механизм активации сублимационно-пылевой активности астероидов;
- формирование и эволюция спектра масс метеороидных потоков;
- распределение малых тел в околоземном космическом пространстве.

Эти разные вопросы в диссертации объединены общим подходом к исследованию. Подход заключается в применении метода численного расчета динамической эволюции ансамблей малых тел и статистического анализа полученных результатов. В дальнейшем в этом разделе (Введении) кратко описывается суть каждой задачи, с обоснованием её актуальности, а в соответствующих главах приводится более детальное описание постановки, метода решения и полученных результатов.

Шкала динамической эволюции астероидов, сближающихся с Землёй

Приведём несколько определений. Астероиды и кометы, у которых перигелийные расстояния $q < 1.3$ а.е., называют объектами, сближающимися с Землёй (ОСЗ), сюда относят астероиды, сближающиеся с Землёй (АСЗ), и кометы, сближающиеся с Землёй (КСЗ). Из числа ОСЗ выделяют потенциально опасные объекты (ПОО), под которыми понимают тела, чьи орбиты сближаются с орбитой Земли до минимального расстояния (MOID – англ. Minimum Orbit Intersection Distance), не превышающего 0.05 а.е., т.е. 7.5 млн км. Основанием для того, чтобы считать такие тела опасными, является то обстоятельство, что в таких пределах можно ожидать изменения расстояний между орбитами малого тела и Земли в обозримом будущем (100–200 лет) под влиянием планетных возмущений, а также то, что 0.05 а.е. – характерный масштаб области неопределённости орбиты малого тела небольшой массы (при прогнозировании примерно на сто лет вперед) вследствие неточного знания параметров движения тела в настоящую эпоху. К этому (динамическому) определению ПОО в мировой литературе добавляют требование, чтобы абсолютная астероидная звёздная величина H тела не превосходила 22.0 (см. например, [3]). Для некоторой средней для астероидов величины альбедо 0.15 размер сферического тела, имеющего $H = 22$, оценивается примерно в 140 м. Но в последние годы, особенно под влиянием падения метеорита в районе Челябинска 15 февраля 2013 г., критические размеры опасного тела понижены вплоть до дециметровых размеров [4].

Важная характеристика любого ансамбля МНТ – количество МНТ в ансамбле. Она характеризуется определённой степенью полноты, которая зависит

от размеров МНТ. Рассмотрим степень полноты данных о распределении размеров астероидов в ГПА и АСЗ. Эти два населения генетически тесно связаны. По современным представлениям основной источник АСЗ – это Главный пояс астероидов (ГПА), поставляющий до 94% АСЗ, а источником остальных АСЗ является пояс Койпера [5].

Оценим пороговое значение размера астероидов в ГПА, при превышении которого достигается достаточный уровень полноты, из сравнения полученных в разные годы распределений размеров известных астероидов в ГПА. Согласно каталогу Центра малых планет (ЦМП) МАС [6] на начало января 2024 г. зарегистрировано более 1.3 млн астероидов (из которых 1.2 млн – это астероиды ГПА) и чуть более 4.6 тыс. комет. Этот каталог естественно непрерывно пополняется. На рис. 1 представлены гистограммы, показывающие распределения астероидов ГПА по абсолютной астероидной звёздной величине H и размерам (диаметрам d), построенные в разные годы. Для расчёта диаметра по H использовалось соотношение $d(km) = 10^{3.1236 - 0.5 \log_{10}(A) - 0.2H}$ [7] с принятым средним значением альбедо $A = 0.15$.

Если проанализировать динамику наполнения каталога, показанную на рис. 1, то можно заметить, что в последние несколько лет практически не обнаруживаются новые астероиды размером более ~ 1.5 км. В то же время общий объём каталога растёт. Это может свидетельствовать о достижении полноты обнаружения для объектов размером 1.5 км и более.

Аналогичный анализ для АСЗ можно выполнить по распределениям АСЗ, полученным в разные годы. По данным Центра изучения ОСЗ NASA CNEOS [8] на январь 2024 года число обнаруженных ОСЗ составило 34126, среди них астероидов – 34004 (из которых 852 имеют диаметр более 1 км) и комет – 122. Потенциально опасных объектов зарегистрировано 2389. Конечно, это лишь малая объектов, существующих на данный момент в Солнечной системе. На рис. 2 представлены гистограммы, показывающие распределения АСЗ по H и d , построенные в разные годы. Из рис. 2 прослеживается, что число обнаруженных АСЗ размером $d > 1$ км не растёт и можно принять, что полная выборка крупных АСЗ насчитывает примерно 850 объектов. Меньшее пороговое значение для АСЗ объясняется тем, что положение границы полноты зависит от условий обнаружения, и астероиды на более вытянутых орбитах, т.е. АСЗ, обнаруживаются легче, поскольку они могут сближаться с Землёй на более короткие расстояния, чем астероиды ГПА, находящиеся на почти круговых орбитах.

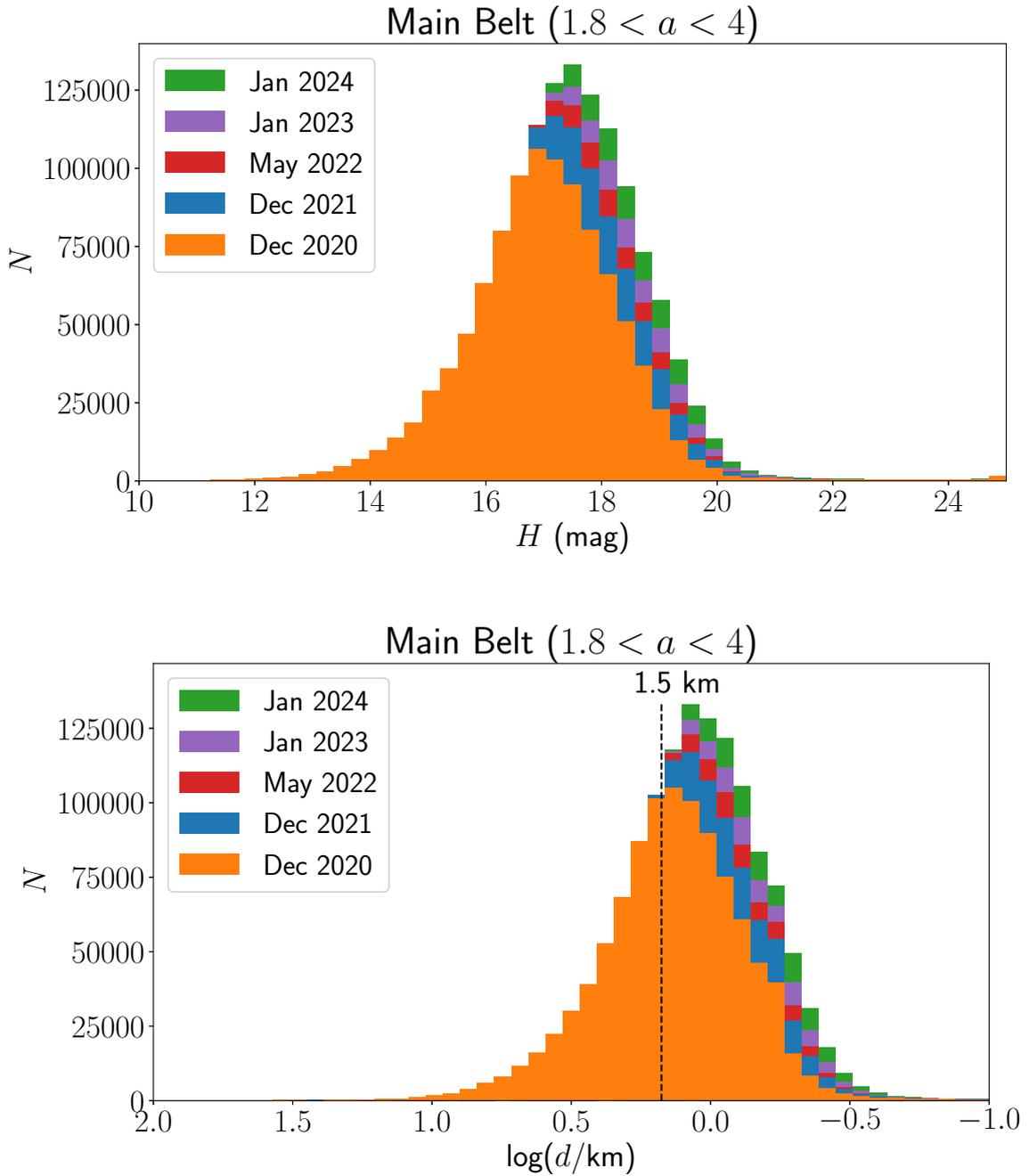


Рисунок 1 — Динамика изменения распределения астероидов ГПА, включенных в базу Центра малых планет [6], по абсолютной астероидной звёздной величине H (слева) и по размерам d (справа).

Ещё раз необходимо подчеркнуть, что приведённые выше распределения относятся только к выборке наблюдаемых объектов. Для объектов малых размеров степень неполноты очень высока. На 2023 год согласно данным из [9] выборка АСЗ диаметром более 1 км могла считаться достаточно полной (известно более 95% популяции). Для астероидов меньших размеров неполнота быстро увеличивается с уменьшением размера. Согласно тому же документу [9], для

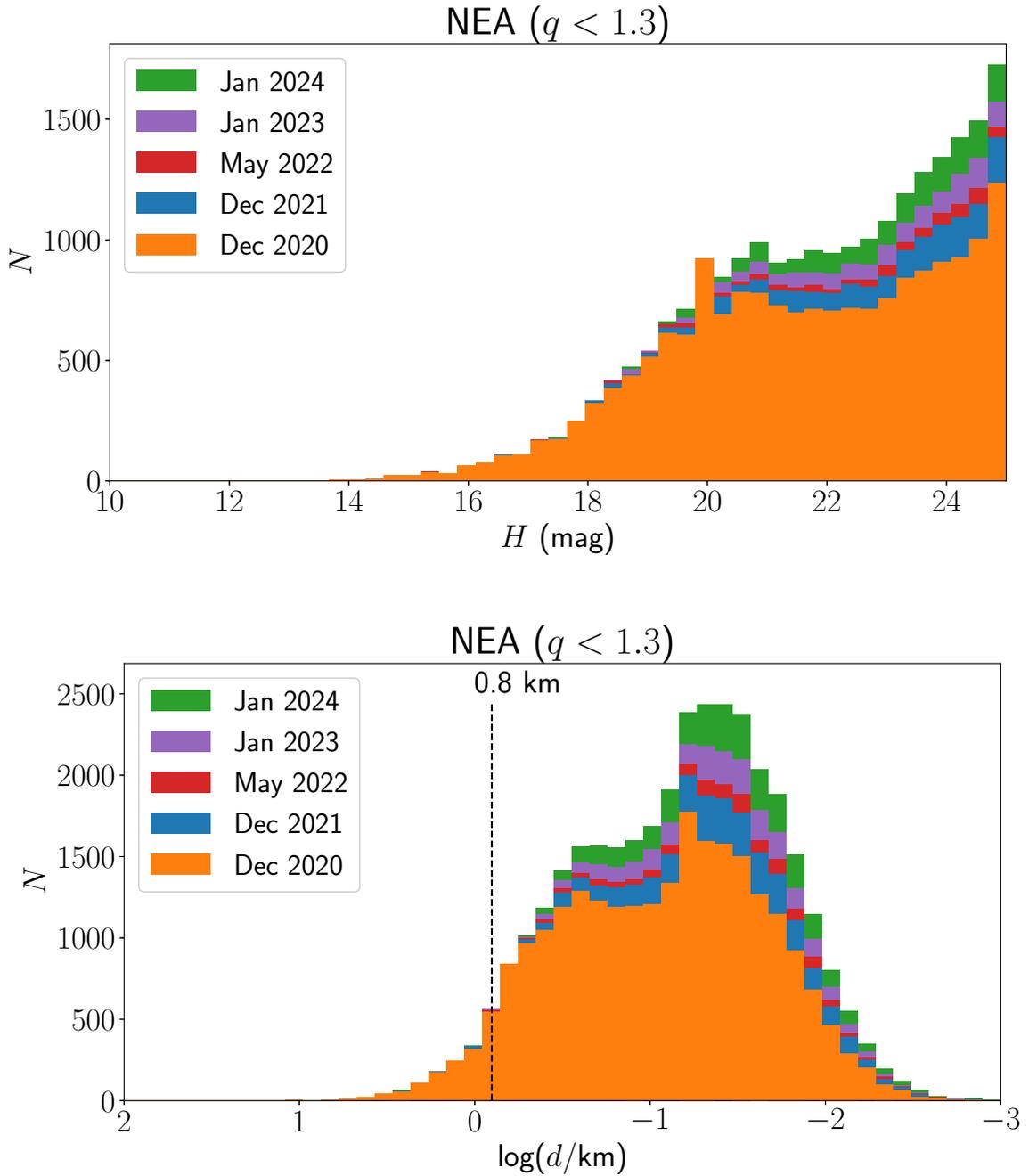


Рисунок 2 — Динамика изменения распределения АСЗ, включенных в базу Центра малых планет [6], по абсолютной астероидной звёздной величине H (слева) и по размерам d (справа).

астероидов размером 140 м неполнота составляет примерно 60%, для астероидов размером 50 м (Тунгусское тело) неполнота составляет уже примерно 97%, а для астероидов декаметрового размера (например, таких как Челябинское тело) неполнота весьма близка к 100%. Таких декаметровых АСЗ насчитывается порядка 10 млн, а ведь именно астероиды размером менее 100 м представляют наибольшую угрозу (из-за гораздо большей частоты потенциальных столкнове-

ний с Землёй по сравнению с более крупными телами). Вопрос полноты важен, т.к. при использовании статистического подхода, необходимо опираться на достаточно полные выборки. Тогда можно рассчитывать, что свойства ансамбля МНТ (различные распределения), полученные по полной выборке, применимы и к более широкому ансамблю.

Интерес к изучению населения АСЗ возрастает с каждым годом. Это происходит не только потому, что изучение свойств населения АСЗ добавляет важные штрихи к научной картине состояния и эволюции Солнечной системы, но и по двум причинам практического плана. Во-первых, достаточно массивные АСЗ (особенно потенциально опасные астероиды) представляют собой определённую опасность для человечества, и, во-вторых, АСЗ сейчас рассматривается как один из источников ценных космических ресурсов (чаще всего – источников ценного сырья) [10]. Но это – дело неблизкого будущего, а вот АСЗ как фактор опасности (столкновений с Землёй) существовал и будет существовать всегда.

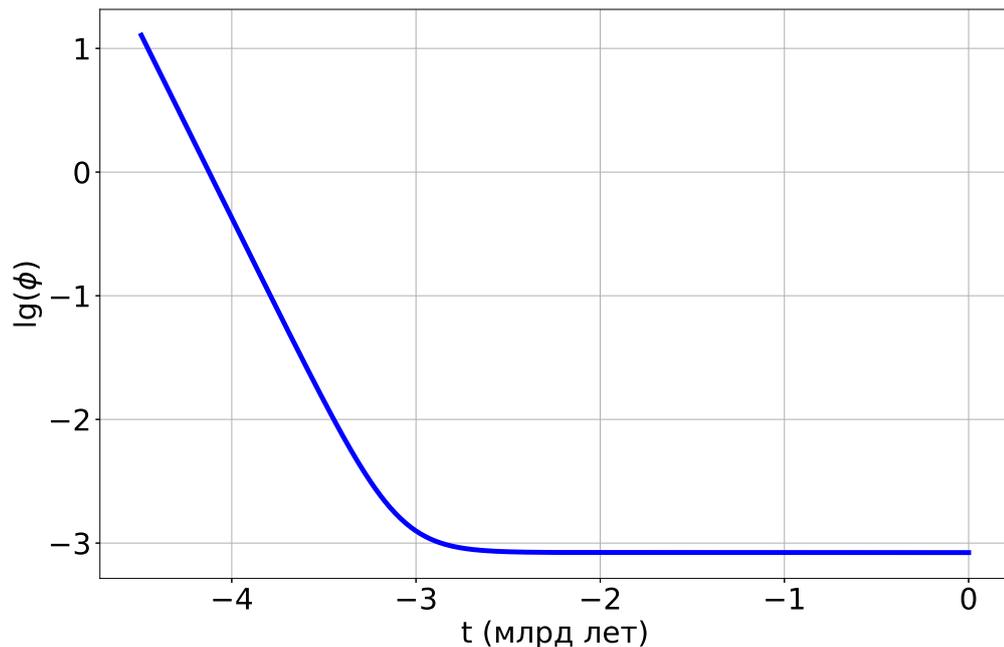


Рисунок 3 — Эволюция темпа φ образования ударных кратеров (> 1 км) на Луне, т.е. количество таких кратеров, образовавшихся за 1 млрд лет в пересчете на площадь 1 км^2 (по [11]).

Согласно установившейся (в целом) картине эволюции Солнечной системы (см., например, [12; 13]), бомбардировка Земли астероидами – не эпизодическое явление. Земля существует более 4.5 млрд лет. Она сформировалась довольно

быстро и с самого начала испытывала постоянные столкновения с телами меньшего размера (планетезималями). Интенсивность столкновений в более поздние эпохи существенно понизилась, но всё-таки не стала пренебрежимо малой. Эти изменения можно проследить, анализируя изменение со временем темпа ударного кратерообразования на Луне, поверхность которой служит естественным «журналом» с записями столкновений за большой интервал времени (миллиарды лет). Отсутствие атмосферы, воды, тектонической активности способствует сохранности записей в этом «журнале». Согласно [11], последние 2–3 млрд лет темп бомбардировки Луны, а значит и Земли, телами, по размерам, превышающим размер Тунгусского тела (за образование ударных кратеров размером более 1 км ответственны тела размером более 50 м), менялся мало. Для Земли темп нужно умножить на фактор 13.3, т.е. на отношение площадей максимальных сечений Земли и Луны. Ещё один важный вывод – тела размером ~ 50 м сталкиваются с Землёй в среднем один раз в несколько сотен лет. Конечно, данный вывод относится к изменению усреднённого темпа бомбардировки. В течение миллиардов лет различные события могли вызывать (временные) изменения этого темпа. Например, оценки изменения численности околоземных объектов на основе анализа возрастов лунных кратеров в течение последнего миллиарда лет привели авторов работ [14; 15] к выводу, что число столкновений за единицу времени временно увеличилось в 2.6 раза около 290 млн лет назад. Возможная причина таких колебаний – разрушительные столкновения крупных тел. Так, согласно [16] катастрофическое разрушение большого астероида Главного пояса 160 млн лет назад могло почти вдвое увеличить современное число АСЗ диаметром $d > 1$ км по сравнению со средним числом, полученным для интервала в 1 млрд лет. Ещё одна причина – динамические возмущения в населении малых тел, вызванные сближениями Солнечной системы со звёздами. Так в [17] показано, что сближения Солнечной системы со звёздами (на расстоянии $\sim 10^5$ а.е.) происходят несколько раз (в среднем 4) в течение миллиона лет. Но такие сближения слабо возмущают население малых тел. Более близкие прохождения звёзд на расстоянии $\sim 10^3$ а.е., вызывающие сильные динамические возмущения в ансамбле малых тел Солнечной системы, происходят примерно раз в 1 – 2 миллиарда лет.

Как отмечалось выше, основной источник АСЗ – это ГПА. Период постоянного среднего темпа потери астероидов из ГПА может быть даже больше 2 млрд лет. В [18] приводятся аргументы в пользу того, что почти постоянный

и не пренебрежимо малый поток астероидов покидал ГПА в течение последних 3.7 – 3.8 млрд лет. В то же время АСЗ очевидно уходят из Солнечной системы (вследствие столкновений с планетами, Солнцем, выброса из Солнечной системы). Постоянство темпа бомбардировки Земли означает, что есть некоторое динамическое равновесие между интенсивностью пополнения АСЗ и темпом ухода.

Таким образом, важной динамической характеристикой АСЗ является шкала существования текущего населения АСЗ. Оценки, выполненные разными авторами [19–22], показали, что эта шкала относительно короткая и составляет несколько миллионов лет. Здесь под динамической шкалой t_{NEA} понимается характерное время, за которое численность фиксированной на данный момент времени популяции АСЗ заметно уменьшается. Как правило, для оценки шкалы t_{NEA} берут т.н. медианное время, т.е. интервал времени, за которое численность популяции АСЗ уменьшается вдвое. Вытянутые орбиты АСЗ подвержены сильным возмущениям от планет, и на этой шкале времени значительная доля АСЗ либо выбрасываются из Солнечной системы, либо падают на Солнце и планеты. Некоторая расплывчатость оценок шкалы убыли АСЗ и, главное, отсутствие анализа зависимости этой величины от параметров АСЗ в работах других авторов стимулировала более детальное рассмотрение этого вопроса в данной диссертации.

В **главе 1** вопрос о шкале динамической эволюции АСЗ рассмотрен подробно. Уточнено среднее по ансамблю значение t_{NEA} и впервые детально изучены вариации этой шкалы для различных групп АСЗ (зависимость от начальных орбитальных характеристик АСЗ), и уточнены темпы ухода АСЗ по различным каналам.

Столкновения как механизм активации сублимационно-пылевой активности астероидов

В течение последней пары десятилетий среди астероидов Главного пояса был выделен новый класс объектов – так называемые «активные астероиды», или «кометы Главного пояса» (КГП) (см. исторический обзор в [23]). Это тела (их пока известно несколько десятков), у которых были зарегистрированы хотя

бы один раз выраженные признаки кометной активности (образование комы или хвоста). Такая хорошо детектируемая активность может возникать, как правило, при столкновениях астероидов, ведущих к (частичной) дезинтеграции этих тел, или при интенсивной сублимации льдов, содержащихся в теле астероида и извлечённых на поверхность астероида вследствие удара. Обсуждаются и другие механизмы (см. [23]), в числе которых: потеря частиц при раскрутке астероида вследствие YORP-эффекта до скорости выше критической, разрушение вследствие термического растрескивания при тесных сближениях некоторых астероидов с Солнцем, радиативное давление на мелкую пыль, образующуюся при бомбардировке микрометеоритами (частицы реголита), и др.

Весьма интересные результаты получены в ходе миссии NASA OSIRIS-REx по возвращению образцов астероида (101955) Бенну. Оказалось, что Бенну проявляет активность и выбрасывает в космос метеороиды [24–26]. Наблюдались события выброса, в результате которых иногда отделялись крупные метровые метеороиды со скоростями до нескольких метров в секунду. Наиболее вероятными механизмами активности Бенну являются термический разрыв пласта, дегидратация филлосиликата и столкновения [26–28]. Анализ определения наблюдаемых событий выброса показал, что примерно 30% частиц вылетают из Бенну по гиперболическим траекториям [25; 29; 30]. И всё-таки анализ различных механизмов активности астероидов, проведённый в [31], а также в других работах, позволяет сделать вывод о том, что почти все перечисленные механизмы могут работать лишь при определённых нечасто реализуемых условиях, а самым универсальным и мощным из них является механизм столкновений.

Поскольку активные астероиды, как правило, обнаруживаются случайно только после образования хвоста из выброшенных частиц, процесс превращения ударного выброса в хвост непосредственно не наблюдался. Однако, недавняя (2022 г.) миссия NASA по проверке изменения орбиты двойного астероида (DART), помимо успешного изменения орбитального периода астероида Диморфос, продемонстрировала процесс активации астероида в результате столкновения при точно известных условиях столкновения. В [32] приведены результаты наблюдений с помощью космического телескопа Хаббл ударного выброса на интервале времени $T + 15$ минут до $T + 18.5$ суток, где T – момент удара, при пространственном разрешении 2.1 км на пиксель. Наблюдения показали сложную эволюцию выброса. Облако самых мелких частиц рассеялось быстро (в течение менее часа), а медленно движущиеся частицы образовали ко-

ническую и другие структурные элементы выброса, самым долгоживущим из которых стал хвост, который рассеялся в течение примерно месяца. Эволюция выброса, последовавшая за экспериментом по контролируемому столкновению DART, обеспечивает важную основу для понимания фундаментальных механизмов разрушения астероидов.

Как показано в [33–35], распространённой (хотя и относительно более слабой и не проявляющейся так явно, как у КГП) формой активности может быть сублимационно-пылевая активность (СПА) астероидов примитивных типов, ведущая к образованию у них временной, достаточно разреженной (оптическая толщина $\tau_V \leq 0.5$) пылевой экзосферы, которая может быть обнаружена спектральным методом. Наблюдения активности астероидов проводились, главным образом, в области перигелия. Особый интерес представляет обнаружение одновременной сублимационной активности на нескольких астероидах примитивных типов: 145 Адеона, 704 Интерамния, 779 Нина, 1474 Бейра, 24 Фемида и 449 Гамбурга [36]. В этих работах сделано предположение, что наблюдавшееся формирование пылевой экзосферы у этих астероидов может быть обусловлено временной сублимацией H_2O льда, содержащегося в этих астероидах, который, по-видимому, выносится на поверхность вследствие столкновений с мелкими телами. В дальнейшем такой механизм активации будем называть столкновительно-сублимационным. Сублимация может происходить как в силу приближения астероида к Солнцу на перигелийном участке орбиты, так и вследствие солнечных вспышечных событий. Хотя такие солнечные события имеют спорадический характер, в случае их совпадения по пространственным параметрам и времени с наблюдаемыми астероидами они могут влиять на поверхность астероидов, вызывая появление сублимационно-пылевой экзосферы и, соответственно, влияя на спектральные характеристики рассматриваемых объектов, как это было отмечено в [36].

Как отмечалось выше, выброс пыли из активных астероидов (в том числе и АСЗ) может быть обусловлен двумя основными механизмами: выбросом пыли при ударе (столкновительным механизмом) и уже описанным столкновительно-сублимационным механизмом, когда льдосодержащие слои тела астероида вскрываются при столкновениях астероидов. Первый механизм более универсален, он не требует наличия льдов.

Чтобы выяснить относительный вклад этих механизмов в сублимационно-пылевую активность астероидов, эти механизмы нужно сравнивать на количественном уровне.

Для решения этой задачи нужно получить количественные оценки (ответы), рассмотрев следующие вопросы:

1. Частота столкновений астероидов в ГПА.
2. Параметры выбросов, образующихся при столкновениях.
3. Частота столкновений с энергией, превышающей критическое значение, т.е. значение энергии, необходимой для выброса при ударе достаточного количества пыли или для вскрытия льдосодержащих слоёв достаточной площади.
4. Согласие полученных теоретических оценок частоты событий с наблюдениями конкретных астероидов с сублимационно-пылевой активностью.

В диссертации в **Главе 2** представлены ответы на эти вопросы и показано, что эффективность чисто столкновительного механизма для активации астероидов, проявляющих сублимационно-пылевую активность, сравнима с эффективностью кометного механизма.

Избранные вопросы формирования и эволюции метеороидных потоков

АСЗ сталкиваются с нашей планетой нечасто. А вот потоки МНТ малых размеров (метеороидов и пыли) постоянно протекают через околоземное космическое пространство (ОКП) и относительно часто сталкиваются с Землёй. Эти тела наблюдаются, как правило, только при входе в земную атмосферу (метеорные явления) или с помощью датчиков соударений на космических аппаратах (КА). Постоянное присутствие метеорных тел в ОКП является определённым фактором риска для космической деятельности в ОКП.

Помимо этого практического интереса изучение метеорных явлений и метеорного вещества (в частности метеоритов) – важнейший канал получения знаний о строении, физических и химических свойствах вещества, динамике и эволюции тел Солнечной системы. Конечно, это огромная область науки о

Солнечной системе. В данной работе рассматривается лишь один частный вопрос о спектре масс метеороидов и, особенно, о проявляющихся в наблюдениях эволюционных изменениях этой характеристики в метеороидных потоках.

Кратко рассмотрим некоторые наблюдательные данные, поясняющие актуальность данной задачи. Определяемое из наблюдений распределение метеороидов по массе обычно описывают степенным законом $dn = C_1 m^{-s} dm$, где dn – число частиц, значения массы которых лежит в интервале $[m, m + dm]$, s – дифференциальный индекс массы метеороидов, а C_1 – нормирующий коэффициент. В дальнейшем используется именно такое определение индекса массы, хотя встречается и определение, обратное по знаку (см., например, [37]), и, более того, символом s может обозначаться показатель в распределении метеороидов не по массе, а по размеру (см., например, [38]). В литературе также часто применяются понятия кумулятивного индекса масс $s_c = s - 1$ и индекса размеров $s_r = 3s - 2$. В практике наблюдений часто используется популяционный индекс r_p для описания распределения метеороидов по звёздной величине. По определению, он представляет собой отношение числа метеороидов звёздной величины $m + 1$ к числу метеороидов величины m . В простейшей модели, в которой энергия, излучаемая метеороидным телом, пропорциональна массе тела $s = 1 + 2.5 \lg(r_p)$.

Индекс массы метеороидов – весьма важная характеристика, т.к. она позволяет понять свойства распределения. Значения $s < 2$ в формуле, приведённой выше, указывают, что в более крупных (массивных) частицах содержится большая часть массы населения метеороидов, а значения $s > 2$ указывают, что большая часть массы сосредоточена в мелких частицах. При решении одной из главных задач метеороидной астрономии – оценке притока массы метеороидов на Землю, необходимо знать спектр масс, т.е. значение индекса массы s , т.к. надёжность учета селективных эффектов, которые имеют место практически всегда, зависит от массы метеороидов. Есть и очевидный прикладной аспект – необходимо знать спектр масс метеороидов для оценки рисков (последствий) столкновений метеороидов с космическими аппаратами. Эта оценка сильно зависит от того, какого размера (т.е. какой массы) объекты преобладают в потоке твёрдых частиц в околоземном пространстве.

В принципе, следует различать распределения метеороидов, населяющих межпланетное пространство и метеороидных тел, входящих в атмосферу Земли, т.к. они могут отличаться вследствие гравитационной фокусировки и экранирования Землёй [39]. Однако, главное влияние эти факторы оказывают на

величину плотности потока метеороидов, а не на форму спектра масс, так что в рамках данной работы будем считать, что форма спектра (индекс масс) для межпланетных метеороидов и метеорных тел, входящих в атмосферу Земли, не различаются.

Согласно результатам длительных серий наблюдений, выполненных многими исследователями, можно сделать важный вывод: индексы массы метеорных тел отличаются для спорадических метеоров и метеорных потоков. Рассмотрим несколько примеров. В [40] представлены результаты определения индексов массы по четырёхлетним радарным наблюдениям спорадических метеоров с помощью одного из лучших радиоинструментов для наблюдений метеоров – радара CMOR (Canadian Meteor Orbit Radar). Получено среднее значение и оценены вариации индекса: $s = 2.17 \pm 0.07$. Аналогичные результаты получены с радаром, расположенным в Аргентине [41]. Полученное за десятилетний период наблюдений значение $s = 2.0$. Оптические наблюдения дают для спорадических метеоров сходные значения s . В работе [42] по наблюдениям на двух камерах Супер-Шмидт слабых метеоров и на малой камере ярких метеоров (болидов) получено значение $s = 2.1$. Оценки блеска 301499 метеоров, полученные 1196 наблюдателями в сети Международной метеорной организации (ИМО) из оптических (видео) регистраций метеорных событий в период 1988-2003 гг., позволили получить оценку $s = 2.17 \pm 0.03$ [43]. В [37] приводятся значения s для спорадических метеороидов по радарным наблюдениям в диапазоне масс $10^{-5} \text{ г} < m < 10^{-3} \text{ г}$: $s = 2.10 \pm 0.08$, и по оптическим наблюдениям в диапазоне масс $10^{-3} \text{ г} < m < 10^{-1} \text{ г}$: $s = 2.08 \pm 0.08$.

В работе [44] по наблюдениям на сети ИМО, проведённым в 2011–2017 гг., получены значения популяционного индекса для спорадических метеоров, при этом соответствующее среднее значение s составило 1.98. Там же приведены данные о популяционных индексах метеорных потоков η -Лириды и η -Аквариды, для которых можно вывести значения $s = 1.79$ и 1.74 соответственно. В [45] по наблюдениям потоков Квадрантиды и Геминиды с радаром CMOR значения индекса массы были оценены как 1.55 и 1.65 соответственно. Последняя оценка хорошо согласуется с полученной гораздо раньше в работе [46] средней оценкой $s = 1.67$ для Геминид.

Суммируя эти данные, можно утверждать, что характерное распределение масс метеорных тел, вызывающих спорадические метеоры, неплохо

описывается законом $dn \propto m^{-2}dm$, тогда как распределение масс метеорных тел в потоках имеет более пологий вид ($s < 2$).

Естественно, возникают вопросы: почему наклон спектра масс в случае спорадических метеоров (и вообще твердых частиц в Солнечной системе) близок к $s = 2$? И второй вопрос: почему спектр масс, характерный для метеорных потоков, более пологий, чем в случае спорадических метеоров?

Для ответа на эти вопросы необходимо рассмотреть задачи формирования и эволюции метеороидных потоков. Результатом решения первой задачи является построение поля скоростей частиц различной массы, выброшенных из ядра кометы в данном месте орбиты ядра или образовавшихся при столкновении астероидов. Это дает необходимое начальное условие для решения второй задачи – описания эволюции метеороидного потока.

Согласно сложившимся представлениям, большинство метеороидных потоков образуется в результате постепенного или катастрофического распада комет (см., например, детальное обсуждение этого вопроса в [47; 48]). Происхождение некоторой (меньшей) части метеороидных потоков объясняется столкновениями астероидов. Обсуждение возможных физических и динамических процессов формирования метеорных потоков при столкновениях астероидов можно найти, например, в [48; 49].

Рассмотрению процесса выброса частиц из ядра кометы посвящено немало работ. Наиболее полный обзор дан в работе [50]. Главный вывод, который можно сделать по этому обзору и по другим работам, сформулирован в работе [51]: «Ни одна модель скорости выброса не может быть рекомендована, главным образом, из-за отсутствия сильных ограничений и обобщений на все кометы. Физические характеристики комет и их активность существенно различны, и вполне возможно, что каждая комета нуждается в своей собственной модели. Мы можем только сказать, что пределом скорости выброса метеороидов является скорость газа».

Помимо образования метеороидных потоков вследствие распада комет обсуждается и другой источник таких потоков – распад или столкновения астероидов (см., например, обзоры в работах [51–55]). Большинство разовых выбросов при столкновениях происходит незаметно для наблюдателей, поскольку прогнозировать и, соответственно, подготовиться к наблюдениям таких событий невозможно, но последствия выбросов – образование пылевой экзо-

сферы, хвоста – иногда обнаруживаются. Речь идёт об активных астероидах, обсуждавшихся выше.

В то время как многие кометы тщательно наблюдаются при их приближении к перигелию и регистрируется интенсивность потоков газа и твёрдых частиц из ядра, т.е. отслеживается процесс образования (очередной порции частиц) метеороидного потока, зафиксировать свежее столкновение природных тел – это элемент случайной наблюдательной удачи. Пример такой удачи – объект P/2010 A2. Сразу после открытия 6 января 2010 года на наземном телескопе LINEAR и выполненных вскоре наблюдениях на телескопе им. Хаббла этот необычный объект рассматривался либо как представитель нового на тот момент динамического класса КПП, либо как проявление столкновения двух астероидов семейства Флоры. Вторая интерпретация получила признание [56].

Согласно [57] статистика метеорных потоков в Центре метеорных данных МАС [58] на конец 2020 г. включала 835 потоков, 112 из которых получили названия, официально признанные МАС. Около 700 потоков включены в т.н. Рабочий список. Исследователи, наблюдающие метеоры с помощью различных технологий, составляют свои списки метеорных потоков, и эти списки очень сильно различаются по числу потоков (от 45 до 815!). Сложная картина и со списками родительских тел. Не вдаваясь в описание различий, отметим, что потоков, уверенно ассоциированных с родительскими телами, немного (лишь несколько десятков): в базе Центра метеорных данных МАС [58] ассоциируются с кометами как родительскими телами 21 поток, 5 с астероидами, из них Каппа-Цигниды – с астероидом 2008 ED69, Квадрантиды – с астероидом (196256) 2003 EH1 и Геминиды – с астероидом (3200) Фаэтон. Однако и эти астероиды, по-видимому, имеют кометное происхождение, т.е. являются ядрами (фрагментами ядер) спящих комет: см. для 2008 ED69 аргументы, приведённые в [48], для 2003 EH1 – в [59], для (3200) Фаэтон – [60; 61]. Впрочем, свойства объекта (3200) Phaethon активно обсуждается и приводятся аргументы в пользу его астероидной (активного астероида) природы [62–64]. В указанном выше списке Центра метеорных данных МАС также приводятся ассоциации метеорных потоков с астероидами (кроме уже указанных выше астероидов) 2004 T10, 2004 HW, 2005 UD и 2009 U10. В [65] отмечается, что возможно астероид 2004 TG 10 является фрагментом кометы 2P/Encke. Астероид 2005 UD возможно является фрагментом астероида (3200) Фаэтон [66]. В [67] приводятся аргументы в пользу генетиче-

ского родства потенциально опасного астероида 1996JG и метеороидного потока Северные ω -Скорпиониды.

Такая статистика объясняет, почему обычно полагают, что практически все метеорные потоки – результат входа в атмосферу Земли метеороидных потоков, образовавшихся при распаде комет вследствие их сближений с Солнцем (напр. [55; 59; 68; 69]). И всё же происхождение некоторой части метеорных потоков объясняется распадом или столкновениями астероидов. В работе [70] приведён список из десяти нумерованных астероидов (из вышеперечисленных в список входит только (3200) Фаэтон), с которыми ассоциирован ряд метеороидных потоков, однако дальнейших работ по этим ассоциациям найти не удалось. В работах [49; 51; 54] и др. обсуждаются возможные физические и динамические процессы формирования метеороидных потоков при столкновениях астероидов, а также отличия в наблюдаемых характеристиках метеоров, обусловленные их происхождением. Например, в [48] обсуждается глубина проникновения в атмосферу одинаковых по массе метеороидов кометного и астероидного происхождения и показано, что астероидные частицы в силу большей плотности проникают глубже.

Пожалуй, самый сильный общий аргумент в пользу существования метеороидных потоков астероидного происхождения состоит в том, что многие метеориты имеют явно астероидное происхождение (например, железокремнистые, железно-никелевые, хондриты и т.д.), т.е. они образовались в результате разрушения именно астероидов.

Понятно, что в качестве метеорных потоков проявляются лишь те метеороидные потоки, которые пересекают орбиту Земли, и родителями таких потоков могут быть лишь ОСЗ. Среди ОСЗ комет относительно мало (не более 0.3%). Почему же большая часть интенсивных потоков, ассоциируемых с родительскими телами, ассоциируются именно с кометами? Это, по-видимому, обусловлено не столько количеством потенциальных родительских тел, сколько с механизмами образования и эволюции метеороидных потоков.

Динамическая судьба метеороидного потока определяется несколькими факторами: параметрами орбиты родительского астероида, положением родительского астероида на орбите в момент столкновения, энергией столкновения, спектром масс (размеров) и скоростей выброшенных фрагментов, а также геометрией выброса. Параметров много, и пока что достаточно полной

теоретической картины образования астероидных метеороидных потоков не существует.

Представленный выше краткий обзор можно рассматривать как обоснование выбора задач, решение которых представлено в **главе 3**. В числе этих задач:

- уточнение описания процесса образования метеороидного роя в результате распада кометы или столкновения астероидов;
- расчёт эволюции метеороидного роя, состоящего из частиц различных размеров, включая расчёт изменения спектра масс частиц со временем;
- сравнение интенсивности кометного и астероидного механизмов пополнения населения метеороидов и пыли.

Распределение малых тел в околоземном космическом пространстве

Уже отмечалось выше, что как крупные МНТ (АСЗ, КСЗ), так и более мелкие тела (метеороиды и даже крупная межпланетная пыль) представляют определенную опасность. Также отмечалось, что современное понимание потенциально опасного тела (ПОО) в контексте вопроса астероидно-кометной опасности включает в себя не только обычно подразумеваемые крупные объекты размером более 140 м, но и объекты относительного небольшого размера, вплоть до 10 м. Хотя такие тела и не могут привести к глобальной катастрофе, но, тем не менее, могут нести существенную опасность. Примером может служить падение Челябинского метеорита в 2013 г. Это событие также ещё раз показало особую опасность тел, приходящих со стороны дневного неба, так как такие объекты невозможно своевременно обнаружить с помощью наземных средств и даже средств, размещённых в ближнем космосе.

Основным источником информации об обнаруживаемых ПОО в настоящее время являются наземные наблюдения в оптическом диапазоне. К сожалению, такие наблюдения невозможны для условий дневного неба. Это ограничение не принципиально для крупных объектов, обнаруживаемых задолго (\sim год и более) до возможного сближения с Землёй. Однако тела декаметрового размера обнаруживаются только в непосредственной близости от Земли, т.е. в ОКП. Важно, что, как свидетельствуют наблюдения (рисунок

4), потоки метровых и декаметровых тел в ОКП с ночного и дневного неба сравнимы по интенсивности.

Bolide events 1994-2013 (Small asteroids that disintegrated in the Earth's atmosphere)

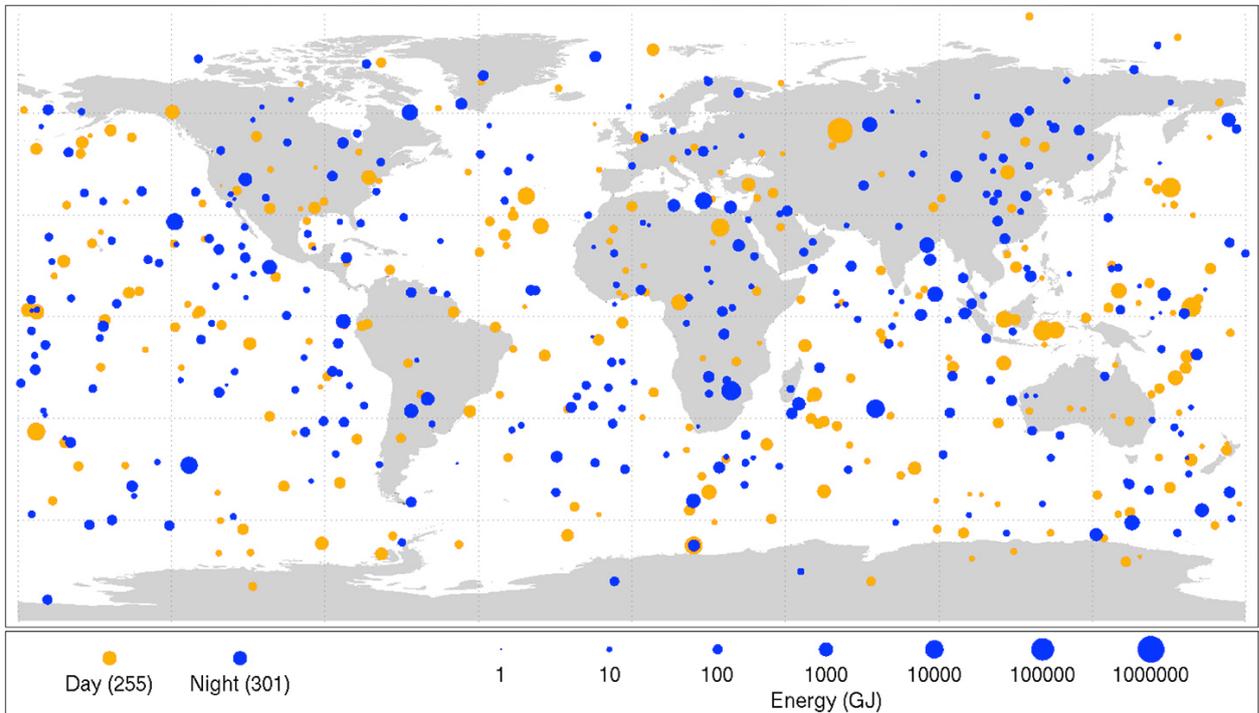


Рисунок 4 — Карта крупных болидных явлений по данным NASA [71]. Жёлтыми кружками показаны места входа тел в дневное время, голубыми кружками – входы астероидов (метеороидов) в ночное время.

Строгого определения дневного неба нет. Согласно очень простому («бытовому») представлению, дневное небо – это половина всей небесной сферы, на которой находится Солнце. Если говорить о дневном небе, как области на небесной сфере, недоступной для наблюдений астрономических объектов в данный момент времени в оптическом диапазоне, то формально к дневному небу можно отнести область на небесной сфере раствором 36° по направлению на Солнце, но это применимо только для астрономически идеальной Земли, густо и равномерно покрытой пунктами наблюдений и лишённой атмосферы.

На практике понятие дневного неба, как области, недоступной в данный момент для наблюдений наземными оптическими средствами, можно расширить вплоть до 70° – 90° [72]. Поэтому для решения этой задачи наиболее

перспективными на сегодняшний день представляются наблюдения при помощи космических телескопов, расположенных так, чтобы иметь возможность наблюдать недоступные с Земли участки неба. В настоящее время в мире разрабатывается несколько таких проектов, один из них – проект СОДА [72; 73].

Для разработки программы наблюдений объектов, приходящих как со стороны ночного, так и со стороны дневного неба, необходимо иметь оценку потока таких тел по со всех направлений, желательно в зависимости от размеров этих тел. Этому вопросу посвящена **Глава 4**.

В целом, представление о зависимости числа объектов естественного происхождения от их размера (массы) в ближнем космосе даёт диаграмма на рис. 5, адаптированная из [74]. На этом рисунке показана сводная статистика кумулятивного числа столкновений объектов естественного космического мусора с Землёй (за год), построенная по большому количеству наблюдений с использованием наиболее известных наборов экспериментальных данных и моделей (см. ссылки в легенде на этом рисунке). Кумулятивное число означает количество столкновений для всех объектов больше заданного размера (массы).

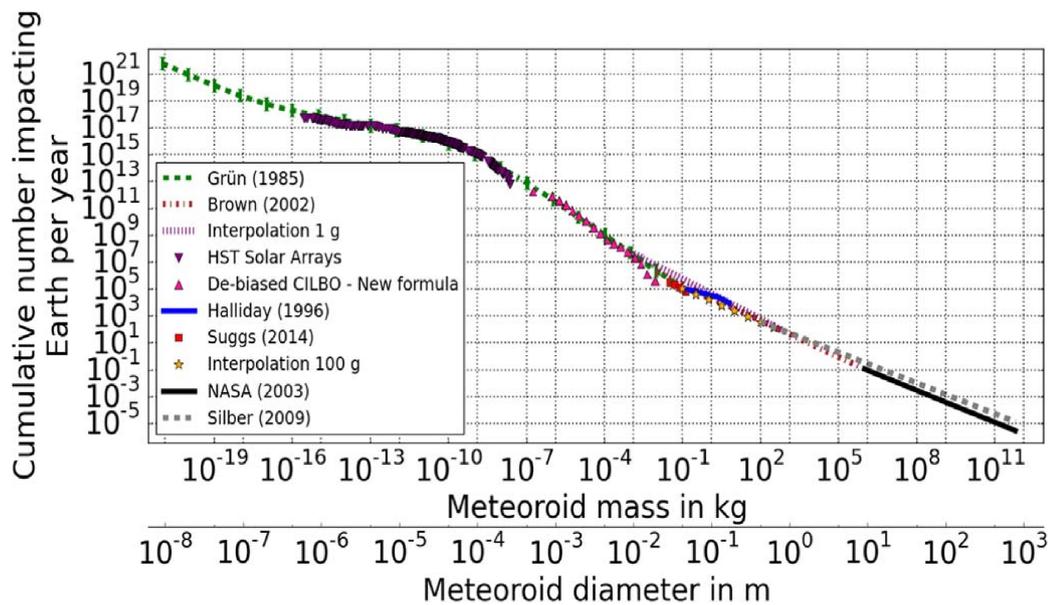


Рисунок 5 — Сводная статистика кумулятивного числа столкновений объектов естественного космического мусора с Землёй (в год) [74].

Цели работы:

- уточнение динамики изменения численности населения АСЗ – темпа убыли, каналов убыли;
- изучение столкновительного механизма активации астероидов с сублимационно-пылевой активностью;

- количественное объяснение особенностей изменения индекса масс в метеорных потоках;
- исследование эволюционных особенностей метеороидных потоков столкновительного происхождения;
- исследование распределения АСЗ в ОКП.

Для достижения поставленных целей решались следующие **задачи**:

- исследование динамической эволюции населения АСЗ методом численного моделирования;
- оценка частоты и последствий столкновений астероидов в ГПА;
- исследование образования и динамики метеороидных потоков методом численного моделирования;
- оценка распределений астероидов, входящих в ОКП, по частоте, направлениям прихода, скоростям и размерам.

Научная новизна.

- уточнена оценка важной динамической характеристики населения АСЗ – характерного времени убыли (пополнения) и впервые получена оценка этого времени для АСЗ в разных областях пространства элементов орбит (a, e, i) ;
- проведено сравнение столкновительного и столкновительно-сублимационного механизмов активации астероидов с сублимационно-пылевой активностью и показано, что столкновительный механизм может приводить к появлению наблюдаемых признаков сублимационно-пылевой активности, а также получена теоретическая оценка частоты проявления сублимационно-пылевой активности, качественно согласующаяся с статистикой наблюдений;
- впервые на количественном уровне показано, что наблюдаемые изменения индекса масс в метеорных потоках формируются в результате динамической эволюции частиц различных размеров в соответствующих метеороидных потоках;
- показано, что темп производства метеороидного вещества при столкновениях АСЗ сравним с темпом производства метеороидного вещества при распаде кометных ядер;

- уточнена оценка темпа входа астероидов в околоземное космическое пространство и получены детальные распределения по направлениям и скорости входа; исследованы причины асимметрии в распределении входов по направлениям.

Теоретическая и практическая значимость.

Полученная оценка динамической шкалы убыли (пополнения) АСЗ важна для дальнейших исследований механизмов притока астероидов в область АСЗ и позволяет наложить ограничение на темп притока. Построенные модели формирования и эволюции метеороидных потоков могут быть полезны для оценки распределений твёрдого вещества в околоземном космическом пространстве по массе и составу, что важно для вопросов безопасности космической деятельности. Распределения астероидов, входящих в околоземное пространство, по направлениям и скорости могут быть полезны в дальнейшем для совершенствования программ обнаружения потенциально опасных астероидов, в частности, при проектировании системы обнаружения дневных астероидов (СОДА).

Методика исследования.

Решение описанных задач выполнялось по следующей методике:

1. Моделирование ансамблей МНТ.
2. Моделирование динамической эволюции ансамблей МНТ.
3. Статистический анализ результатов моделирования.
4. Сравнение с доступными наблюдениями.

Положения, выносимые на защиту:

1. Уточнена оценка для характерного времени убыли населения АСЗ $t_{NEA} \simeq 3.5$ млн лет и впервые показано, что это время существенно различается для разных областей пространства элементов орбит.
2. Впервые показано, что столкновительный механизм инициирования сублимационно-пылевой активности астероидов сравним по эффективности с столкновительно-сублимационным механизмом. Показано, что в каждый момент времени несколько астероидов диаметром более 100 км могут находиться в активном состоянии – проявлять признаки сублимационно-пылевой активности.

3. Впервые на количественном уровне показано, что наблюдаемые изменения индекса масс в метеорных потоках являются следствием динамической эволюции частиц различной массы в соответствующих метеороидных потоках.
4. Получена оценка темпа производства метеороидного вещества при столкновениях АСЗ $\sim 10^{10}$ кг/год и показано, что этот темп сравним с темпом производства метеороидного вещества в ходе распада кометных ядер.
5. Получена оценка для частоты входа астероидов размером более 10 м в околоземное космическое пространство ~ 1 тыс. в год. Получено детальное распределение по направлениям и скоростям входа.

Апробация работы.

Результаты докладывались на следующих российских и международных конференциях:

1. On the dynamical evolution of the NEO population. R.V. Zolotarev, B.M. Shustov. 7th IAA Planetary Defense Conference. Онлайн-участие. 26-30 апреля 2021.
2. On the evolution of meteoroid streams. R.V. Zolotarev, B.M. Shustov. IAU Symposium 362, «The predictive power of computational astrophysics as a discovery tool». Онлайн-участие. 8-12 ноября 2021.
3. О распределении метеорных частиц по массе. Р.В. Золотарёв, Б.М. Шустов. Всероссийская с международным участием научная конференция студентов и молодых ученых «Астрономия и исследование космического пространства». Онлайн-участие. 31 января - 4 февраля 2022.
4. О динамической шкале эволюции населения астероидов, сближающихся с землёй. Р.В. Золотарёв, Б.М. Шустов. Научно-практическая конференция с международным участием «Околоземная астрономия-2022». Москва, Россия, 18-21 апреля 2022.
5. Об индексе масс метеорных тел. Р.В. Золотарёв. «Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики». Томск, Россия. 13-17 апреля 2022.
6. On the mass indices of meteor bodies. R.V. Zolotarev, B.M. Shustov. IAU General Assembly Symposium 374, «Astronomical Hazards for Life on Earth». Онлайн-участие, Пусан, Южная Корея. 9-11 августа 2022.

7. On the mass indices of meteor bodies. R.V. Zolotarev, B.M. Shustov. The Thirteenth Moscow Solar System Symposium. Москва, Россия. 10-14 октября 2022.
8. Зависимость темпа убыли населения АСЗ от орбитальных параметров. Р.В. Золотарёв, Б.М. Шустов. 50-я Всероссийская с международным участием студенческая научная конференция «Физика Космоса». Коуровская астрономическая обсерватория, с. Слобода, Свердловская обл., Россия. 30 января – 3 февраля 2023.
9. О роли столкновительных событий в формировании сублимационно-пылевой активности астероидов. Р.В. Золотарёв, Б.М. Шустов. XIII Всероссийская молодежная научная конференция «Минералы: строение, свойства, методы исследования». Екатеринбург, Россия. 29 мая – 2 июня 2023.
10. Динамика метеороидных потоков, возникающих при столкновениях АСЗ. Р.В. Золотарёв, Б.М. Шустов. Научно-практическая конференция с международным участием «VIII Бредихинские чтения». Заволжск, Россия. 4-8 сентября 2023.
11. К динамике метеороидных потоков, образующихся при столкновениях АСЗ. Р.В. Золотарёв, Б.М. Шустов. 51-я Всероссийская с международным участием студенческая научная конференция «Физика Космоса». Коуровская астрономическая обсерватория, с. Слобода, Свердловская обл., Россия. 29 января – 2 февраля 2024

Личный вклад.

Автор самостоятельно получил основные результаты, представленные в данной работе, активно участвовал в постановке задачи, анализе и обсуждении результатов, самостоятельно выполнил расчёты и их обработку. Автор принимал прямое непосредственное участие в написании всех статей, указанных в рамках данного диссертационного исследования.

Публикации.

Основное содержание диссертации изложено в 8 статьях, 5 из которых опубликованы в журналах, рекомендованных ВАК.

Публикации автора по теме диссертации:

1. *Золотарёв, Р. В.* О динамической шкале населения астероидов, сближающихся с землей [Текст] / Р. В. Золотарёв, Б. М. Шустов, В. И. Корчагин // Научные труды Института Астрономии РАН. 2020. Т. 5, № 5. С. 225—229
2. *Золотарёв, Р. В.* О динамической эволюции населения астероидов, сближающихся с Землёй [Текст] / Р. В. Золотарёв, Б. М. Шустов // Астрономический журнал. 2021. Т. 98, № 6. С. 518—527
3. *Золотарёв, Р. В.* Динамическая шкала АСЗ: зависимость от орбитальных параметров [Текст] / Р. В. Золотарёв, Б. М. Шустов // Научные труды Института Астрономии РАН. 2022. Т. 7, № 1. С. 23—29
4. *Шустов, Б. М.* Об индексах массы метеорных тел. I. Модель образования метеороидных потоков [Текст] / Б. М. Шустов, Р. В. Золотарёв // Астрономический журнал. 2022. Т. 99, № 2. С. 165—176
5. *Золотарёв, Р. В.* Об индексах массы метеорных тел. II. Эволюция метеороидных потоков [Текст] / Р. В. Золотарёв, Б. М. Шустов // Астрономический журнал. 2022. Т. 99, № 3. С. 250—264
6. Ударные события как возможный механизм активации сублимационно-пылевой активности астероидов главного пояса [Текст] / Б. М. Шустов [и др.] // Астрономический журнал. 2022. Т. 99, № 11. С. 1058—1071
7. *Золотарёв, Р. В.* Эволюция метеороидных потоков, образующихся при столкновениях с АСЗ [Текст] / Р. В. Золотарёв, Б. М. Шустов // Астрономический журнал. 2023. Т. 100, № 10. С. 1—19
8. *Золотарёв, Р. В.* Некоторые особенности распределения астероидов в околоземном космическом пространстве [Текст] / Р. В. Золотарёв // Научные труды Института Астрономии РАН. 2023. Т. 8, № 1. С. 1—5

Объём и структура работы. Диссертация состоит из введения, четырёх глав и заключения. Полный объём диссертации составляет 145 страниц, включая 58 рисунков и 5 таблиц. Список литературы содержит 202 наименования.

Глава 1. Характерное время жизни населения АСЗ

1.1 Постановка задачи метод расчёта

Как уже отмечалось во Введении, если зафиксировать (пометить) на некоторый момент времени все АСЗ, а затем проследить во времени их судьбу, то число таких (помеченных) АСЗ будет непрерывно убывать по различным каналам, но в то же время население АСЗ будет пополняться (в основном за счёт прихода новых астероидов из ГПА) и общее число АСЗ будет почти постоянным. Оценки характерного времени убыли населения АСЗ составляют от нескольких миллионов до десятков миллионов лет. Уточнение этой шкалы и каналов ухода важно при рассмотрении вопросов о механизмах убыли и пополнения населения АСЗ, времени жизни Главного пояса астероидов и т.д. В данной главе рассматривается задача о характерной шкале времени и каналах убыли АСЗ.

Для решения данной задачи используется численный подход. Основная идея расчётов динамической эволюции АСЗ проста: – нужно задать начальные распределения элементов орбит АСЗ (прежде всего, больших полуосей a , эксцентриситетов e и наклонов орбит i), «выключить» источники пополнения АСЗ и проследить дальнейшую динамическую эволюцию этого населения малых тел Солнечной системы. Массы АСЗ в динамической модели можно в первом приближении не учитывать, поскольку массы АСЗ намного меньше масс основных возмущающих гравитирующих центров в Солнечной системе.

Понятно, что для корректности исходных распределений, указанных в предыдущем абзаце, набор рассматриваемых астероидов должен быть полным (вопросы (требования) полноты обсуждается во Введении). Проиллюстрируем влияние полноты выборки на вид конкретных распределений параметров АСЗ.

На рис. 6 представлены распределения АСЗ по элементам орбиты (a, e, i) и размерам (d) для считающейся полной выборки АСЗ диаметром $d > 1$ км, а также среди всех известных согласно данным базы ЦМП МАС[6]. Как и во Введении, связь d и H задавалась формулой из [7].

Из рис. 6 видно, что распределения a для наблюдаемых АСЗ и для полной выборки существенно отличаются. Очевиден эффект наблюдательной селекции

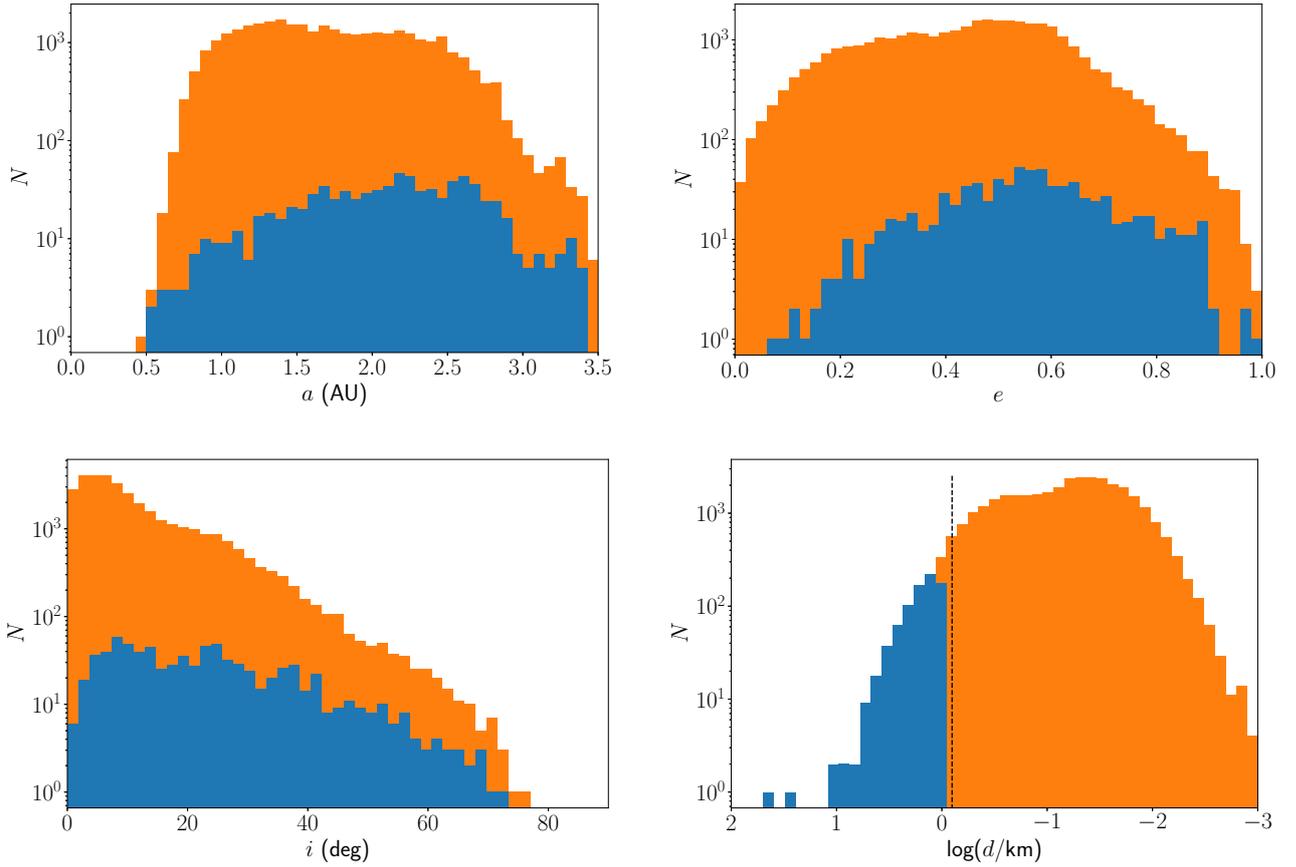


Рисунок 6 — Распределение АСЗ по большой полуоси (сверху слева), эксцентриситету (сверху справа), наклонению (снизу слева) и размеру (снизу справа) согласно данным базы данных ЦМП МАС. Оранжевым цветом показаны распределения среди всех АСЗ из базы, синим цветом — для АСЗ диаметром $d > 1$ км.

(условия обнаружения для малых a благоприятнее). Ещё более существенно отличаются за пределами полноты наблюдаемые и прогнозируемые зависимости $N(d)$. Конечно, и здесь проявляется эффект селекции. В то же время зависимости $N(e)$ и $N(i)$ для обеих выборок (наблюдаемой и полной) близки. Здесь фактор размера не играет роли.

На практике для моделирования динамической эволюции ансамбля АСЗ обычно либо делают выборку из реальных АСЗ, делая обрезание по критерию полноты списка, либо используют население из модельных объектов, распределения элементов орбит которых задаются в соответствии с распределениями, полученными по наблюдаемым данным. Исследование динамики модельных АСЗ позволяет обеспечить большую гибкость в исследовании динамической эволюции астероидов различных размеров (массы), поскольку можно «допол-

нять» население АСЗ в тех интервалах значений массы, в которых неполнота наблюдательных данных существенна.

Существуют модели населения АСЗ, позволяющие получить распределение АСЗ по элементам орбит и размерам с учётом наблюдательной неопределённости. Одной из таких моделей является модель Granvik и др. [83], реализованная в программном пакете NEOPOR Европейского космического агентства [84; 85]. В программе со стороны больших размеров ($H < 15$) используются данные реальных астероидов, а остальная выборка генерируется согласно модельным распределениям. В 2023 году в работе [86] была предложена усовершенствованная модель NEOMOD и предварительная версия ПО, реализующая эту модель. При подготовке материалов, вошедших в данную главу использовались оба упомянутых пакета для генерации различных наборов начальных распределений элементов орбит искусственных популяций АСЗ. На рис. 7 показано распределение АСЗ по размерам в модели NEOPOR.

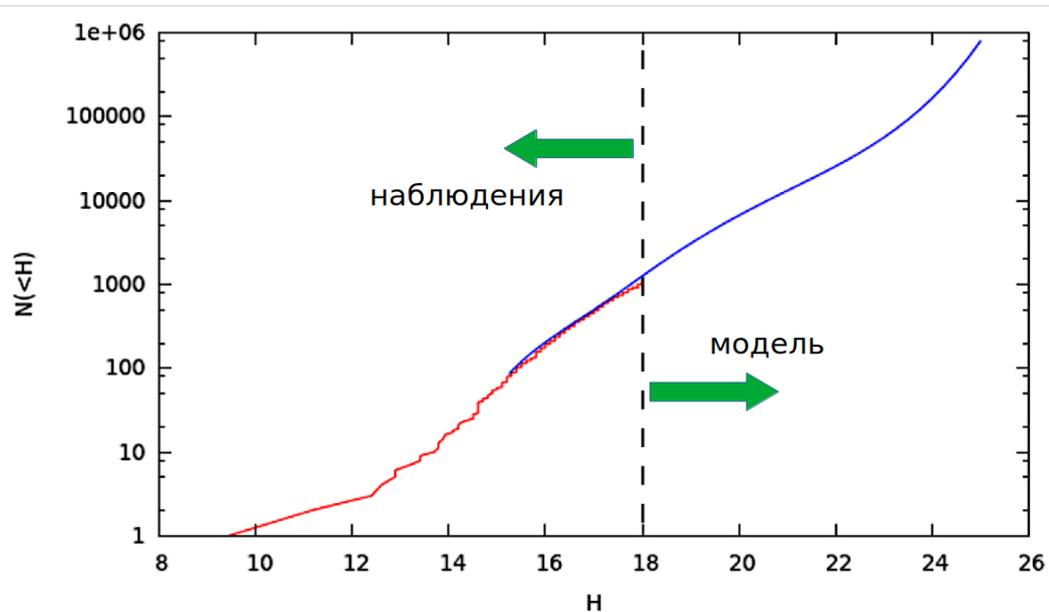


Рисунок 7 — Распределение АСЗ по размерам в модели NEOPOR. Адаптировано из документации NEOPOR [87]. Красной линией дано распределение для полной выборки.

В работе [76] рассмотрена эволюция полной выборки АСЗ ($d > 1$ км) и, в частности, оценена динамическая шкала этого населения. Под динамической шкалой АСЗ t_{NEA} понимается характерное время, за которое численность фиксированной на данный момент времени популяция АСЗ заметно (вдвое) уменьшается. В [20] была изучена динамика выборки из 117 АСЗ на интервале времени 60 млн лет. Показано, что 10–20% АСЗ из выборки за это время

заканчивают свою жизнь, сталкиваясь с Венерой или Землёй, более половины заканчивают свою жизнь, выпав на Солнце, и около 15% выбрасываются из Солнечной системы. Медианное время жизни этой выборки составляет около 10 млн лет.

Следует отметить, что есть области в пространстве орбит, где астероиды не испытывают частых сближений с планетами и могут сохранять постоянство своих орбит достаточно долго, и наоборот. Воздействие гравитационных возмущений также может приводить к тому, что астероиды будут просто выходить из области определения АСЗ, оставаясь в Солнечной системе. Этот процесс, а также обратный ему в [76], назван «диффузией орбит». Далее в этой главе приведены результаты решения нескольких подзадач:

1. нахождение t_{NEA} популяции АСЗ;
 - а) для полной выборки из реальных АСЗ (базовая модель);
 - б) для выборки по модели НЕОРОР;
2. выявление зависимости t_{NEA} от начальных орбитальных параметров (a, e, i) ;
3. изучение каналов убыли АСЗ.

Более детальное описание дано в [76; 77].

Для решения поставленных задач использован метод численного интегрирования движения популяции астероидов АСЗ в гравитационном поле Солнечной системы. На больших временах может сказываться действие негравитационных сил, таких как эффект Ярковского, давление излучения и др., однако, так как речь идёт о выборке массивных объектов, то характерное время действия этих эффектов также будет большим. Согласно [88] для километровых АСЗ, темп изменения большой полуоси вследствие эффекта Ярковского $da/dt \sim 10^{-5}$ а.е. за 1 млн лет, поэтому в данной задаче влиянием этого эффекта можно пренебречь. Также следует отметить, что учёт эффекта Ярковского требует данных о параметрах вращения, форме и свойствах поверхности астероида, которые для подавляющего большинства астероидов остаются неопределёнными. Релятивистские поправки также не учитывались.

Таким образом, формулировку задачи можно представить как задачу N тел, в которой 9 тел (Солнце и планеты) являются «активными» телами, источниками гравитационного поля. Астероиды же в данном подходе являются «пассивными», безмассовыми (пробными) телами, двигающимися во внешнем гравитационном поле. Численное решение задачи N тел является достаточно

проработанной областью в астрономии и получило значительное развитие при моделировании галактик и скоплений звёзд [89]. В отличие от типичных задач звёздной астрономии, в Солнечной системе стоит задача интегрирования движения тел в центральном поле Солнца.

Так как предварительные оценки характерного времени убыли населения АСЗ составляют порядка нескольких млн лет, то интегрирование следует проводить на соответствующих интервалах времени (в работе [77] до 20 млн лет). Это определяет выбор численного метода для решения уравнений движения. Для интегрирования на столь большие интервалы времени наиболее оптимальным представляется использовать симплектические схемы (например, [90; 91]). Такие схемы, как правило, предполагают реализацию с постоянным шагом интегрирования. Однако схемы с постоянным шагом имеют существенный недостаток: они не позволяют с достаточной аккуратностью обрабатывать близкие сближения тел, например, астероидов с планетами. Под близкими сближениями понимаются сближения на расстояния порядка нескольких радиусов сферы Хилла $r_H \simeq \sqrt[3]{m_P/(m_P + M_\odot)}$ и меньше, где m_P – масса планеты, M_\odot – масса Солнца. Одним из решений данной проблемы является применение гибридных методов, в которых основное интегрирование ведётся при помощи симплектической схемы с постоянным шагом, а при возникновении сближений между шагами основной схемы используется другая схема с достаточным временным разрешением, например, схема семейства Рунге–Кутты. Одним из наиболее известных примеров реализации такой схемы является программа MERCURY6 [92]. Отметим, что в расчётах на таких интервалах времени положения планет, как правило, вычисляются непосредственно по ходу интегрирования.

В расчётах движения тел в Солнечной системе, особенно на длительные интервалы времени, непременно возникает вопрос о хаотическом характере движения. Как отмечается в работах [93; 94], время Ляпунова для близких орбит в Солнечной системе может составлять до 200 тыс. лет. Очевидно, что на рассматриваемых в исходной задаче временах порядка 10 млн лет, невозможно в точности проследить эволюцию каждого астероида. Однако, здесь рассматривается ансамбль астероидов, и величина t_{NEA} относится не к отдельному астероиду, а к ансамблю в целом и искомая закономерность ищется статистически.

Для проведения численных расчётов использован программный пакет REBOUND с открытым исходным кодом [95]. Данный пакет разрабатывается и

поддерживается более 10 лет и протестирован на множестве различных задач динамики Солнечной системы и не только (см., например, [96; 97]), а порядок распространения с открытым исходным кодом позволяет беспрепятственно проверять содержание кода программы и модифицировать его под свои задачи (при необходимости). Исходный код программы написан на языке C, также имеется оболочка на языке python3, позволяющая вызывать подпрограммы из кода на python3. Код оптимизирован для использования в UNIX-подобных системах [95]. В пакете REBOUND реализовано множество схем, остановимся подробнее на одной из них, гибридной схеме MERCURIUS [98], которая будет использоваться далее. Данная схема является развитием идей, заложенных в программе MERCURY6 [92], она комбинирует в себе симплектическую схему WHFast [99] и модифицированную схему Эверхарта IAS15 [100]. Схема WHFast [99] представляет собой модифицированную симплектическую схему Уиздома-Холмана [90] для интегрирования движения тел в Солнечной системе на больших интервалах времени. Данная схема сохраняет энергию с ошибкой $O(\epsilon^2 dt^2)$, где dt – шаг по времени, ϵ – порядок возмущения, т.е. отношение массы основного тела (Солнца) к массе возмущающего тела (планеты). При обнаружении сближения частиц в схеме MERCURIUS интегрирование переключается на схему IAS15, использующую разбиение Гаусса-Радау. Такие схемы относятся к классу методов Рунге-Кутты. Шаг по времени в данной схеме выбирается автоматически в соответствии с величиной ускорения частиц и соответствующих коэффициентов в схеме [100]. Переключение между схемами происходит при выполнении ряда условий, основным из которых является сближение тел на расстояние трёх радиусов сферы Хилла [98]. Данный критерий можно варьировать, но, следуя рекомендациям разработчиков для моделирования объектов Солнечной системы, критерий сближения брался без изменений. В расчётах также учитывались столкновения астероидов с Солнцем и планетами, астероиды при этом считались точками, а в качестве сечения столкновения брались геометрические размеры Солнца и планет.

Основные изменения параметров орбит астероидов происходят во время сближений с планетами. Поэтому нужно отслеживать все сближения. Исходя из этого критерия, подбирался шаг по времени для основной схемы расчёта. Для исследования того, какой шаг по времени необходим для точного подсчёта количества сближений, с помощью пакета NEOPOP, кратко описанного выше, была сгенерирована синтетическая популяция из 500 АСЗ и её эволюция проинтегри-

рована при помощи описанной выше методики с помощью схемы MERCURIUS с различным шагом по времени на интервале 1 млн лет. Были выбраны шаги по времени, равные 0.3 дня, 3 дня и 30 дней. Также, для контроля, было выполнено интегрирование при помощи схемы IAS15 с переменным шагом по времени. На рис. 8 представлена зависимость от времени количества сближений астероидов из этой модельной популяции с планетами. Во всех этих расчётах, так же как и в основном, учитывалась гравитация Солнца и планет Солнечной системы, а также возможность столкновений. Поскольку различия между результатами интегрирования с шагом 0.3 дня и 3 дня несущественны, из соображений экономии вычислительного времени для основных расчётов выбран шаг 3 дня.

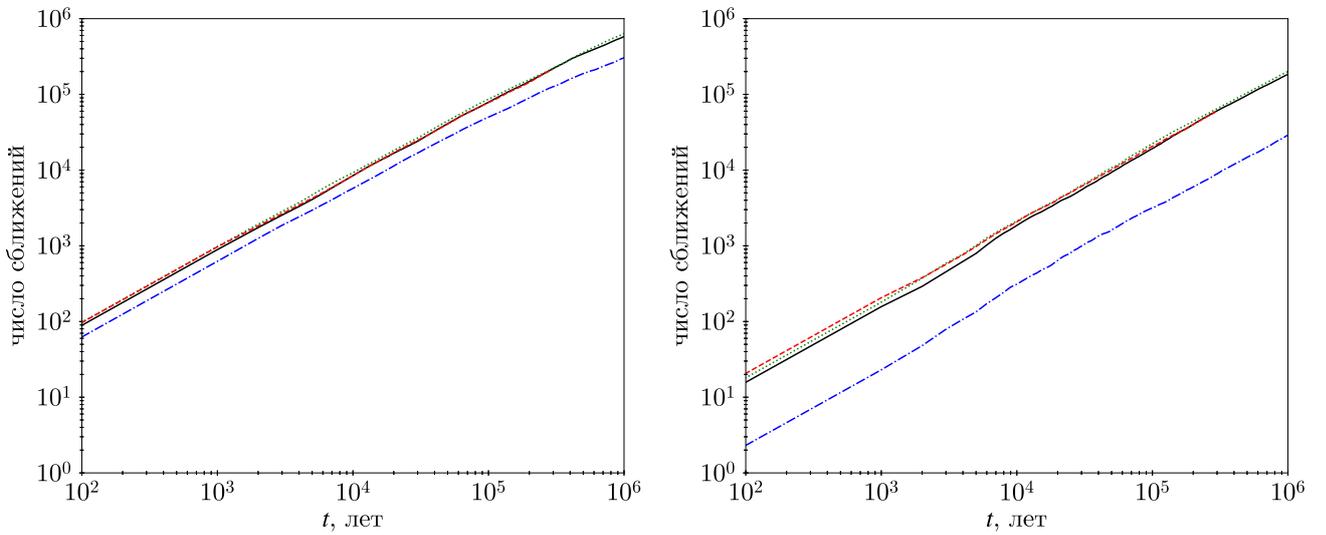


Рисунок 8 — Зависимость общего количества сближений модельных астероидов со всеми планетами (слева) и отдельно с Землей (справа) от времени. Для интегрирования при помощи схемы MERCURIUS: штрих-пунктирная синяя линия соответствует интегрированию с шагом по времени 30 дней, сплошная чёрная линия — с шагом 3 дня, пунктирная зелёная линия — с шагом 0.3 дня. Штриховая красная линия соответствует интегрированию при помощи схемы IAS15.

1.2 Медианное время t_{NEA} жизни ансамбля АСЗ

В данном разделе описываются полученные в [76] результаты расчётов динамической эволюции для полной (с размерами более 1 км) выборки реальных АСЗ ($q < 1.3$ а.е.). Таких астероидов было 833 (вариант 1). В расширенном

варианте (вариант 2) рассматривалась более широкая ($q < 1.6$ а.е.), но тоже полная выборка астероидов (не только АСЗ). В ней было 3024 астероида. Это сделано для того, чтобы изучить особенности эволюции орбит вблизи границы области определения АСЗ ($q < 1.3$). Начальные условия для гравитирующих тел в модели были взяты из онлайн-службы эфемерид NASA JPL HORIZONS (модель DE430) [101].

Распределения астероидов по элементам орбиты a, e, i и q показано на рис. 9. На рис. 10 показано положение всех (вариант 2) рассматриваемых астероидов на диаграмме « $a - e$ ». Поскольку одной из целей работы [76] было оценить чувствительность динамической эволюции ансамбля астероидов к начальным значениям a и e хотя бы на качественном уровне, было выделено цветом и формой значков пять групп астероидов. Штриховая жирная линия отмечает границу $q = 1.3$ а.е., т.е. разделяет области АСЗ (слева и выше границы) и не-АСЗ (справа от границы). Пунктирные линии соответствуют значениям q от 0.1 а.е. до 1.9 а.е. с шагом 0.2 а.е. В табл. 1 перечислены признаки выделенных групп.

Таблица 1 — Группы астероидов на начальной диаграмме $a - e$

Группа	Цвет	Значок	Диапазон изменений a , а.е.	Диапазон изменений e
1	зелёный	квадрат	0 – 1.0	0.5 – 1.0
2	красный	звёздочка	1.0 – 3.5	0.5 – 1.0
3	синий	треугольник	0 – 1.0	0 – 0.5
4	оранжевый	косой крестик	1.0 – 3.5	0 – 0.5
5	фиолетовый	прямой крестик	не АСЗ	не АСЗ

При помощи описанной выше методики был произведён расчёт эволюции ансамбля астероидов в течение 10 млн лет, На рис. 11 показаны относительные темпы изменения числа астероидов N/N_0 , где N – текущее число, а N_0 – начальное число астероидов в каждой из групп. Также показано изменение числа N/N_0 для ансамбля АСЗ в целом.

Интуитивно представляется, что орбиты астероидов групп 1 и 3 должны быть наименее изменчивы, так как относительно малое значение большой

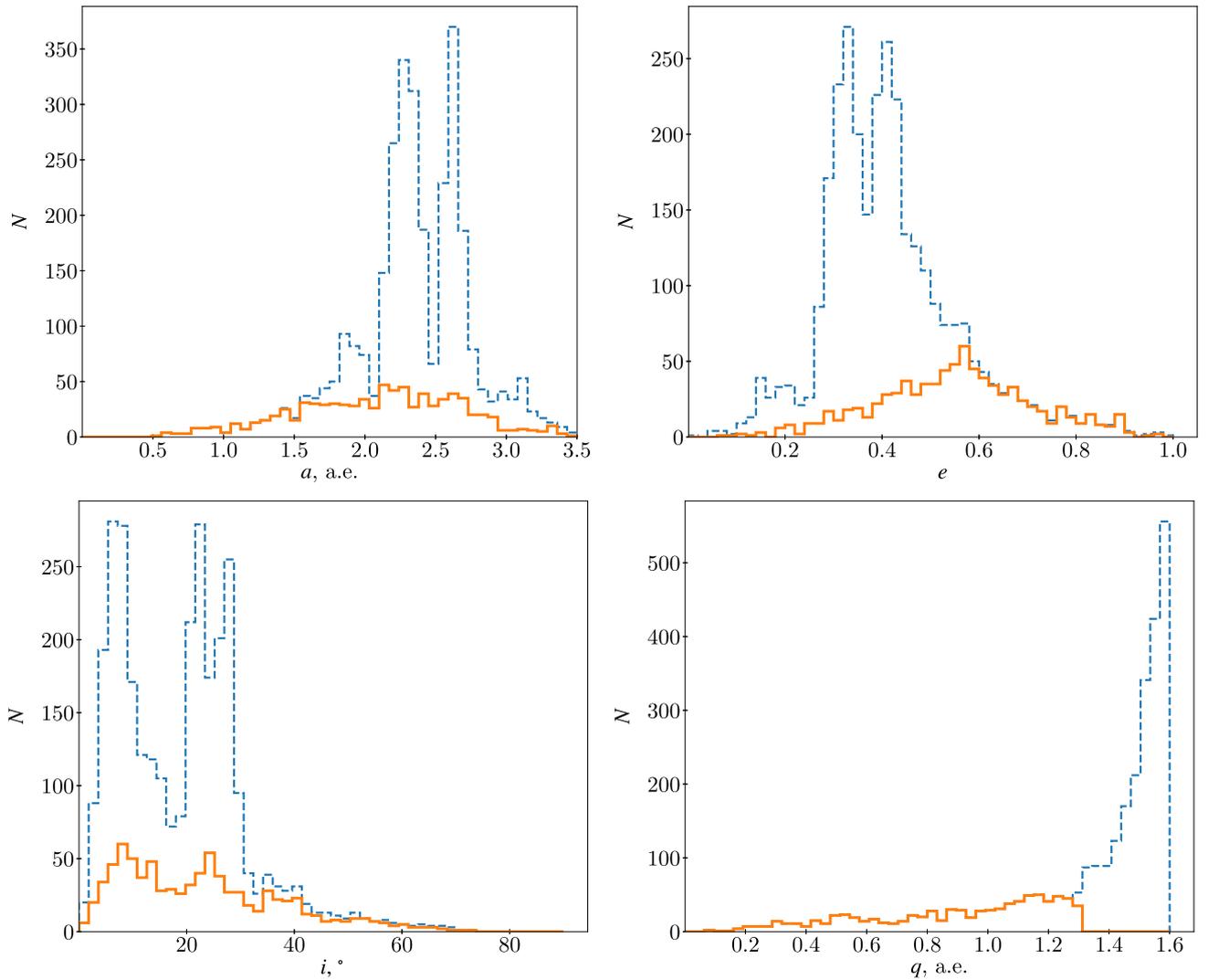


Рисунок 9 — Распределение астероидов по a , e , i и q в начальный момент времени. Штриховая линия показывает распределение для всей выборки (вариант 2), сплошная – распределение среди населения АСЗ, попавшего в выборку.

полуоси означает относительно более редкие сближения с планетами. По аналогичным соображениям орбиты АСЗ группы 2 наименее устойчивы. Эти интуитивные представления хорошо подтверждаются ходом кривых на рис. 11. Видно, что чем больше значения a и e , тем быстрее АСЗ уходят из этой области. Характерное (медианное) время t_{NEA} отличается для «крайних» групп 3 и 2 во много раз. Это имеет большое значение для изучения механизмов пополнения АСЗ. Такие механизмы должны обеспечивать пополнение не только общего числа АСЗ, но и по отдельным группам. Очевидно, что исходя из квазистационарности числа АСЗ, механизмы пополнения должны, например, «поставлять» АСЗ группы 2 гораздо более интенсивно, чем АСЗ других групп. Полученные результаты стимулировали более детальное рассмотрение зависимости t_{NEA} от

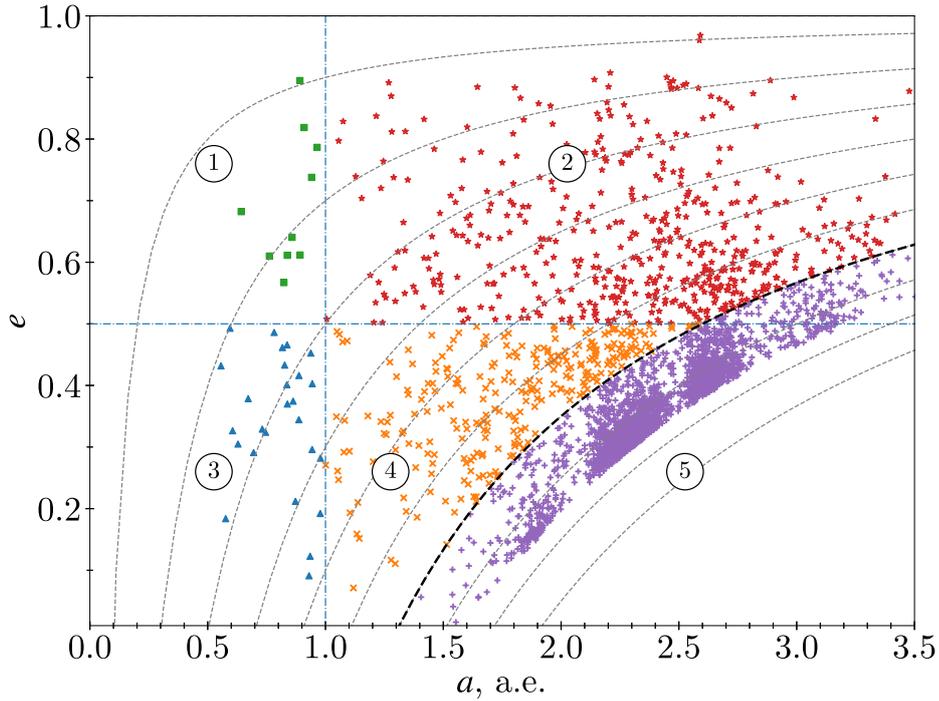


Рисунок 10 — Распределение ансамбля астероидов на диаграмме « $a - e$ » на начальный момент времени. Штриховая жирная линия отмечает границу $q = 1.3$, т.е. разделяет области АСЗ и не-АСЗ. Пунктирные линии соответствуют значениям q от 0.1 а.е. до 1.9 а.е. с шагом 0.2 а.е. Выделены группы астероидов 1–5.

начальных орбитальных параметров АСЗ. В разделе описаны результаты этого более детального исследования.

Из рассмотрения хода линии А на рис. 11, представляющей изменение относительного числа АСЗ в ходе эволюции, видно, что время t_{NEA} для всего ансамбля АСЗ составило примерно 3.5 млн лет.

Естественно задать вопрос: насколько устойчив полученный результат для среднего темпа убыли АСЗ, поскольку составляющие (т.е. зависимости для групп) различаются так сильно? Здесь оказался полезен метод моделирования населения АСЗ, поскольку позволяет легко реализовать и проанализировать различные вариации.

Для построения модельных наборов АСЗ были использованы пакеты НЕОРОР и НЕОМОД, упоминавшиеся в разделе 1.1. При помощи каждого из пакетов было сгенерировано по 10 наборов начальных условий АСЗ с $H < 18$ (в программах варьировалось число инициализации (seed) генератора случайных чисел). Так как пакет НЕОМОД генерирует для каждого астероида только

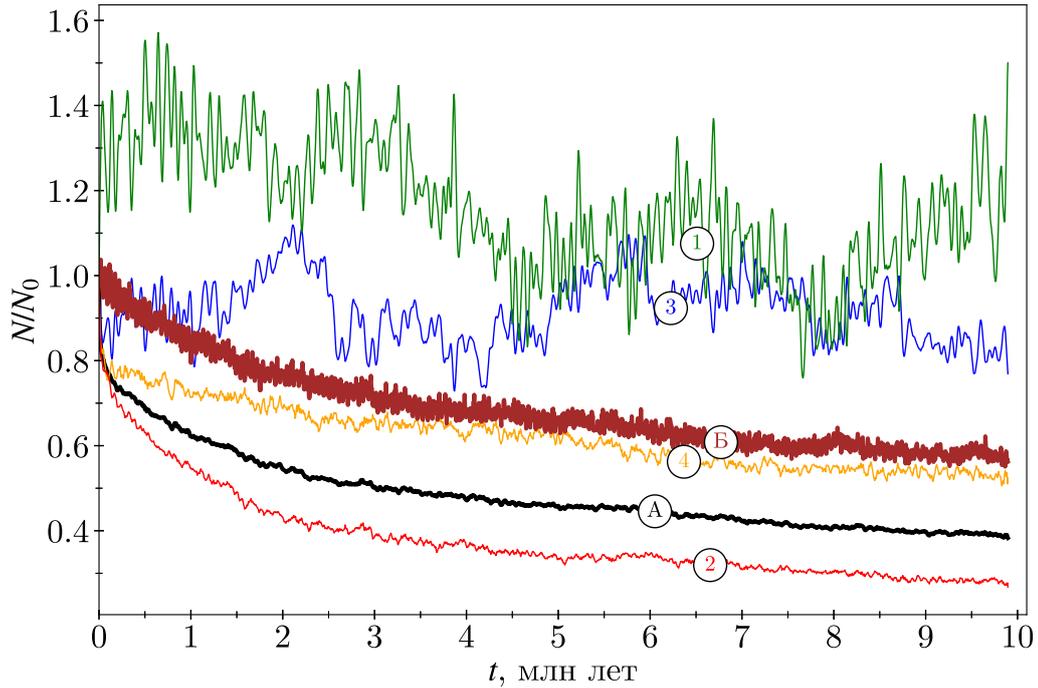


Рисунок 11 — Изменение относительного числа АСЗ в процессе эволюции. Цвета линий и обозначения соответствуют обозначениям в табл. 1. Линия «А» показывает изменение относительного числа астероидов в модели, содержащей только АСЗ, линия «Б» – в модели, содержащей расширенную выборку.

элементы орбиты a, e, i , то для однозначного задания начального условия этот набор был дополнен ещё тремя элементами орбит: долготой восходящего узла Ω , аргументом перигелия ω и средней аномалией M . Среди набора модельных АСЗ данные величины были распределены равномерно в диапазоне $[0, 2\pi)$, что соответствует распределению среди наблюдаемых астероидов. Пакет NEOPOR сразу генерирует полный набор элементов орбит, позволяющий однозначно задать положения и скорости в модели. Для контрольного сравнения использовалась выборка из базы данных ЦМП МАС с $H < 18$ (на февраль 2024 г). Интересно отметить, что при задании условия $H < 18$ пакет NEOMOD генерирует популяцию из 1134 АСЗ, пакет NEOPOR – из 1221 АСЗ. При этом в базе данных ЦМП МАС на февраль 2024 г насчитывается 1067 АСЗ с $H < 18$.

Для каждого из получившихся наборов астероидов производилось интегрирование движения на 15 млн лет с использованием описанной выше методики при помощи программы REBOUND одной и той же версии. На рис. 12 показана зависимость N/N_0 от времени для различных моделей. Как можно видеть из рисунка, эволюция в моделях с начальными условиями, сгенери-

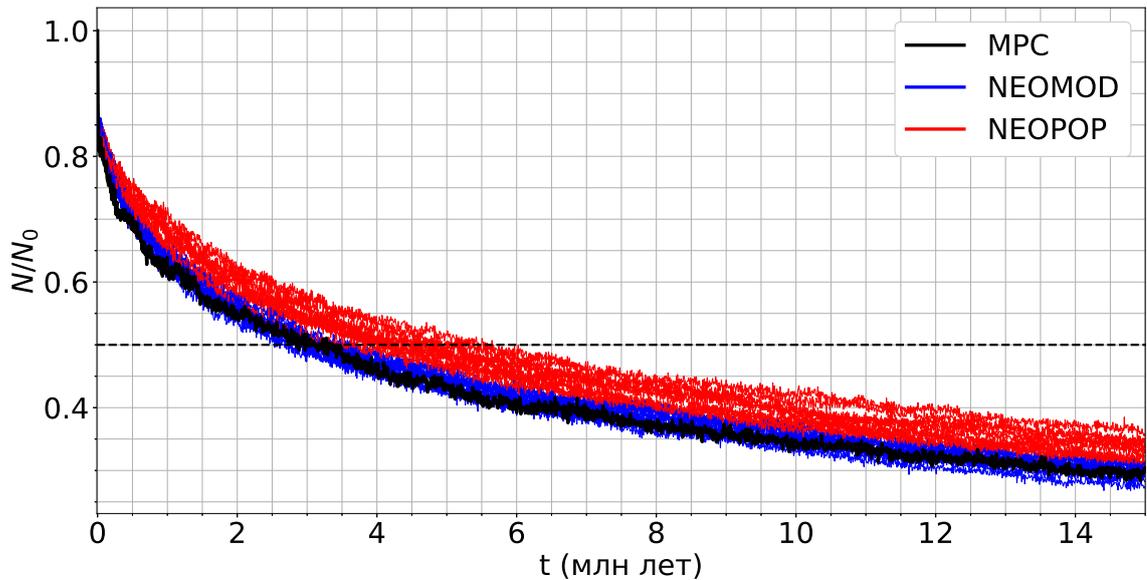


Рисунок 12 — Изменение относительного числа модельных АСЗ в процессе эволюции. Красный цвет соответствует моделям с начальными условиями, сгенерированными НЕОРОР, синий цвет — моделям с начальными условиями, сгенерированными НЕОМОД, чёрная сплошная линия соответствует модели с начальными условиями, взятыми из базы данных ЦМП МАС. Пунктирная чёрная линия соответствует $N/N_0 = 0.5$.

рованными пакетом НЕОРОР, протекает немного медленнее по сравнению с моделями с начальными условиями, сгенерированными пакетом НЕОМОД, и значения t_{NEA} заметно отличаются. При этом синие линии на рисунке заметно ближе к чёрной, которая соответствует эволюции в контрольной модели, составленной по выборке из базы ЦМП МАС. Это означает, что модель населения АСЗ, заложенная в НЕОМОД, лучше отражает свойства реального населения АСЗ.

Рассмотрим подробнее различия в величине t_{NEA} , которые получаются в моделях НЕОРОР и НЕОМОД. На рис. 13 представлены усреднённые кривые зависимости $N/N_0(t)$ для моделей, построенные простым усреднением по десяти моделям на каждый момент времени t . Хорошо видно, что синяя кривая проходит близко к чёрной. Для моделей НЕОРОР средний темп убыли составляет $t_{NEA} \simeq 4.25$ млн лет, для НЕОМОД $t_{NEA} \simeq 3.3$ млн лет, что совпадает с оценкой для модели, составленной на основе выборки реальных астероидов из ЦМП МАС. Разброс в местах пересечения линий с прямой $N/N_0 = 0.5$ на рис. 12 позволяет судить о погрешности в оценке t_{NEA} . Для набора моделей НЕОРОР разброс составляет примерно 2 млн лет ($3.8 < t_{NEA} < 5.8$ млн лет), для моделей

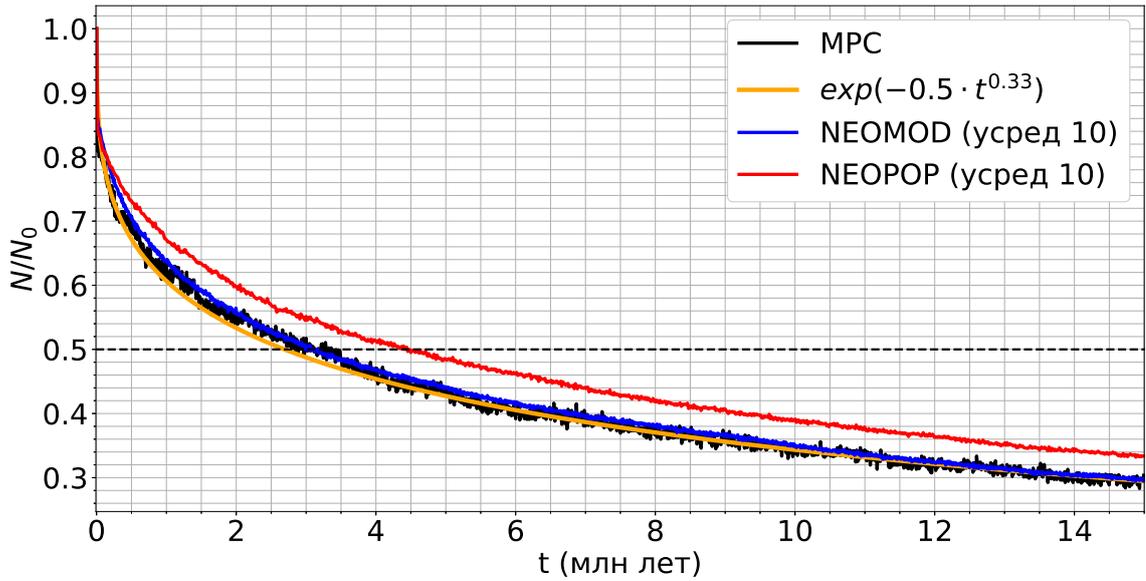


Рисунок 13 — Усреднённые изменения относительного числа АСЗ в процессе эволюции. Красная линия соответствует моделям с начальными условиями, сгенерированными НЕОРОП, синяя линия – моделям с начальными условиями, сгенерированными НЕОМОД, чёрная сплошная линия соответствует модели с начальными условиями, взятыми из базы данных ЦМП МАС. Жёлтой линией показана аппроксимационная формула.

НЕОМОД – примерно 1 млн лет ($2.6 < t_{NEA} < 3.8$ млн лет). Несмотря на то, что модель НЕОРОП генерирует большее количество частиц в заданном интервале H , разброс по времени t_{NEA} существенно больше чем в модели НЕОМОД. Количество частиц влияет на разброс. На рис. 14 показан темп убыли для набора моделей, начальные условия для которых были сгенерированы при помощи НЕОРОП, но с масштабированием популяции до 500 АСЗ. Из рисунка видно, что разброс составляет уже почти 4 млн лет ($4.2 < t_{NEA} < 8$ млн лет).

В ходе работы было отмечено, что кривая убыли может быть приближена аппроксимационной формулой вида:

$$\frac{N}{N_0} = e^{-0.5 \cdot t^{0.33}}, \quad (1)$$

которая показана жёлтой линией на рис. 13. Вопрос о физическом смысле коэффициентов в выражении (1) нуждается в дополнительном исследовании.

Как видно из рис. 8, население астероидов (рассматривались 500 модельных астероидов) уже на шкале времени в тысячу лет испытывает большое количество сближений с планетами – около тысячи сближений за 10 тыс. лет.

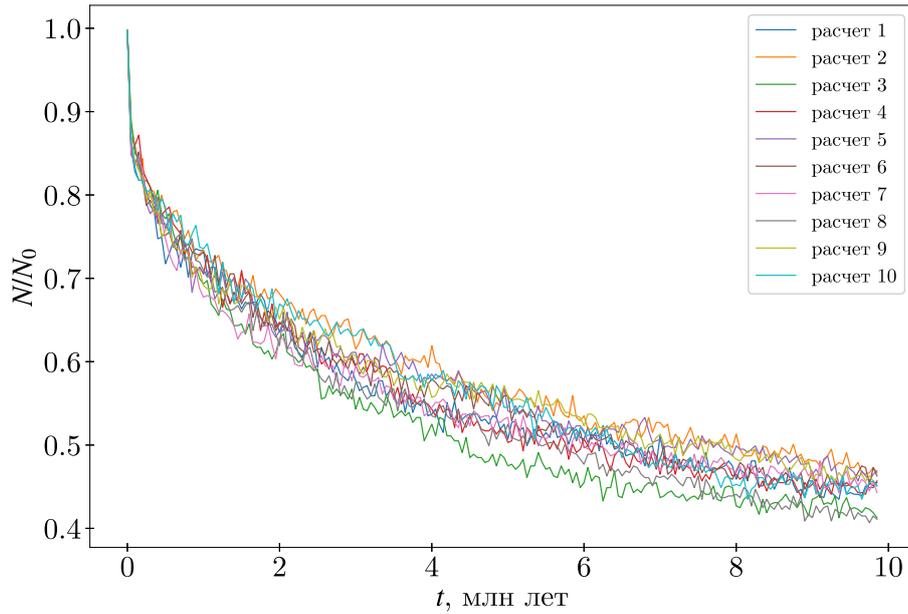


Рисунок 14 — Изменение относительного числа модельных АСЗ в процессе эволюции для 10 прогонов интегрирования в модели НЕОРОР. Начальное число АСЗ – 500. Номера на легенде соответствуют номеру прогона.

Понятно, что при этих сближениях орбиты малых тел испытывают существенные изменения и их положение в пространстве элементов орбит существенно меняется. При сравнении рис. 15, построенного для всего ансамбля рассматриваемых астероидов (вариант 2) на момент времени $t = 3000$, и рис. 10 ($t = 0$ лет) видно, что уже через 3000 лет имеет место заметное взаимопроникновение астероидов из различных групп (хотя слово «уже» может быть не вполне уместным, ведь за это время астероиды совершили в среднем почти по тысяче оборотов вокруг Солнца). Изменения наиболее заметны для астероидов с наибольшими a и e . Общее число частиц в зоне АСЗ практически не изменилось, но в правой части рис. 15 видно, что часть частиц из зоны АСЗ (на момент $t = 0$) переместилась в зону не-АСЗ и, наоборот, некоторые изначально не-АСЗ частицы пересекли границу АСЗ и стали (на данный момент) астероидами, сближающимися с Землёй. Этот процесс можно назвать «диффузией» орбит по аналогии с физическим явлением диффузии.

Таким образом, изменение орбит протекает в обоих направлениях. На нижней границе области расположения не-АСЗ астероидов (чёткой по определению на момент $t = 0$ и заданной условием $q = 1.6$ а.е.) на рис. 15 видно существенное «расплывание» частиц за пределы этой границы. Если бы можно было вклю-

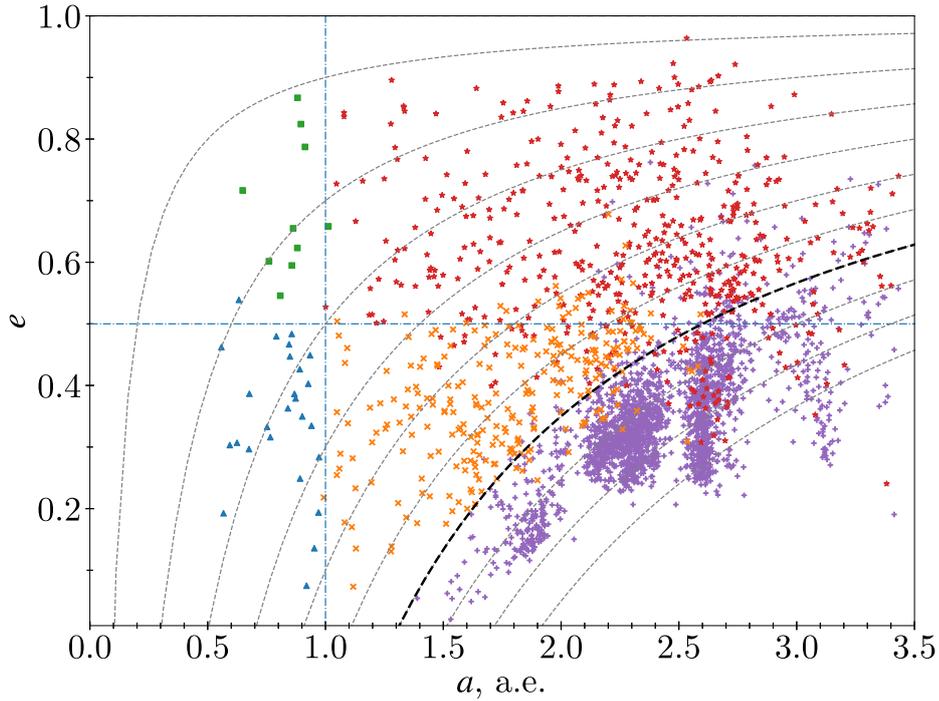


Рисунок 15 — Распределение ансамбля астероидов в модели 2 на диаграмме « a — e » на момент времени 3000 лет. Обозначения точек соответствуют обозначениям на рис. 10.

читать в расчёты все астероиды размером более 1 км, т.е. не проводилось бы ограничение по q , то правый нижний угол был покрыт миллионами точек — астероидами Главного пояса, а отток точек через нижнюю границу ансамбля компенсировался бы притоком в обратном направлении.

Рассмотрим начальный этап эволюции числа АСЗ. На рис. 16 показано изменение N/N_0 для АСЗ в первые 20 тыс. лет эволюции. Видно, что сначала уход АСЗ из области определения происходит относительно быстро. После быстрого первичного снижения величина N/N_0 через 3–4 тыс. лет выходит на примерно постоянное значение, близкое к 0.85. Выход на такой квазистационар обусловлен тем, что некоторые ранее диффундировавшие в область не-АСЗ частицы начинают возвращаться в АСЗ-область. «Квази» потому, что на этом относительно коротком интервале вековую эволюцию (уменьшение N/N_0 на масштабах миллионы лет, показанную на рис. 11) заметить трудно.

На этом же рис. 16 показана зависимость N/N_0 от времени, полученная по всему ансамблю отобранных астероидов. Видно, что есть некий шум, но значение N/N_0 близко к 1 и практически не уменьшается за 20 тыс. лет. Это результат того, что обратный поток из области не-АСЗ компенсирует потерю АСЗ из-за

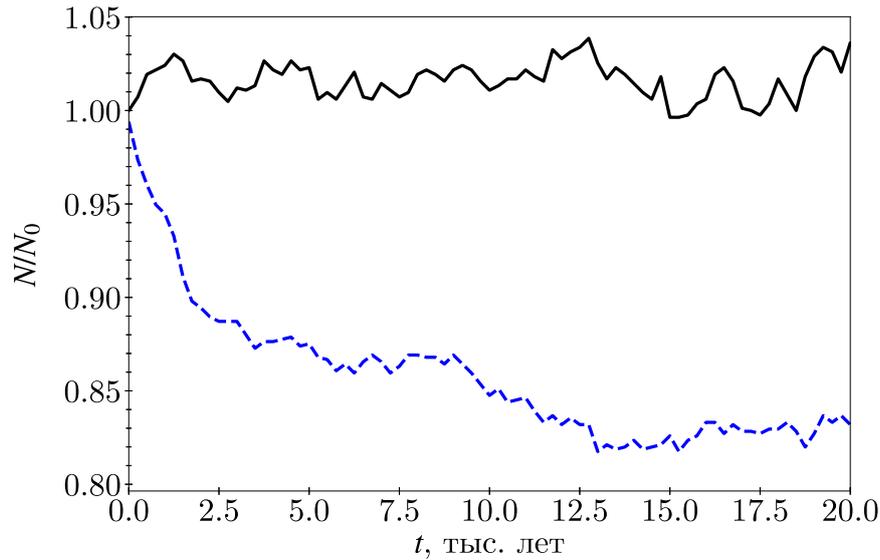


Рисунок 16 — Относительное изменение числа АСЗ в первые 20 тыс. лет. Штриховая синяя линия соответствует модели, в которой изначально были только АСЗ, чёрная сплошная линия модели, включавшей всю выборку.

диффузии. Конечно, темп эволюции, «диффузии», различен в разных областях диаграммы $a - e$ пространства орбит, что хорошо видно на рис. 11.

1.3 Зависимость темпа убыли от начальных орбитальных параметров

Как показали предварительные исследования, результаты которых изложены в разделе 1.2, темп убыли АСЗ сильно зависит от значений начальных орбитальных параметров (элементов орбит). Это важное выявленное обстоятельство стимулировало более детальное рассмотрение вопроса. В [77] рассмотрена эволюция полной выборки (833 АСЗ), описанная выше в разделе 1.2, но с более детальным разбиением по группам начальных элементов орбит и на более длинном промежутке времени (20 млн лет).

Область орбитальных параметров населения АСЗ была разбита на ячейки, граничными значениями для которых были:

$$a = 0.0, 1.5, 2.25, 3.0 \text{ а.е.}$$

$$e = 0.0, 0.2, 0.7, 1.0$$

$$i = 0^\circ, 20^\circ, 180^\circ$$

Количество таких ячеек – 18, это довольно грубая сетка, но из-за относительно небольшого общего числа рассматриваемых астероидов число ячеек увеличить не представляется разумным, т.к. и без того малое число АСЗ в ячейке при этом стало бы слишком малым для проведения статистических оценок. Эволюция отношения N/N_0 , т.е. отношение текущего числа АСЗ к начальному числу АСЗ в данной ячейке, прослеживалась для каждой такой ячейки, и, соответственно, для каждой ячейки определялось значение t_{NEA} .

Для лучшего понимания роли сближений астероидов с планетами для всех астероидов подсчитывалось число сближений каждого астероида с планетами (сближением считался вход астероида в зону, радиусом в три радиуса сферы Хилла планеты, см. подробнее в 1.1). Также в модели непрерывно отслеживалась статистика ухода АСЗ по различным каналам (столкновения с Солнцем, столкновения с планетами, уход астероидов из Солнечной системы, выход астероидов из области определения АСЗ).

Зависимость $t_{NEA}(a, e, i)$ в области орбитальных параметров населения АСЗ проиллюстрирована на рис. 17. Из рисунка хорошо видно, что t_{NEA} сильно зависит от начальных орбитальных параметров. Естественно полагать, что это связано, прежде всего, с количеством сближений данного астероида с крупными возмущающими орбиту астероида телами (планетами) за время интегрирования: чем больше сближений, тем более вероятен уход астероида из области АСЗ. Поэтому представляется логичным рассматривать $t_{NEA}(a, e, i)$ и информацию о частоте сближений совместно.

На рис. 18 показано количество сближений для астероидов из разных ячеек на плоскости орбитальных параметров $a - e$, достигнутое на момент времени $t = 12$ млн лет. Картина качественно не меняется и при интегрировании на больший интервал времени. Поскольку число сближений может быть довольно большим, оказалось возможным разбить плоскость $a - e$ на большее количество ячеек по сравнению с рис. 17. Это делает картину более детальной. На верхней панели рис. 18 показано общее число сближений с планетами астероидов, находящихся в данной ячейке. На нижней панели это число нормировано на некоторое среднее число астероидов в данной ячейке, т.е. на этой панели показано как бы некоторое среднее число сближений для каждого астероида из данной ячейки. Весьма характерной деталью на рис. 18 является повышенное число сближений (как общее, так и относительное) для астероидов, для которых перигелийное расстояние $q = 0.72$ а.е. и $q = 1.0$ а.е., а также афелийное

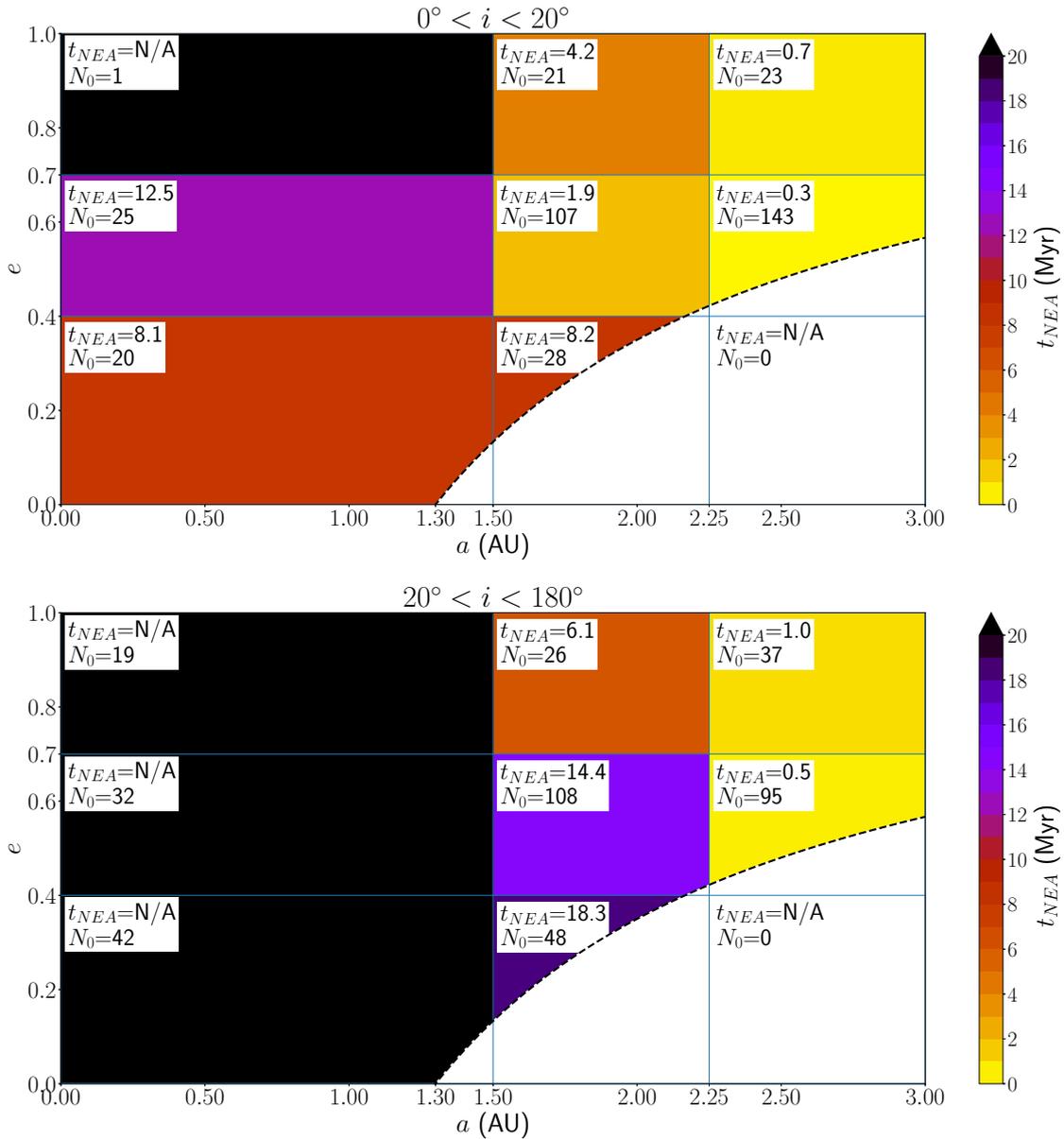


Рисунок 17 — Зависимости $t_{NEA}(a, e, i)$ в выделенных ячейках области орбитальных параметров населения АСЗ. В каждой ячейке цветом и текстом указано время t_{NEA} (в млн лет) и количество астероидов N_0 в момент времени $t_0 = 0$. В зонах, окрашенных чёрным, t_{NEA} превышает 20 млн лет. Обозначение «N/A» (not applicable) означает, что в данной ячейке невозможно вычислить t_{NEA} .

расстояние $Q = 1.0$, а.е. Это объясняется тем, что такие астероиды относительно чаще сближаются с Венерой и Землёй соответственно. Повышенная частота сближений в правом верхнем углу диаграмм на рис. 18 объясняется тем, что астероиды на таких вытянутых орбитах с большими a относительно часто сближаются с Юпитером в афелийной области их орбит.

Рис. 17 иллюстрирует основной характер зависимости t_{NEA} от орбитальных параметров. Учёт информации из рис. 18 позволяет сделать следующие выводы:

1. Значения t_{NEA} существенно выше для АСЗ, орбиты которых изначально имели большие значения i . Качественно это можно объяснить тем, что астероиды на этих орбитах (при прочих одинаковых параметрах) имеют меньше тесных сближений с планетами.
2. При больших значениях a и e значения t_{NEA} существенно уменьшаются. Это обусловлено тем, что на таких орбитах происходит больше сближений с самым мощным возмущающим телом – Юпитером.

Конечно, было бы неплохо получить ещё более подробную карту $t_{NEA}(a, e, i)$, но для ее получения необходимо рассчитать эволюцию гораздо большего количества астероидов на гораздо более подробной сетке ячеек. Такая работа планируется в будущем.

1.4 Каналы убыли АСЗ

В данном разделе рассматривается тот же расчёт, что и в разделе 1.3. На основе полученных результатов расчётов изучена зависимость темпа ухода АСЗ от времени для различных каналов ухода. На рис. 19 показана зависимость от времени количества $N(t)$ АСЗ (относительно начального количества N_0), уходящих из области определения АСЗ по различным каналам.

Со временем относительное распределение по различным каналам меняется, но количество безвозвратно ушедших астероидов (вследствие выброса из Солнечной системы, столкновения с планетами или Солнцем) монотонно растёт. На момент $t = 20$ млн лет доля АСЗ, столкнувшихся с планетами – 4%, столкнувшихся с Солнцем – 15%, вышедших из области определения АСЗ – 7%, выброшенных из Солнечной системы – 48%. Значительная доля столкновений приходится на столкновения с Солнцем, что отмечалось также в работе [19].

С течением времени доля оставшихся АСЗ будет уменьшаться и установятся окончательные соотношения. По предварительным оценкам приведённые выше доли увеличатся пропорционально, примерно в 1.2 раза.

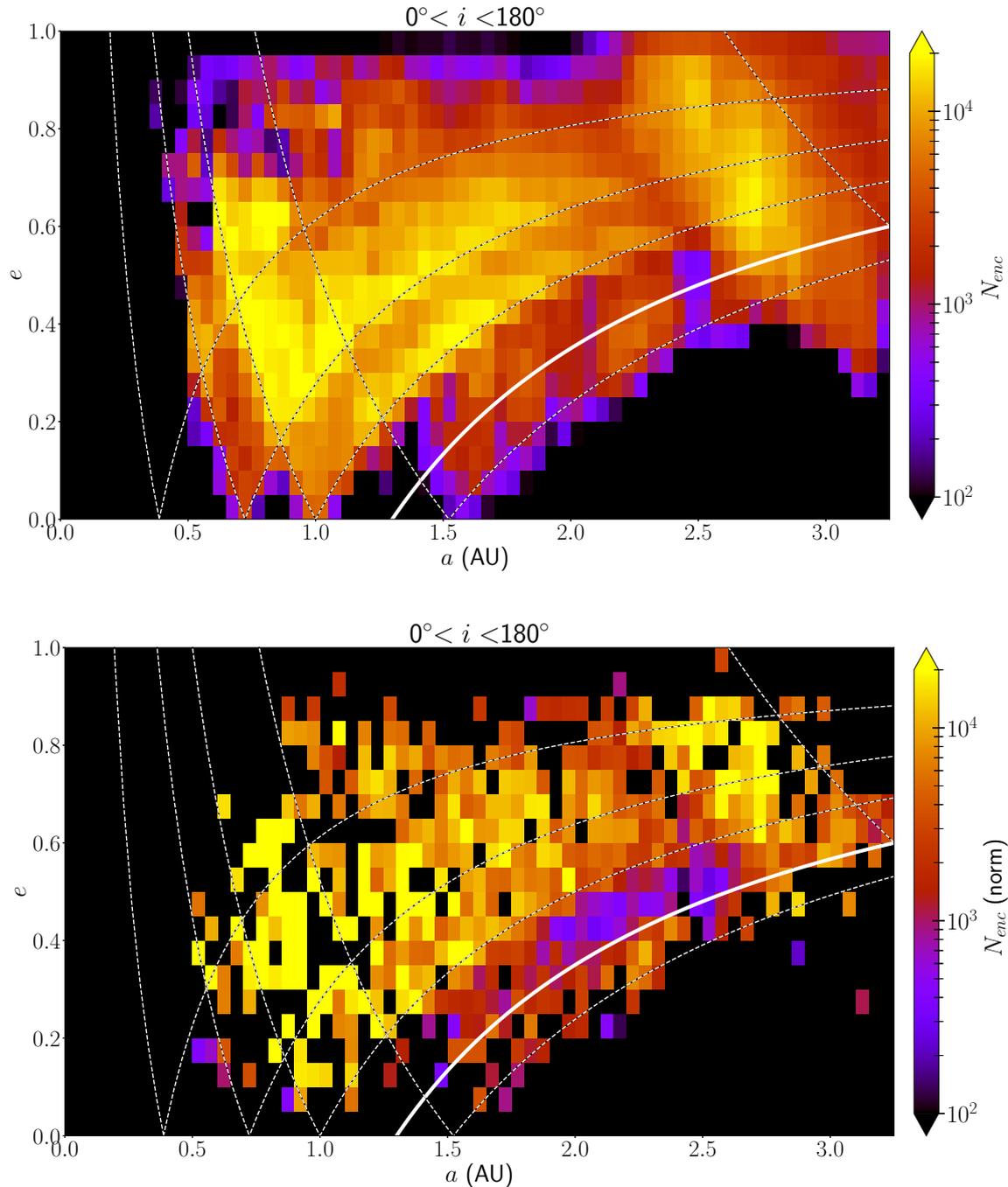


Рисунок 18 — Числа сближений с планетами для астероидов из разных ячеек на плоскости орбитальных параметров $a - e$, достигнутое на момент времени $t = 12$ млн лет. На верхней панели показано общее число сближений астероидов с планетами в данной ячейке. На нижней панели – нормированное число сближений, в пересчёте на астероид. Пунктирные линии соответствуют перигелийному расстоянию $q = 0.387, 0.723, 1.0, 1.523$ а.е., а также афелийному расстоянию $Q = 0.387, 0.723, 1.0, 1.523, 5.203$ а.е. Жирная белая линия показывает границу АСЗ $q = 1.3$ а.е.

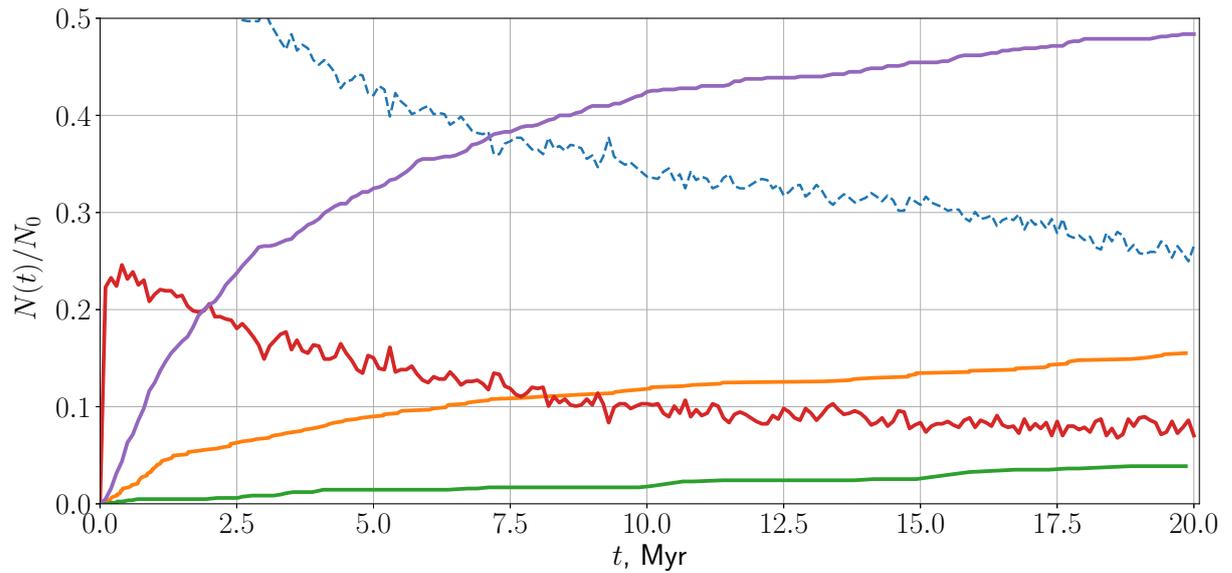


Рисунок 19 — Зависимость от времени относительного количества $N(t)/N_0(t)$ АСЗ, уходящих из области определения АСЗ по различным каналам. Фиолетовая линия — доля АСЗ, выброшенных на момент времени t из Солнечной системы, зелёная — доля АСЗ, столкнувшихся с планетами, оранжевая — доля АСЗ, столкнувшихся с Солнцем, красная — доля АСЗ, оставшихся в Солнечной системе, но вышедших из области определения АСЗ. Штриховая линия — та же зависимость, что показана на рис. 11 линией «А».

Глава 2. Столкновения как механизм активации сублимационно-пылевой активности астероидов

Как упоминалось во Введении, некоторые наблюдаемые особенности в спектрах астероидов могут быть объяснены наличием у астероида пылевой оболочки (экзосферы), но причина возникновения такой экзосферы до сих пор не ясна. В данной главе рассматривается гипотеза о том, что причиной появления экзосферы у крупного астероида может стать столкновение астероида с меньшим по размеру астероидом. Столкновение может привести само по себе к выбросу значительного количества пыли и сформировать экзосферу (столкновительный механизм), либо способствовать «оголению» льдосодержащих слоёв астероида, которое в свою очередь может привести к сублимации и последующему выбросу пыли (столкновительно-сублимационный механизм). Рассмотрение проведено для астероидов Главного пояса (ГПА), однако полученные результаты могут быть применены и к АСЗ.

Для того, чтобы оценить возможный вклад столкновений в формирование пылевых оболочек активных астероидов, необходимо решить несколько подзадач. Во-первых, необходимо получить количественные оценки частоты и масштаба столкновений, которые могут привести к выбросу достаточного для обнаружения количества пыли или вскрытию льдосодержащих слоёв и, во-вторых, проанализировать согласие полученных теоретических оценок с наблюдениями конкретных астероидов с сублимационно-пылевой активностью. Представленные здесь результаты решения таких задач подробно описаны в [80].

2.1 Частота столкновений астероидов в Главном поясе астероидов

Столкновения астероидов в ГПА – постоянно протекающий процесс, влияющий на формирование спектра размеров (масс) астероидов и их орбитальную эволюцию. Столкновительная эволюция населения астероидов рассматривалась многими авторами (см., например, [102–104]). Такие исследования весьма важны для понимания многих аспектов происхождения и эволюции Солнечной

системы и, в частности, ГПА. Но в контексте поставленной задачи важно знать фактический темп столкновений между астероидами различных размеров в нашу эпоху. Прямых наблюдений таких событий мало. Зафиксировать столкновение – это элемент случайной наблюдательной удачи, примером которой является объект P/2010 A2, обсуждавшийся во Введении. Но, конечно, оценки темпа столкновений объектов в ГПА основаны не на таких редких наблюдениях, а на теоретических моделях.

Базовая аналитическая теория для расчёта частоты и скорости столкновений была разработана в работах [105] и [106] и применялась многими исследователями в последующие годы (см., например, [107–109]). В качестве альтернативы различные авторы (см., например, [109; 110] и ссылки в обзоре [111]) использовали прямой численный подход, основанный на интегрировании орбит астероидов за достаточно длительный промежуток времени. Полученное распределение количества сближений и взаимных скоростей при сближениях может быть использовано для определения вероятности столкновений и характерных скоростей ударов.

Среднее количество столкновений N_{col} между астероидом-мишенью радиусом r_t и астероидами-ударниками радиусом, превышающим значение r_p , за время Δt принято оценивать по формуле вида [65; 112]:

$$\langle N_{col}(> r_p) \rangle = \langle P_i \rangle (r_t + r_p)^2 \Delta t N_p(> r_p) , \quad (2)$$

где $N_p(> r_p)$ – количество астероидов-ударников, радиус которых превышает значение r_p , а $\langle P_i \rangle$ – средняя внутренняя вероятность столкновения между мишенью и населением ударников. Формула применима при условии $r_p \ll r_t$. P_i обычно измеряется в единицах $\text{км}^{-2} \text{год}^{-1}$, т.е. в этой специфичной постановке вероятность имеет размерность потока. Можно рассматривать P_i для конкретных ансамблей. Такие расчеты проведены в [113]. Значения P_i для вероятности столкновений между астероидами, входящими в разные зоны ГПА, варьируются от $0.35 \cdot 10^{-18} \text{ км}^{-2} \text{ год}^{-1}$ для столкновений между астероидами внешней зоны (зоны Кибелы, со значениями большой полуоси 3.3–3.51 а.е.) и астероидами внутренней зоны (2.1–2.5 а.е.) до $11.98 \cdot 10^{-18} \text{ км}^{-2} \text{ год}^{-1}$. Для астероидов средней зоны (2.5–2.823 а.е.), куда входит обсуждаемый далее в качестве примера астероид Адеона (большая полуось 2.67 а.е.) общая вероятность столкновения с астероидами всех зон по результатам [113] оценена как $21.5 \cdot 10^{-18} \text{ км}^{-2} \text{ год}^{-1}$.

Понятно, что для оценки числа достаточно эффективных столкновений нужно знать распределение астероидов как по размерам, так и по скоростям сближений, т.е. по энергиям. «Достаточно эффективное» – означает, что в результате столкновения из астероида-мишени будет выброшено достаточное количество пыли для проявления в наблюдениях или на астероиде-мишени будут обнажены подповерхностные (льдосодержащие) слои на достаточно большой площади. Для оценки скоростей сближений можно воспользоваться оценкой случайных (по отношению к круговому движению) скоростей. Согласно [114] случайная скорость V_{ran} оценивается из

$$V_{ran} = (e^2 + i^2)^{1/2} V_{kep} , \quad (3)$$

где V_{kep} – кеплерова скорость, e – эксцентриситет и i – наклонение орбиты (в радианах). Среднеквадратичное значение случайных скоростей для ГПА в целом составляет около 4.8 км/с. Эта оценка хорошо согласуется с результатами динамического моделирования (численной модели сближений астероидов ГПА), представленными в [113].

Однако, знание только лишь средней скорости сближения недостаточно для того, чтобы оценить последствия столкновений. Необходимо знать распределение скоростей. Чтобы выяснить форму этого распределения, мы выбрали из базы данных ЦМП МАС [6] данные об элементах орбит 1178752 астероидов ГПА и по формуле (3) определили соответствующие значения V_{ran} . Распределение $p(V)$ (относительного количества астероидов в интервалах скорости 1 км/с и с центром на значении V_{ran}) показано на рис. 20.

Для оценки эффективности удара нужно знать не только скорость, но и размер (массу) ударника. Для статистических целей важно знать распределение астероидов по размерам и особенно астероидов малых размеров, которые рассматриваются нами как потенциальные ударники. Обычно используют кумулятивную форму распределения $N(> D)$, т.е. число астероидов диаметром, превышающим данное значение D . Поскольку, как отмечалось во Введении, полнота наблюдений (обнаружений) астероидов ГПА в настоящее время достигнута только для астероидов диаметром $D \gtrsim 1$ км, для более мелких астероидов распределение по размерам остается предметом моделирования. Обычно распределение задают в степенном виде $N(> D) \propto D^{-q}$. До сих пор задача построения более-менее общепринятого распределения в этом диапазоне остается нерешенной и разнообразие моделей, к сожалению, означает разнообразие

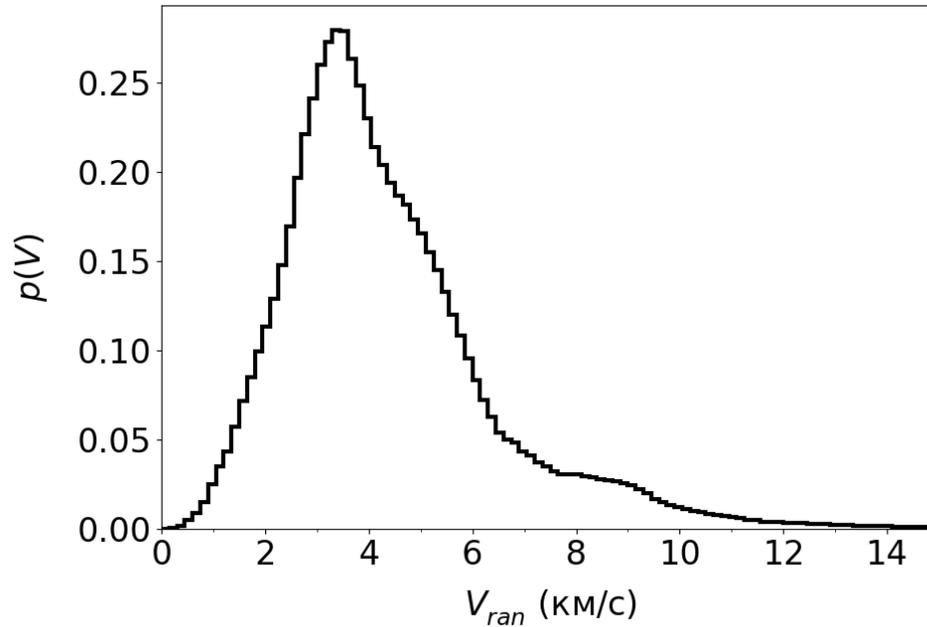


Рисунок 20 — Распределение случайных скоростей V_{ran} , рассчитанных по формуле (3), для астероидов ГПА.

результатов. Согласно [115] для астероидов меньшего размера у различных авторов q может принимать значения от 1.1 до 4.4. В дальнейшем для оценок принимается показанное на рис. 21 распределение, приведённое в классическом обзоре [116]. Распределение астероидов диаметром менее 100 м аппроксимировано красной прямой, для которой $q = 2.3$ (конкретный вид зависимости $N(> D) = 8.4 \cdot 10^{11} D^{-2.3}$, где D измеряется в метрах). Интересно, что для астероидов, сближающихся с Землёй, для всего диапазона D согласно [83] средний наклон распределения $N(> D)$ примерно такой же.

Целесообразно рассматривать диапазон размеров ударников $D = 1\text{--}100$ м. Ударники такого размера уже могут иметь кинетическую энергию, достаточную для выброса значительного количества пыли при ударе или вскрытия льдосодержащих слоев, а столкновения с ударниками большего размера маловероятны. Количество астероидов N_0 в рассматриваемом диапазоне по принятой модели составляет $8.4 \cdot 10^{12}$.

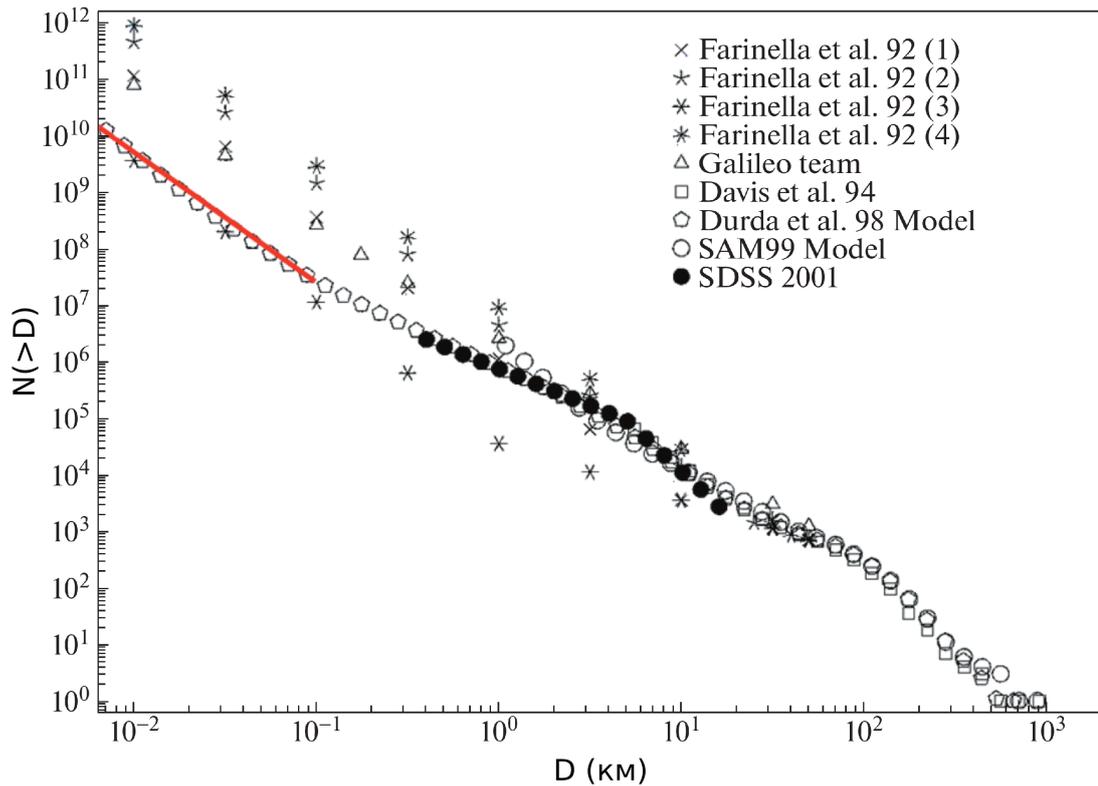


Рисунок 21 — Кумулятивное распределение астероидов ГПА по размерам (диаметру D). Красной прямой аппроксимировано модельное распределение астероидов $N(> D) \propto D^{-2.3}$ для значений $D < 100$ м.

2.2 Параметры выбросов при столкновениях астероидов

В рамках задачи рассматриваются два основных пути появления пылевого вещества в окрестности астероида-мишени вследствие удара: 1) столкновительный механизм: выброс пыли при ударе и 2) столкновительно-сублимационный механизм: кометоподобная активность вскрытой при ударе льдосодержащей поверхности, когда астероид приближается к Солнцу на достаточное расстояние. Существенное различие этих вариантов состоит в том, что столкновение астероидов и соответствующие такому столкновению проявления происходят на любом участке орбиты. А вот кометообразная активность наиболее выражена в области перигелия. В [35; 36] и в других работах сублимационно-пылевая активность ряда астероидов отмечена на перигелийном участке орбиты, что может означать, что эта активность обусловлена именно кометным механизмом, т.е. выбросом пылевых частиц с поверхности льдосодержащих слоёв. Однако, поскольку на других участках орбит спектральные наблюдения, позволяющие обнаружить разреженную пылевую экзосферу, вызванную сублимацией льдов

[36], не проводились, назвать это предположение единственным нельзя, поскольку не исключено, что частота соударений с выбросом достаточного количества пыли при ударе относительно велика и статистически столкновительный механизм также может быть пригоден для объяснения наблюдений. Это (выяснение относительного вклада столкновительного механизма в сравнении со столкновительно-сублимационным механизмом) и есть основной предмет обсуждения в данной главе.

В [80] обсуждаются параметры столкновений, от которых зависят диаметр и глубина образовавшегося при ударе кратера и, соответственно, количество выброшенного вещества. В наиболее общем и простом представлении размеры кратера зависят от характеристик ударника (размера, плотности, скорости удара), от характеристик астероида-мишени (плотности и прочности поверхностных слоёв и силы тяжести на поверхности), а также от геометрических условий удара (угла соударения). В серии работ [117—119] проведен анализ законов масштабирования процессов кратерообразования. Согласно этим и другим работам реализуются два основных режима: образование кратеров на крупных телах, где существенную роль играет сила гравитации мишени (gravity-dominated, гравитационный режим), и образование кратеров на (относительно малых) телах, где роль гравитации по сравнению с ролью прочности верхних слоёв мишени менее существенна (strength-dominated, прочностной режим). Обсудим различие между этими режимами подробнее, поскольку для оценки параметров образующихся ударных кратеров, необходимо обосновать применение того или иного варианта.

В [117] приведен анализ условий реализации обсуждаемых режимов кратерообразования для Земли. Прочность поверхностных земных пород (обозначена Y) лежит в диапазоне от менее 0.01 МПа до десятков МПа и более (для монолитных камней без трещин). Под прочностью Y будем понимать её существенную для мелкодисперсных сред (например, реголита) составляющую – когезионную прочность (когезию). С другой стороны, литостатическое (геостатическое) давление, определяемое весом столба вышележащих горных пород, обусловленное гравитационным полем Земли, при углублении на каждый метр растёт на 0.03 МПа. Для земной почвы, состоящей из незатвердевшей глины ($Y \simeq 0.1$ МПа), можно оценить, что если характерный размер области удара (размер ударника) менее ~ 1 м, то ролью гравитационного поля можно пренебречь. Согласно [117] условие разграничения режимов $Y = \rho \cdot g \cdot l$, где ρ

– плотность породы, g – ускорение силы тяжести, l – характерный линейный масштаб (размер ударника). Если $Y/(\rho \cdot g \cdot l) > 1$, реализуется прочностной режим, если наоборот – гравитационный режим (см. о сравнении двух режимов в [120]). Рассмотрим несколько примеров. Для лунного реголита когезия составляет 0.1 – 1 кПа [121], для аналогов верхних слоёв марсианской почвы ~ 1 кПа [122]. В [123] проведен обзор свойств марсианской почвы. Механическая прочность для разных участков составила 1 – 15 кПа. И в случае Луны, и в случае Марса для ударников размером более ~ 1 м реализуется гравитационный режим. Для реголита астероида 162173 Рюгу прогнозировалось значение $Y \sim 0.1$ кПа, а ускорение силы тяжести на его поверхности примерно в 8000 раз меньше земного [124]. Так что, как ожидалось, ударный кратер, образовавшийся в проведенном на Рюгу эксперименте, должен был быть ограничен по размеру поверхностной прочностью, т.е. реализоваться прочностной режим. Однако в [125] по результатам видеофиксации процесса образования кратера сделан вывод, что всё-таки характеристики кратера лучше согласуется с гравитационным режимом. Для того, чтобы в образовании кратера на Рюгу доминировала сила тяжести, эффективная прочность мишени должна быть менее 1.3 Па. Материалы почти без когезии, такие как песок, могут удовлетворить этому условию, так что поверхность Рюгу должна состоять из похожего на песок материала. Данные ссылки приведены для того, чтобы показать, что, несмотря на общие правила масштабирования, в каждом конкретном случае нужно рассматривать свойства ударника и мишени.

Почти все изученные в работах [35; 36] астероиды имеют размеры не менее 100 км и характерное ускорение свободного падения порядка 0.01 земного, так что ожидается, что при образовании ударных кратеров из-за столкновения с ударниками размером менее ~ 10 м и при $Y \sim 1$ кПа и более выполняются условия прочностного режима. Размеры таких кратеров (диаметр кратера D_c) можно оценить с использованием следующего выражения для размера переходного кратера [126]:

$$D_c = 2.06r_p \left(\frac{\rho_t V_p^2}{Y} \right)^{0.205} \left(\frac{\rho_p}{\rho_t} \right)^{0.40} (\cos \theta)^{0.34}, \quad (4)$$

где r_p и V_p – радиус и скорость ударника, ρ_t и ρ_p – плотности астероида-мишени и ударника соответственно, θ – угол падения, измеренный от зенита. Среднее

значение θ для нормальной составляющей (ответственной за кратерообразование) в изотропном распределении скоростей составляет 45° . Если выполняется условие гравитационного режима образования кратера, то согласно [126] (см. также близкие выражения в [117; 127]):

$$D_c = 2.06 r_p^{0.83} g^{-0.17} V_p^{0.34} \left(\frac{\rho_p}{\rho_t} \right)^{0.332} (\cos \theta)^{0.44}, \quad (5)$$

где g – ускорение свободного падения на мишени.

Массу M_c выброшенного из кратера вещества можно оценить, предполагая коническую структуру кратера: $M_c = \pi/12 \cdot D_c^2 \cdot h_c \cdot \rho_t$, где h_c – глубина кратера. Конечно, форма реальных кратеров отличается от конической, но для приближённой оценки вполне можно принять коническую форму. Для Земли глубина кратера связана с диаметром весьма простым соотношением $h_c/D_c = 0.18$ [127]. Это отношение можно использовать для предварительной оценки глубины свежих кратеров и на других телах, хотя согласно данным наблюдений отмечается довольно существенный разброс. Наблюдения ансамблей кратеров примерно одного возраста на одном и том же астероиде дают разброс, обусловленный прежде всего различием свойств различных участков поверхностей. Для 101955 Бенну $h_c/D_c = 0.06 - 0.27$ [128]. В [129] показано, что среднее значение, стандартное отклонение и наблюдаемый диапазон h_c/D_c для всего набора кратеров на Югу составляют 0.09, 0.02 и 0.03–0.15 соответственно. Согласно [130] распределение h_c/D_c для ансамбля из примерно 500 кратеров в диапазоне размеров от 3 до 63 км на астероиде 4 Веста соответствует распределению по Гауссу в диапазоне 0.05 – 0.4 с максимумом 0.18. Широкое распределение наблюдается для кратеров, меньших 30 км, в то время как для более крупных кратеров распределение имеет вид довольно узкого пика, центрированного на 0.18.

Естественен вопрос о том, каковы должны быть диаметр и глубина кратера, чтобы было выброшено достаточное количество пыли или чтобы площадь обнаженной льдосодержащей поверхности была достаточной для проявления заметной сублимационной активности. Понятно, что если толщина коры равна h , то для достижения льда под корой нам нужно, чтобы соблюдалось условие $h_c \geq h$. Толщина пылевой коры у комет может меняться в довольно широких пределах. По результатам космического эксперимента Deep Impact на поверхности кометы 9P/TEMPEL1 толщина пылевой мантии оценивается в 1–2 м, в которой преобладают компактные пылевые агрегаты размером более

десятков микрометров [131]. Толщина пылевой мантии на ядре кометы 67P/Чурюмова-Герасименко может быть до 10 см [132; 133]. Скорее всего, для активных астероидов (спящих комет) толщина пылевой мантии должна быть не меньше нескольких метров. Глубина поверхностной коры, под которой льды, если они там были, сохраняются практически при любых условиях, составляет примерно 10 м. Такие оценки были проведены для комет [134; 135]. Таким образом, ударник, образующий кратер диаметром 50–100 м, пробивает корку толщиной 10 м.

Для любого выбранного астероида-мишени (т.е. объекта с фиксированными значениями Y , g и ρ_t) выражения (4) и (5) можно преобразовать к виду:

$$D_c \propto r_p^{0.385} E_p^{0.205}, \quad (6)$$

$$D_c \propto r_p^{0.320} E_p^{0.17} \quad (7)$$

где E_p – кинетическая энергия ударника. Видно, что самая сильная зависимость диаметра кратера – это зависимость от энергии ударника. Можно ввести понятие критического диаметра $D_{c,crit}$, т.е. значения D_c , обеспечивающего площадь вскрытой льдосодержащей поверхности, достаточную для заметного проявления кометной активности, и соответствующей критической энергии $E_{p,crit}$, т.е. кинетической энергии ударника, для которой $D_c = D_{c,crit}$. Можно аналогично ввести $D_{c,crit}$ для столкновительного механизма. Оценим критические значения $D_{c,crit}$ и $E_{p,crit}$ на конкретном примере.

2.3 Критические энергии механизмов инициирования сублимационно-пылевой активности астероидов на примере астероида 145 Адеона

В [80] рассмотрено приложение результатов проведённого выше анализа на конкретном примере астероида 145 Адеона таксономического класса С. По данным [136], диаметр этого астероида $D_t = 144$ км, плотность $\rho_t = 1520$ кг/м³, альбедо 0.048. Наличие сублимационно-пылевой экзосферы у астероида Адеона было обнаружено в сентябре 2012 г. за 1 год (или ~ 0.25 периода обращения) до прохождения перигелия [137]. Повышение отражательной способности Адеоны в сентябре 2012 г. по сравнению с ее спектром отражения в 2004 г. (SMASSII)

составило: в полосе В (рассчитана свёртка среднего спектра отражения астероида с функцией пропускания этой полосы) – 21.7%, во всем видимом диапазоне (0.38–0.77 мкм) – 12.5%, и в более широком диапазоне (0.38–1.65 мкм) – около 0.5%. Хотя вклад отражения от пылевой компоненты, как правило, оценивают по полосе R, использование полосы В для такой оценки позволило показать на качественном уровне преобладание мельчайших ледяных частиц в сублимационно-пылевой экзосфере 145 Адеоны.

По форме спектра отражения астероида можно отметить, что в 2004 г. у астероида отсутствовала пылевая экзосфера, а в период наблюдений 2012 г. (совпавшем с максимумом солнечной активности) она у него была. На рис. 22 представлен нормированный (на 0.55 мкм) спектр отражения астероида 145 Адеона (когда он был в активном состоянии). Спектр получен в сентябре 2012 г. в обсерватории «Пик Терскол» (Терскольский филиал ИНАСАН) с помощью 2-м телескопа со спектрографом низкого разрешения ($R \sim 100$) [137]. Для сравнения также приведен спектр Адеоны, полученный в мае 2004 г., когда астероид был в неактивном состоянии (спектр взят из базы данных SMASSII [138; 139]).

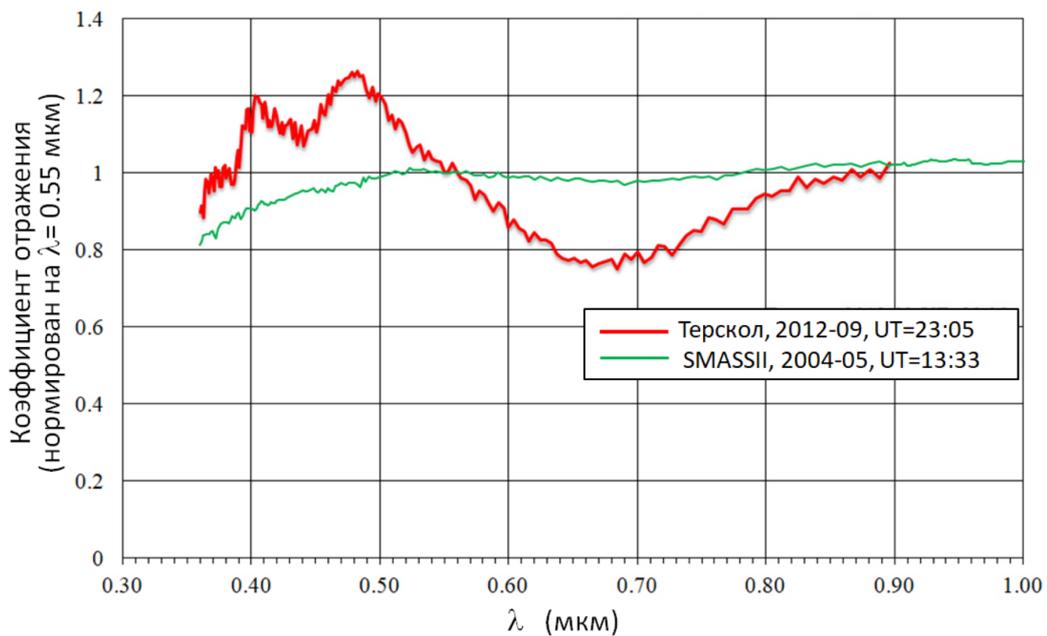


Рисунок 22 — Нормированный спектр отражения астероида 145 Адеона в период проявления активности (красная линия) и без признаков активности в 2004 г. (зелёная линия).

Для оценки фотометрических особенностей введём фактор γ изменения освещённости, создаваемой на Земле астероидом в видимой части спектра,

вследствие выброса пыли и образования отражающей пылевой экзосферы. Как отмечено выше, для Адеоны в оптическом диапазоне, включающем ближний ИК-диапазон, $\gamma \simeq +0.1$. Это означает, что в околоастероидное пространство должно быть выброшено количество твёрдых частиц, обеспечивающих увеличение световой энергии в оптическом диапазоне, отражённой системой «астероид+пылевая экзосфера», в $(1 + \gamma)$ раз. Рассмотрим оба упоминавшихся выше варианта механизма появления пылевого вещества в окрестности астероида-мишени: 1) выброс при ударе (столкновительный механизм) и 2) кометоподобная активность вскрытых при ударе льдосодержащих слоёв (столкновительно-сублимационный механизм).

Проведём простую оценку необходимой массы выброса в столкновительном механизме, исходя из изменения оптических характеристик объекта. Введём понятие оптического сечения астероида как величины, равной произведению геометрического сечения астероида на его отражающую способность (альбедо), т.е. $0.25 \cdot \pi D_t^2 A_t$, где D_t – диаметр астероида, A_t – альбедо его поверхности. В качестве альбедо планет, астероидов и т.д. обычно берут геометрическое альбедо. Оптическое сечение ансамбля пылинок вычислим в предположении, что оно равно сумме оптических сечений пылинок, т. е. сумме геометрических сечений пылинок, умноженной на отражательную способность A_d пылевых частиц. Поскольку мы имеем дело с мелкими частицами (размер соизмерим с длиной волны), то понятие геометрического альбедо в обычном смысле здесь уже неприменимо. Для таких объектов при выполняющихся в нашей задаче условиях (согласно [140] это – малая оптическая толщина пылевого слоя (меньше 0.3) и «независимость» частиц, т.е. достаточно большое расстояние между частицами (больше 3 размеров частицы)) можно для расчёта отраженного от пылевого облака потока излучения использовать оценки альбедо однократного рассеяния и неизотропности (асимметрии) рассеяния. И альбедо, и фактор асимметрии существенно зависят от размеров и оптических свойств частиц. Согласно [141] типичное значение альбедо для отражающих пылевых туманностей (основной вклад вносят пылинки размером ~ 0.1 мкм) в оптическом диапазоне ~ 0.6 . Среднее значение фактора асимметрии также близко к 0.6, т.е. межзвёздные частицы рассеивают преимущественно вперед. Для мелкой пыли (радиус частицы 0.08 мкм) в протопланетных дисках альбедо в оптическом диапазоне ~ 0.4 , фактор асимметрии ~ 0.2 [142]. Для кометной пыли отражающую способность часто считают такой же, как у ядра кометы

(т.е. низкую на уровне ~ 0.05), однако в [143] показано, что коэффициент отражения кометной пыли может быть в несколько раз больше стандартного. В целом, следует отметить, что расчет A_d – непростая задача. В качестве первого приближения используем параметрический подход, рассматривая отношение A_d/A_t как параметр. Как показал предварительный анализ, для дальнейшего рассмотрения можно принять, что значения A_d/A_t лежат в диапазоне 1 – 3.

В дальнейшем принимаем, что частицы распределены по закону $N(a) \propto a^{-n} da$, где a – радиус частицы. Дальнейшее рассмотрение выполнено в предположении, что $n = 4$. «Философское» обоснование такого распределения и обзор некоторых наблюдений представлено в [144]. Определённую поддержку «философского» обоснования можно найти и в других работах. Например, в [145] по наблюдениям кометы 67P/Чурюмова-Герасименко получено, что $n = 4$ для крупных частиц и принимает меньшие значения для мелких частиц. Отметим, однако, что на мелких частицах намного сильнее проявляются динамические эффекты, искажающее начальное (в момент ухода из ядра кометы) распределение по размерам (см. главу 3).

Общую площадь S_d оптического сечения всех пылинок в диапазоне размеров $a_{min} - a_{max}$ при $a_{min} \ll a_{max}$ можно найти из выражения

$$S_d = C \cdot \int_{a_{min}}^{a_{max}} a^{-4} A_d \pi a^2 da = C \cdot A_d \frac{\pi}{a_{min}}. \quad (8)$$

Интервал рассматриваемых размеров частиц $a_{min} - a_{max}$ зададим из следующих соображений. Спектральные особенности в спектрах астероидов с сублимационно-пылевой активностью свидетельствуют о том, что в период активности в экзосфере астероидов появляется значительное количество именно мелкой пыли. Из выражения видно, что основной вклад в S_d дают мелкие (параметр $x = 2\pi a/\lambda \simeq 1$), но не очень мелкие ($x \ll 1$) пылинки. Очень мелкой пыли много и ее общая площадь значительна, но поскольку размеры таких пылинок существенно меньше длины волны, эффективность рассеяния на них в видимом диапазоне спектра очень мала (см., например, [146]) и вкладом этого компонента пыли в оптике можно пренебречь. Таким образом, приемлемая оценка для размеров мелкой пыли $a_{min} = 0.1$ мкм. Для a_{max} достаточным приближением является значение 0.5 м (соответствует минимальному размеру ударника, см. ниже). Согласно (8) крупные частицы практически ничего не вносят в площадь оптического сечения ансамбля пылинок. Да и зависимость (8) от a_{max} слабая, так что результаты мало зависят от выбора этого параметра.

Оценим массу выброшенной пыли M_d , необходимую для того, чтобы обеспечить заданное отношение γ общей площади оптического сечения пылинок к площади оптического сечения астероида. Из соотношения $S_d = \gamma \cdot 0.25\pi A_t D_t^2$ найдем C :

$$C = \frac{1}{4} \gamma \frac{A_t}{A_d} D_t^2 a_{min}$$

и затем

$$M_d = C \cdot \int_{a_{min}}^{a_{max}} a^{-4} \frac{4}{3} \pi a^3 \rho_t da = \frac{\pi}{3} \gamma \frac{A_t}{A_d} D_t^2 a_{min} \rho_t \ln \left(\frac{a_{max}}{a_{min}} \right). \quad (9)$$

Приняв $A_d/A_t = 1/3$, из данной формулы получим для Адеоны $M_d \simeq 1695$ т. Кстати, если бы вся пыль была одного размера ($a = 0.1$ мкм), то хватило бы лишь 86 т. Объём выброшенного вещества соответствует объёму кратера конической формы диаметром 27.5 м и глубиной 5.5 м. Согласно (4) при принятом для Адеоны «среднемарсианском» значении $Y = 5$ кПа получим, что для образования такого кратера необходимо, например, соударение с ударником диаметром 1 м на скорости 4.5 км/с при плотности ударника 2000 кг/м³. Кинетическая энергия такого ударника 10^{10} Дж. Это значение можно считать «критическим», т.е. минимально достаточным для того чтобы при ударе выброшенная пыль давала бы картину сублимационно-пылевой активности масштаба наблюдавшейся у астероида 145 Адеона. Введём обозначение для величины критической энергии ударника $E_{p,crit}$. Не всё это вещество (1695 т) покидает астероид, т.к. крупные фрагменты могут вернуться на поверхность астероида под действием гравитации, но мелкие частицы, имеющие большие скорости разлета и дополнительное существенное воздействие солнечного излучения, улетают и образуют динамическую пылевую экзосферу астероида. Согласно предварительным расчётам, временная шкала жизни такой экзосферы не превышает несколько суток.

2.4 Прогноз частоты проявлений сублимационно-пылевой активности астероидов

Вопрос о частоте достаточно эффективных столкновений сводится к вопросу о частоте столкновений с ударниками, кинетическая энергия которых

превышает $E_{p,crit}$ для данного астероида-мишени. Рис. 23 характеризует распределение небольших (диаметр $d_p < 100$ м) астероидов ГПА по размерам и скоростям сближений. Распределение по размерам этих астероидов получено по модели (показано красной линией на рис. 21). Распределение относительных скоростей представлено на рис. 20. По этой информации получено распределение (точнее плотность распределения) астероидов по диаметру и относительной скорости $p(d_p, V_p)$. $p(d_p, V_p)$ – это нормированное (делённое на N_0 – общее число астероидов) количество астероидов в ячейке размером $1 \text{ м} \times 1 \text{ м/с}$, центрированной на значения d_p, V_p . Собственно, это распределение и показано на рис. 23. Показаны изолинии для некоторых заданных значений кинетической энергии ударников. Интегрируя $p(d_p, V_p)$ по области справа от этих линий, получаем оценку доли $\varphi(> E)$ астероидов с энергией больше заданной. Проверочное интегрирование по всему диапазону параметров, естественно, даёт 1.

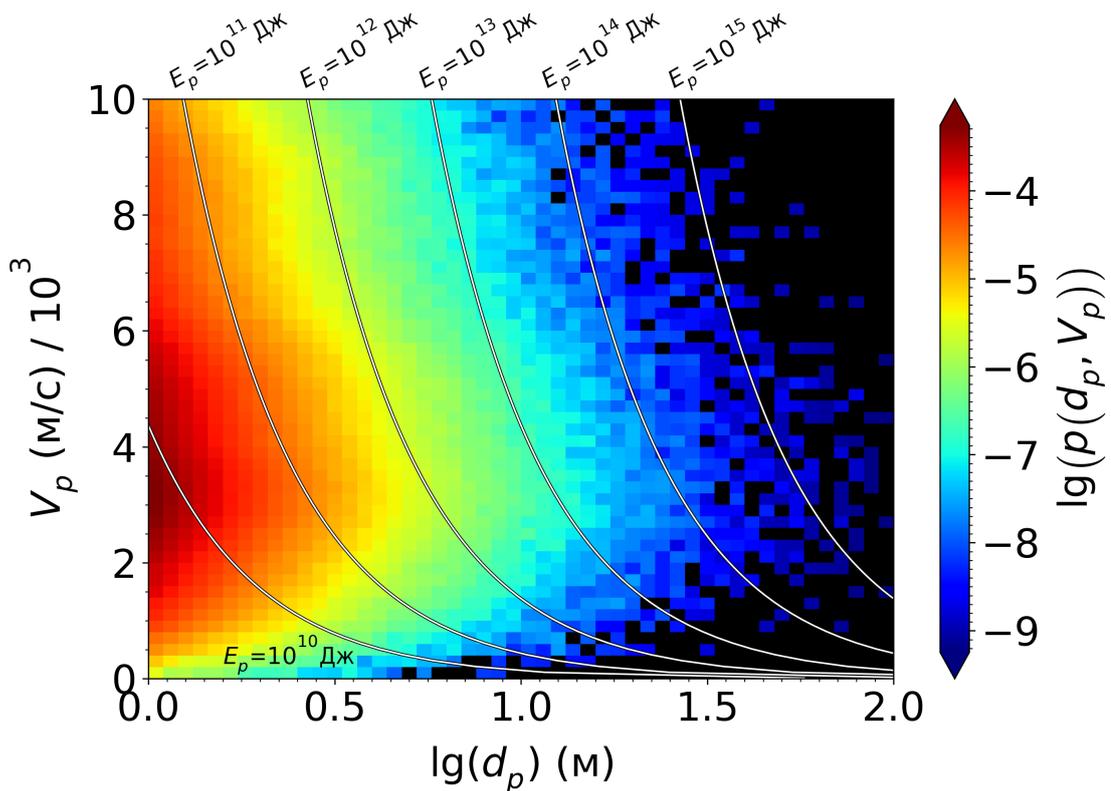


Рисунок 23 — Распределение $p(d_p, V_p)$ потенциальных ударников по размерам и скоростям. Показаны изолинии некоторых значений кинетической энергии ударников.

Понятно, что φ является функцией E и меняется от 1 (при предельно малом E) до 0 при предельно большом значении E . На рис. 24 показан вид функ-

ции φ . Показаны линии, на которых значение кинетической энергии ударника равно $E_{p,crit} = 10^{10}$ Дж и 10^{13} Дж, что соответствует критическим значениям энергии, полученным ранее на примере астероида 145 Адеона.

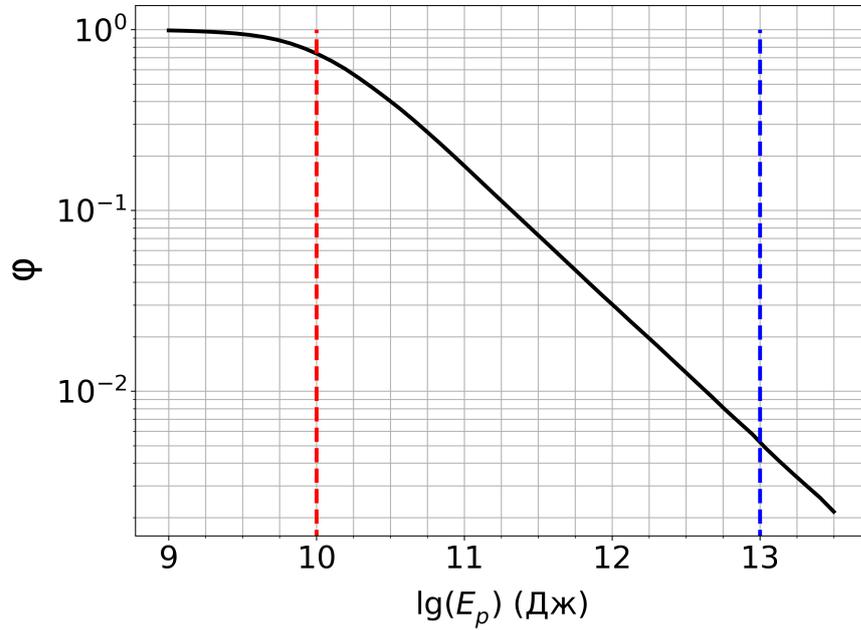


Рисунок 24 — Доля φ астероидов с (кинетической) энергией, превышающей значение E_p . Красной штриховой линией отмечено значение критической энергии $E_{p,crit} = 10^{10}$ Дж. Синей штриховой линией отмечено значение критической энергии $E_{p,crit} = 10^{13}$ Дж (пояснения в тексте).

Согласно модели населения астероидов ГПА, число астероидов в диапазоне диаметров 1–100 м составляет $N_0 = 8.4 \cdot 10^{11}$, а общее количество астероидов, имеющих энергию выше критической, $N_{p,crit} = \varphi N_0$. Теперь для конкретного астероида-мишени можно по аналогии с (2) определить темп столкновений с астероидами-ударниками, для которых выполняется условие $E > E_{p,crit}$, из выражения

$$N_{col>(> E_{p,crit})} = \langle P_i \rangle \pi r_t^2 N_{p,crit} = \langle P_i \rangle \pi r_t^2 \varphi N_0 . \quad (10)$$

Оценим темп соударений астероида 145 Адеона с телами (ударниками), с кинетической энергией, превышающей 10^{10} Дж. Для $P_i = 21.5 \cdot 10^{-18} \text{ км}^{-2} \text{ год}^{-1}$ по формуле (10), получим, что Адеона испытывает $\sim 0.28 \cdot \varphi$ критических столкновений в год. Для $E_{p,crit} = 10^{10}$ Дж из зависимости, показанной на диаграмме рис. 24, получаем $\varphi = 0.75$ и окончательно имеем для Адеоны примерно 0.21 критических столкновений в год. Этот довольно высокий темп столкновений даёт статистический аргумент в пользу ударного механизма. В ГПА

около 300 крупных астероидов размером крупнее 100 км, и частота критических столкновений для каждого из таких астероидов составляет ~ 0.2 и более в год, следовательно, в год критические столкновения испытывают как минимум несколько десятков объектов из этой группы астероидов. Заметим, что была взята минимальная оценка числа астероидов размером < 100 м (см. рис. 21). Пока нет достаточных данных наблюдений, приходится опираться на модели, а по моделям, как видно из рис. 21, можно получить на порядок-два большее количество малых астероидов (потенциальных ударников). Отметим, что в работе [147] количество астероидов диаметром более 1 м оценено в 10^{13} , т.е. более чем на порядок больше принятого в данной работе. Поэтому частоту критических столкновений для каждого из крупных астероидов ~ 1 и более в год нельзя считать нереалистичной. Для анализа частоты наблюдаемых проявлений обсуждаемой здесь активности астероидов важное значение имеет время жизни феномена активности. У астероида P/2010 A2 образовавшаяся вследствие удара обширная пылевая структура, состоящая из довольно крупных частиц, наблюдалась около года [56]. Рассматриваемая в данной работе пылевая экзосфера состоит из мелких частиц (десятые доли мкм), она сохраняется в течение гораздо меньшего промежутка времени Δt . В течение этого промежутка астероид выглядит активным объектом. По предварительным расчетам $\Delta t \simeq 0.01$ года (см. главу 3). Тогда в каждый момент времени проявление текущей пылевой активности можно ожидать у нескольких объектов из ансамбля крупных астероидов. Эта оценка по порядку величины согласуется со статистикой наблюдений. Согласно предварительному анализу наблюдательных данных, полученных в Кавказской горной обсерватории ГАИШ МГУ в период 12/2021 – 03/2022 [148], из ~ 50 наблюдавшихся астероидов два проявили явные признаки активности, ещё два – вероятные признаки.

Проведём аналогичную оценку частоты проявления активности крупных астероидов, приняв минимальное значение параметра $A_d/A_t = 1$. Поскольку необходимый объём пыли, выброшенной при ударе, увеличивается в три раза, нужны более энергичные столкновения. Они происходят реже. Повторение выполненного выше расчета при $A_t/A_d = 1$ показало, что частота столкновений с энергией, превышающей критическую, уменьшается примерно в 2 раза. Тем не менее и эта оценка всё ещё находится в допустимых (для столь скудной наблюдательной статистики) пределах.

Как отмечалось выше, в пользу кометного (столкновительно-сублимационного) механизма свидетельствует некоторая корреляция активности с положением на орбите в области перигелия. Количество периодов обращения, на которых астероид сохраняет активность, может быть больше одного (для 145 Адеоны сублимационно-пылевая активность наблюдалась в трёх прохождениях области перигелия [35; 36]). Рассмотрим сублимационный вариант несколько подробнее.

Для оценки размера кратера, точнее площади вскрытой ударом льдосодержащей поверхности, обеспечивающей кометный механизм выброса пыли в околоастероидное пространство, нужно знать темп выброса пыли с такой поверхности. Наиболее подходящий аналог – кометы, у которых перигелийные расстояния близки к перигелийному расстоянию для Адеоны (2.28 а.е.) и, следовательно, условия инсоляции сходны. В [149; 150] приводятся данные о темпе потери пыли для десятка таких комет. Средний темп потери пыли варьируется от 2.1 кг/с для кометы 115P/Maury до 87.5 кг/с для кометы 81P/Wild 2. Пиковые значения темпа потери пыли (на перигелийном участке орбиты) на порядок выше. Если принять, что активна лишь половина площади ядра кометы (обычно доля активной площади много ниже, см. обсуждение в главе 3), то удельный темп потери массы \dot{m}_d для этих комет в пиковом значении варьируется от 1 до 30 кг·с⁻¹·км⁻².

Очень близкие параметры орбиты с орбитой Адеоны имеет активный астероид/комета P/2015 X6 [151]. Это небольшой астероид ($D \simeq 1$ км), который в пике активности терял пыль с темпом 1–1.6 кг/с. Отметим, что в работе [151] предпочтение отдаётся сублимационному механизму из-за корреляции активности P/2015 X6 с его положением на перигелийном участке орбиты.

При обсуждении формулы (9) было сделано заключение, что для обеспечения увеличения потока отражённого от астероида 145 Адеона видимого солнечного излучения на фактор γ нужно в экзосферу астероида выбросить около 90 тонн мелкой пыли. Поскольку характерное динамическое время существования пылевой экзосферы ~ 0.01 года, темп выброса пыли должен быть ~ 0.3 кг/с. При значениях удельного темпа потери пыли вследствие сублимации $\dot{m} \simeq 1 - 30$ кг·с⁻¹·км⁻² площадь активной поверхности должна быть 0.3–0.01 км² и, соответственно, диаметр вскрытой поверхности (кратера) для обеспечения такого темпа должен быть довольно большим $D_c \sim 0.62 - 0.13$ км. Для образования кратера «среднего» размера ($D_c = 250$ м) ударник при скоро-

сти 4.5 км/с должен быть относительно крупным ($r_p \simeq 5$ м). Соответствующее значение критической энергии 10^{13} Дж.

Теперь оценим темп соударений Адеоны с телами (ударниками), с кинетической энергией, превышающей 10^{13} Дж. Как отмечалось выше, темп столкновений определяется значением фактора φ . Из зависимости, показанной на рис. 24, получим $\varphi = 0.005$ и, соответственно, Адеона испытывает порядка $\sim 10^{-2}$ таких критических столкновений в год. Это не так мало, если учесть, что длительность периода сублимации, т.е. период активности $\Delta t \sim 1$ год. Так что, если все крупные ($D > 100$ км) астероиды примитивных типов (их около 200) содержат подповерхностные льды, то можно ожидать, что в каждый данный момент по крайней мере один или даже несколько из этих астероидов находятся в состоянии сублимационной активности. Во Введении описан пример одновременной сублимационной активности на нескольких астероидах примитивных типов: 145 Адеона, 704 Интерамния, 779 Нина, 1474 Бейра, 24 Фемида и 449 Гамбурга [36]. Все эти астероиды были в своих перигелийных зонах. Это сильный аргумент в пользу сублимационного характера активности астероидов. Пока что данных наблюдений недостаточно для получения уверенных статистических выводов.

Согласно построенной модели, вследствие действия столкновительно-сублимационного механизма в каждый момент времени несколько крупных астероидов могут проявлять признаки сублимационно-пылевой активности. Таким образом, для объяснения проявлений сублимационно-пылевой активности применимы как столкновительный, так и столкновительно-сублимационный механизмы, однако нужны подтверждения в дальнейших наблюдениях.

Глава 3. Избранные вопросы формирования и эволюции метеороидных потоков

Данная глава посвящена избранным вопросам физики формирования и динамики метеороидных потоков. Во Введении были обозначены следующие задачи:

- уточнение описания процесса образования метеороидного роя в результате распада кометы или столкновения астероидов;
- расчёт эволюции метеороидного роя, состоящего из частиц различных размеров, включая расчёт изменения спектра масс частиц со временем;
- сравнение интенсивности кометного и астероидного механизмов пополнения населения метеороидов и пыли.

Данные задачи взаимосвязаны и решение одной используется затем для решения другой. Одним из основных исследуемых вопросов является поведение наблюдаемого индекса масс метеорных тел. Для того, чтобы проследить изменение распределения масс в метеороидном потоке и выявить причины, определяющие это изменение, необходимо проследить динамическую эволюцию потока. Для этого требуется знать начальные скорости метеороидных частиц и их физические свойства, важные для расчета динамики частиц. Чтобы получить данные параметры, моделируется процесс формирования метеороидных потоков, как кометного (в следствие распада ядер комет), так и астероидного (столкновительного) происхождения. Другими исследуемыми в этой главе вопросами являются динамика метеороидных потоков, образующихся в результате столкновения АСЗ, и оценка их вклада в общее население метеороидов Солнечной системы.

Основные результаты получены методом моделирования. Для анализа результатов в задаче о потоках кометного происхождения в качестве родительских тел выбраны комета 96P/Machholz и комета 2P/Encke. Это хорошо изученные объекты. Их орбиты различаются довольно существенно, что позволяет оценить зависимость результатов от параметров орбиты. Модель метеороидного потока, порождённого столкновением астероидов, исследуется при помощи модельного АСЗ с характерной орбитой, которая проходит достаточно близко к орбите Земли и, в то же время, пересекает область ГПА.

Далее рассмотрим подробнее каждый из этапов моделирования динамики метеороидных потоков.

3.1 Модели формирования метеороидных потоков

3.1.1 Формирование потоков кометного происхождения

Согласно общепринятым представлениям, находящиеся на поверхности кометного ядра тугоплавкие частицы (будущие метеороиды) покидают комету вследствие того, что потоки испаряющегося вещества кометы оказывают на них динамическое давление. В классической работе Уиппла [152] не только впервые была предложена современная модель кометного ядра – а именно скопления пыли, камешков и льда в виде грязного снежного кома, – но и разработаны уравнения, определяющие скорость выброса метеороида заданной массы из ядра кометы. Со временем детали испарения вещества ядер комет и выброса метеороида из ядра кометы были изучены в многочисленных всё более сложных моделях (см., например, [50; 153–155]). Однако, несмотря на развитие моделей, в количественных характеристиках выброса твёрдых частиц из комет (например, в оценках терминальной скорости вылетающих частиц), определяемых из моделей, всё-таки существует большой разброс.

В рамках данной работы будем придерживаться модели Уиппла. Примем, что ядро кометы – сферически симметричное тело, характеризуемое радиусом R_c и массой M_c . На частицу, которая оторвалась от поверхности ядра кометы, действует сила тяготения со стороны ядра и давление (трение) со стороны потока вырывающихся газов:

$$\frac{dv}{dt} = \frac{F_p}{m} - \frac{GM_c}{d^2}, \quad (11)$$

где v – скорость частицы, d – расстояние до центра кометы, F_p – сила давления (трения) от потока газа. Вслед за Уипплом, будем считать что сублимация газов с поверхности кометы имеет характер свободного разлёта молекул. Конечно, в реальности, картина сложнее, однако применимость такого приближения аргументируется в ряде работ [153; 156].

В этом случае силу давления (трения), действующую на частицу размером (радиусом) r , можно представить как

$$F_p = C_2 \dot{M}_c (u_0 - v) \frac{r^2}{d^2}, \quad (d \geq R_c), \quad (12)$$

где u_0 – скорость молекул вблизи поверхности, \dot{M}_c – темп потери массы ядром, а C_2 – коэффициент, учитывающий характер испарения, $C_2 = 1$ соответствует испарению только с полусферы ядра, освещаемой Солнцем, а $C_2 = 0.5$ тому, что эмиссия молекул идёт с полной сферы.

В ходе распада кометных ядер выбрасываются частицы различных размеров и в рамках одной задачи сложно учесть все возможные размеры. При рассмотрении задачи об индексе масс был выбран диапазон размеров частиц от 0.01 до 1.0 см в диаметре. Это соответствует массам от $\sim 10^{-8}$ г до ~ 1 г, рабочему диапазону современных радаров, таких как, например, SMOR [45]. В этом диапазоне накоплен обширный наблюдательный материал, позволяющий определять спектры масс метеорных тел.

Типичная скорость испаряющихся с поверхности ядра молекул льдов $u_0 \sim 1$ км/с [156]. Значение u_0 слабо зависит от перигелийного расстояния q . В [157] найдена связь u_0 (в м/с) и q (а.е.) в виде:

$$u_0 = \frac{560}{q^{1/4}}. \quad (13)$$

Соответствующие скорости для кометы 96P/Machholz $u_0 = 944$ м/с, для кометы 2P/Encke $u_0 = 739$ м/с.

Плотности вещества ядра кометы выбраны $\rho_c = 0.5$ г/см³ и пылевой частицы $\rho = 1$ г/см³. Это также вполне типичные значения. Плотность вещества кометных ядер оценивается в широких пределах: 0.3–1 г/см³ [48; 158–160]. Отметим, что плотность части метеороидных частиц, как правило, также существенно меньше плотности монолитных пород.

Величина темпа потери массы \dot{M}_c будет зависеть от расстояния до Солнца, размера ядра, его отражательной способности и физических свойств материала ядра:

$$\dot{M}_c = \frac{\alpha L(1 - A)}{4\Delta H} \left(\frac{R_c}{D} \right)^2, \quad (14)$$

где D – расстояние до Солнца, L – светимость Солнца, A – альбедо Бонда (доля отражённой электромагнитной энергии по отношению к полученной), α – доля

получаемой от Солнца энергии, уходящей на сублимацию вещества ядра, ΔH – удельная теплота испарения (сублимации). Рассмотрим ситуацию, когда комета находится вблизи перигелия $D = q$. Учтём, что фактор $(1 - A)$ мало влияет на результат, поскольку его типичные значения малы. $\Delta H = 2834$ Дж/г для пресного льда при любой температуре [161]. В [162] указано, что альбедо ядер комет лежат в интервале 0.02–0.06. Согласно экспериментам, альбедо смеси базальтов и водяного льда, альбедо не превышает 0.1 для смеси с 50% содержанием льда [163]. Поэтому в рамках данной работы принято $A = 0.05$. Оптическая толщина комы, как правило, весьма мала, в среднем ~ 0.05 [164; 165] и для оценки энергетического баланса ядра в упрощённой модели перенос излучения в коме можно не рассматривать. Таким образом, получаемая ядром кометы энергия уходит на нагрев вещества ядра, переизлучение в ИК диапазоне и сублимацию. Из многочисленных оценок темпа потери массы кометой 2P/Encke в перигелии, приведённых в [166], при $A = 0.05$ получим оценку $\alpha = 0.06 \pm 0.025$. Это близко к оценке 0.05, полученной в [167]. Таким образом, для дальнейших оценок значения \dot{M}_c рассматриваемых в работе комет, можно принять фиксированное значение $\alpha = 0.06$. Но, и это очень важно, фиксированное значение α приемлемо только на довольно коротком перигелийном участке. Для активных (более молодых) комет α может достигать более высоких значений [168]. В работе [166] для кометы 2P/Encke зависимость темпа потери воды от D на перигелийном участке орбиты описывается как $\dot{M}_c \propto D^{-3.3}$, т.е. $\alpha \propto D^{-1.3}$. Столь сильная зависимость темпа потери массы от D означает, что в первом приближении можно считать, что основная потеря массы у комет происходит в короткий промежуток времени, когда комета находится близ перигелия.

Для кометы 96P/Machholz принят радиус кометного ядра 3.4 км [169], а для 2P/Encke 2.2 км [170]. Перигелийные расстояния по данным базы данных малых тел NASA JPL HORIZONS равны 18.5 млн км и 50.3 млн км соответственно. В результате расчета по формуле (14) при $\alpha = 0.06$ получим, что для кометы 2P/Encke в перигелии $\dot{M}_c = 3837$ кг/с, что довольно близко к оценке по данным из наблюдений [166].

Вернёмся к уравнению движения (11). Из условий $dv/dt = 0$, $d = R_c$ можно оценить «критический» радиус r_m частицы, такой что частицу радиусом, превышающим r_m , давление потока молекул уже не сможет оторвать от

поверхности ядра кометы:

$$r_m = \sqrt[3]{\frac{\dot{M}_c u_0}{\frac{4}{3}\pi G M_c \rho}} . \quad (15)$$

Для кометы 2P/Енске в перигелии получим $r_m = 85$ см. Это близко к аналогичной оценке для кометы 67P/Churyumov-Gerasimenko [168], что, впрочем, объясняется слабой зависимостью r_m от параметров. Подставим выражения (12),(13),(14) в уравнение движения (11)

$$\frac{dv}{dt} = \frac{1}{d^2} \left(\frac{\dot{M}_c (u_0 - v) C_2}{\frac{4}{3}\pi r \rho} - G M_c \right) \quad (16)$$

при $d \geq R_c, r < r_m$.

Видно, что ускорение быстро убывает с удалением от ядра. На рис. 25 показана зависимость $v(t)$ для различных значений радиусов r улетающих от ядра кометы частиц. В работах [78; 79] диапазон радиусов частиц выбирался таким образом, чтобы было возможно сравнение с наблюдениями метеорных потоков. Конечно, в кометах существует и более мелкая пыль.

При расчете представленной зависимости $v(t)$ для комет 2P/Енске и 96P/Machholz учитывалось, что \dot{M}_c , R_c и D зависят от времени гораздо слабее по сравнению со шкалой изменения d и их значения на шкале времени в несколько минут можно зафиксировать. Выбрано значение $C_2 = 1$.

Для кометы 96P/Machholz терминальные скорости частиц почти втрое выше, чем для кометы 2P/Енске, что естественно объясняется гораздо большим темпом испарения в её перигелии, который гораздо ближе к Солнцу по сравнению с 2P/Енске. Рисунок 25 также иллюстрирует хорошо известное по многим моделям других авторов изменение v со временем. На значительном удалении от ядра кометы ($d \gg R_c$) скорость частицы перестает меняться и её можно считать терминальной. Мелкие частицы достигают терминальной скорости быстро, за несколько десятков секунд, более крупные частицы разгоняются медленнее, но через несколько минут тоже практически перестают ускоряться. Время выхода всех рассматриваемых частиц на движение с терминальной скоростью составляет несколько минут; они успевают уйти от ядра на несколько R_c (для мелких частиц примерно на $10R_c$).

Наиболее существенное влияние на величину терминальной скорости оказывают изменения величины \dot{M}_c/R_c^2 , поскольку темп испарения ядра кометы

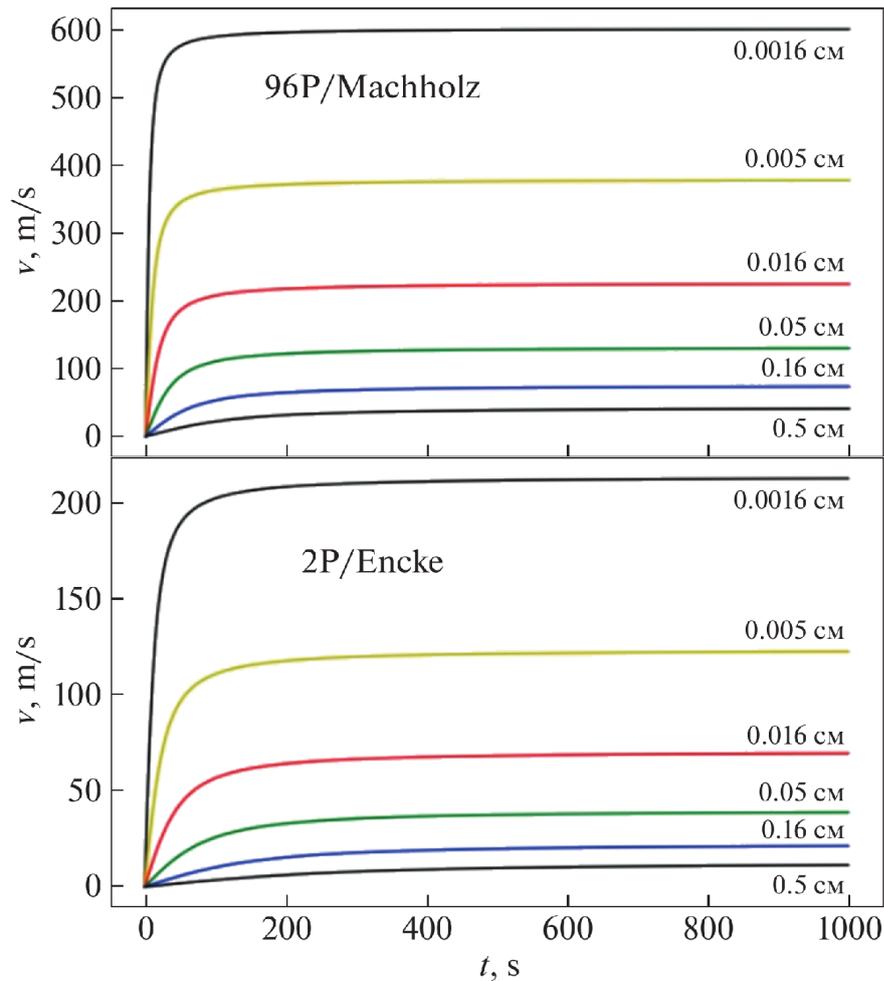


Рисунок 25 — Рассчитанная по (16) зависимость скорости v ухода частицы (метеороида) от времени t для различных значений радиуса частицы.

\dot{M}_c может меняться на многие порядки на орбитальных временах и даже практически выключаться, если комета уходит за линию льдов. На достаточно больших временах уменьшается радиус ядра R_c и оно покрывается коркой (падает значение параметра α). Определить из теоретических соображений зависимость $\alpha(t)$ можно лишь с большой степенью неуверенности. В [166] приводится темп потери газа кометой 2P/Encke в разные года наблюдений. Данная величина меняется не так гладко, как описывается моделями, и модель можно использовать для оценки лишь некоторых средних величин.

Процесс образования метеороидного потока вследствие испарения кометы ограничен временем жизни кометы. Физическое время жизни кометы (время испарения) оценивается в первом приближении из выражения $\gamma M_c / \dot{M}_c(t)$, где γ — доля газа в веществе, теряемой кометой. Как отмечено в [171], эта доля может быть относительно небольшой ~ 0.2 . Для кометы 2P/Encke время ис-

парения, оценённое по этой формуле, составляет тысячи периодов обращения. Динамическое время жизни кометы может быть короче. Как указано в [48], для короткопериодических комет с $q < 2$ а.е. среднее динамическое время жизни не превышает нескольких сотен оборотов. Поэтому можно предположить, что для решения задачи об эволюции метеорного потока интегрирование эволюции потока на интервале времени порядка сотни оборотов родительской кометы будет достаточно.

Более подробное обсуждение выбора параметров модели можно найти в [78]. Необходимо также отметить, что не ставилась задача изучить полную (детальную) эволюцию ядер комет и метеороидных потоков. Например, не производились вычисления для прогноза изменения активности ядра во времени, определения полного количества метеороидов, выброшенных и достигших Земли, параметр ZHR и т. д.

Как для потоков, порождённых кометной активностью, так и для потоков, образующихся в результате столкновений, начальное распределение частиц по массам может быть описано в виде степенной зависимости $dN/dm \propto m^{-s}$, где dN – число частиц в интервале масс $[m, m + dm]$, а s – индекс массы (см. также во Введении). Аналогичный вид будет иметь распределение по размерам r при фиксированной плотности, $dN/dr \propto r^{-s_r}$, соответствующий параметр s_r называют индексом размеров, $s_r = 3s - 2$. Значения $s < 2$ ($s_r < 4$) указывают на то, что в более крупных (массивных) частицах содержится большая часть массы ансамбля частиц, а значения $s > 2$ ($s_r > 4$) указывают на то, что большая часть массы сосредоточена в мелких частицах.

В [144] проведен краткий анализ процессов образования и разрушения метеороидов и приводятся аргументы в пользу того, что этот комплексный процесс можно описать как случайный, с соответствующим индексом масс $s_0 = 2$. При помощи космического аппарата «Розетта» удалось собрать сведения о распределении масс частиц, выбрасываемых в процессе кометной активности из кометы 67P/Churyumov-Gerasimenko. Согласно работе [168] показатель s_r спектра размеров мелких пылинок варьируется от 3.7 до 5.2 (в среднем 4.3, что соответствует $s = 2.1$). Для более крупной пыли в той же комете получено, что $s_r = 3$ (соответствует $s = 1.67$) для пылинок массой менее 10^{-6} кг и $s_r = 4$ ($s = 2$) для частиц массивнее 10^{-5} кг [145]. Поэтому можно с определённой долей уверенности полагать, что исходное распределение твёрдых частиц, замороженных в ядра комет, т.е. будущих метеороидов, может описываться

выражением $dN/dm \sim m^{-2}$. Можно отметить, что такой вид распределения характерен для различных ансамблей астрономических объектов [172; 173].

3.1.2 Формирование потоков астероидного происхождения

Выброс частиц, формирующих метеороидные потоки, порождённые кометами, происходит в основном вблизи перигелия орбиты родительской кометы, поэтому выбор начальных значений для последующего моделирования динамики таких потоков облегчён, поскольку известны положение родительского на орбите (перигелийная зона) и начальный момент – время прохождения перигелия. С потоками, образованными в результате столкновений астероидов, – иначе. Знать заранее точное место и время столкновения невозможно. Как правило, наблюдаются лишь последствия столкновений, например, изменение блеска объекта в результате образования пылевого облака вокруг объекта. Однако, есть области пространства, где вероятность столкновения повышена, для АСЗ, в первую очередь, это область Главного пояса, где концентрация потенциальных ударников и на порядки выше, чем во внутренних областях Солнечной системы. Большинство АСЗ, в силу своего происхождения, в афелийной зоне орбиты находятся в области ГПА, и вероятность столкновения (с астероидами ГПА) здесь максимальна (рис. 26).

Подобно тому как столкновения рассматривались в главе 2, рассмотрим столкновение АСЗ с существенно меньшим по размеру астероидом ГПА. Выброс вещества из родительского тела со скоростью, превышающей скорость убегания, приводит к образованию комы из выброшенных фрагментов, в которой изначально много очень мелких частиц (микронного размера). Поскольку общая площадь таких частиц велика, они рассеивают гораздо больше солнечного излучения, чем более крупные частицы. Эти частицы, как правило, выбрасываются с большими, чем более крупные фрагменты, скоростями (см. далее), затем они быстро рассеиваются, поэтому поярчение и последующий спад блеска происходят на короткой шкале времени. Пример – кривая блеска двойного астероида Дидим во время столкновения с КА DART, приведённая в работе [174]. Более крупные частицы выбрасываются с меньшими скоростями и из них образуется ансамбль в виде «хвоста», который затем относительно медленно расплывается

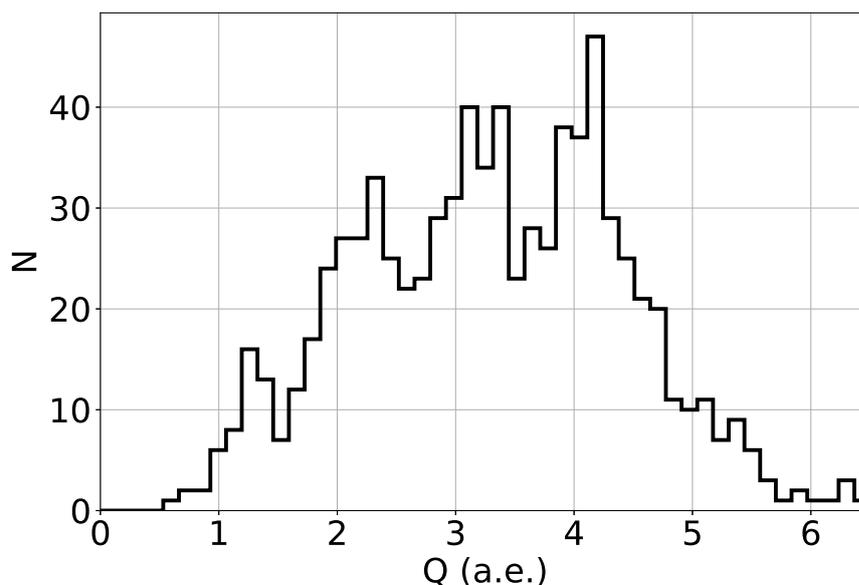


Рисунок 26 — Распределение АСЗ размером более 1 км по афелийному расстоянию Q [6].

по орбите и образует метеороидный поток. Эти частицы тоже вносят свой вклад в блеск объекта. Детали картины получающегося выброса зависят от распределения масс (размеров) и скоростей выбрасываемых частиц (метеороидов).

В результате столкновения происходит выброс вещества в конус с полным углом раствора α . В работе [175] приведена статистика воронок от наземных взрывов с энергиями от 1 т до 5 кт тротилового эквивалента. Воронки (кратеры) характеризуются следующими показателями: в мягких породах отношение h_c/D_c , где h_c и D_c – глубина и диаметр кратера, составляет примерно 0.27, в более твёрдых трещиноватых горных породах 0.23. При условной конической форме воронки это даёт полные углы раствора $\alpha = 122^\circ$ и 131° соответственно. В «натурном» космическом эксперименте DART угол раствора конуса выброса определён как $125^\circ \pm 10^\circ$ [32]. Численное моделирование процесса выброса даёт схожие результаты [176]. Однако, как будет показано ниже, эволюция метеороидного потока слабо зависит от геометрии выброса, если не принимать крайние предположения (очень узкий и притом единственный конус выброса), а вот зависимость от скорости выброса намного существеннее. В [177] показано, что рассчитанные скорости выброса нечувствительны к углу выброса. Следовательно, можно принять простую схему выброса в полусферу ($\alpha = 180^\circ$) с одной (для данного размера частиц) скоростью.

Как правило, в теоретических исследованиях выбросов частиц при ударах принимается степенной вид распределения по размерам $dN = C_r r^{-s_r} dr$ и характеризуются минимальным и максимальным размерами (радиусами) r_{min} и r_{max} и наклоном (индексом) s_r . C_r – нормировочный множитель, значение которого определяется общим количеством частиц в ансамбле (см., например [178]). В [78; 79] рассматривался диапазон размеров (диаметров) частиц 0.01–10.0 см в диаметре. Как уже упоминалось, для данного диапазона имеется обширный наблюдательный материал, с другой стороны, выбор также обусловлен практическим аспектом: начиная примерно с 0.1 мм твёрдые частицы могут представлять опасность для космических аппаратов. Соответствующие значения $r_{min} = 0.05$ мм и $r_{max} = 50$ мм.

Согласно моделям [179–182] индекс спектра масс фрагментов астероида, образовавшихся при высокоскоростном ударе, близок к $s = 2$. Важную информацию дают лабораторные и натурные эксперименты. Согласно [178] по результатам большинства экспериментов значения s лежат в диапазоне 1.65–1.88 и, соответственно, s_r в диапазоне 2.95–3.64. По результатам эксперимента DART по профилям яркости хвоста, измеряемых на протяжении 18 дней, показатель s_r определён как 2.7 ± 0.2 [32]. Согласно [74] в рассматриваемом диапазоне размеров метеороидов $s_r \simeq 3.7 - 4.0$.

Как и в спектрах масс и размеров частиц, связь размера (радиуса) r выброшенных при ударе частиц и их скоростей можно представить в степенном виде в виде $v(r) \propto r^{-\beta}$. В [183] приведён результат оценки β для крупных фрагментов выбросов из лунных кратеров и показано, что $\beta = 0.4 - 0.66$. В [184] представлена зависимость $v(r) \propto r^{-1}$. Конечно, во всех таких исследованиях широко используются модельные представления. Важным источником информации являются лабораторные эксперименты, в которых удаётся пронаблюдать ударные процессы с высоким временным и пространственным разрешением. В [185] приведены результаты эксперимента, в котором базальтовые и глиноземные сферы диаметром 6 см обстреливались нейлоновыми ударниками диаметром 7 мм со скоростями 3–4 км/с (рис. 27).

Из высокоскоростных фотографических записей, сделанных с двух ортогональных направлений, были получены скорости, положения и размеры нескольких сотен фрагментов. Определены трёхмерные скорости фрагментов и получена некоторая средняя зависимость скорости фрагмента (размером более 1 мм) от его массы $v(m) \propto m^{-1/6}$. Эта зависимость показана на рис. 28

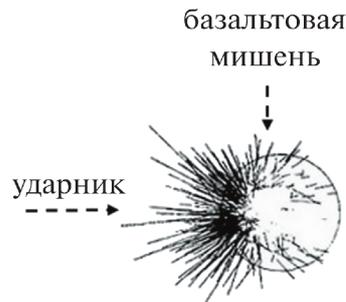


Рисунок 27 — Векторы скоростей (без стрелок) фрагментов, образовавшихся при бомбардировке базальтовой мишени в лабораторном эксперименте [185].

штрих-пунктирной линией. В [186] приведены результаты аналогичного эксперимента и отмечено несколько фаз выброса: сначала регистрируется вылет очень мелких частиц (< 0.1 мм) с высокими скоростями (до ~ 1 км/с), затем частиц размером 0.1 – 1 мм со скоростями до 200 м/с, и затем частиц размером 0.1 – 10 мм со скоростями в несколько метров в секунду. В этой последней фазе мелких частиц также много (до 90% от общего числа). Некоторая средняя зависимость скорости v от массы m частиц подчиняется закономерности $v(m) = 6.4(m/M_t)^{-0.16}$ м/с, где M_t – масса мишени. Это означает, что зависимость скорости v от диаметра частицы a можно записать в виде $v(a) = 16.6a^{-0.48}$ (диаметр частицы a в см, v в м/с). Эта зависимость также показана на рис. 28 (штриховой линией). Наклон графика зависимости тот же, что и в работе [185], вертикальный сдвиг объясняется разными подходами к усреднению.

Принимая во внимание приведённые результаты разных авторов, в качестве модельного приближения используется распределение максимальных скоростей фрагментов радиуса r в виде:

$$v(r) = C_{v-r} r^{-2/3} \quad , \quad (17)$$

где r измеряется в см, а v – в м/с.

В качестве базовой возьмем зависимость при значении фактора $C_{v-r} = 10$. Соответствующая кривая (сплошная линия) нанесена на рис. 28. В моделировании желательно учитывать большой разброс от зависимости (17) (см. ниже). Можно, например, искусственно рассеивать параметры модельных фрагментов в области (r, v) относительно основной зависимости (17). Простой способ – задать несколько значений фактора C_{v-r} . При моделировании были заданы значения C_{v-r} в диапазоне 1 – 22 м/с.

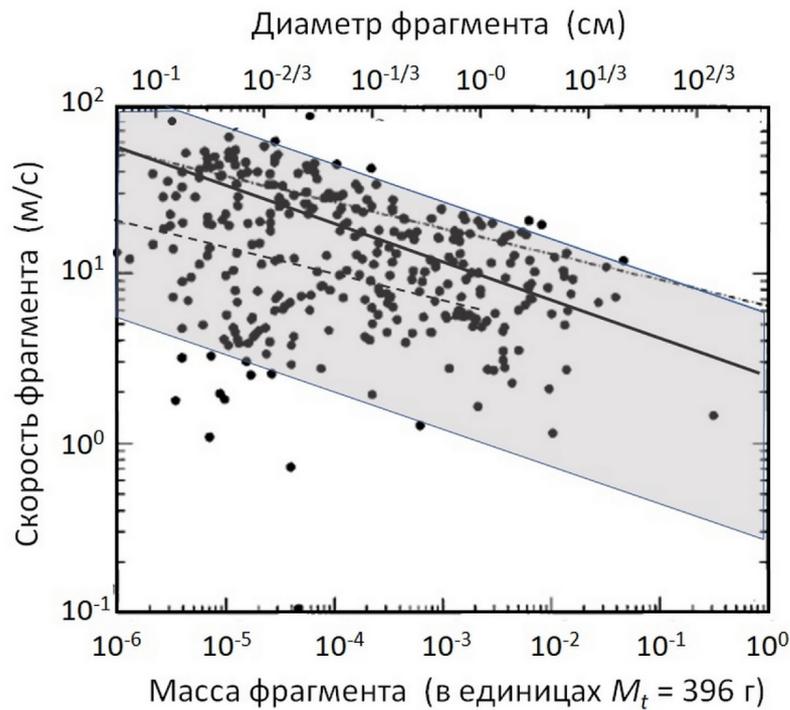


Рисунок 28 — Скорости и массы фрагментов в лабораторных экспериментах высокоскоростных соударений. Точки — данные [185], штрихпунктирная линия — приближение из [185], штриховая линия — [186], сплошная линия — приближение (17), полученное при плотности мишени 2000 кг/м^3 . Затонирована область значений при варьировании фактора C_{v-r} в зависимости (17) (см. текст).

Согласно [187], в экспериментах по бомбардировке льдосодержащих силикатных мишеней максимальные скорости разлета фрагментов не превышали $700\text{--}800 \text{ м/с}$, независимо от скорости ударника (варьировалась в пределах $0.9\text{--}11 \text{ км/с}$). Это важно, поскольку именно в таких пределах значений скорости происходит большинство столкновений астероидов в Главном поясе [113] (см. распределение по скоростям сближений в ГПА из главы 2).

3.2 Моделирование динамической эволюции метеороидных потоков

Следующим исследуемым вопросом является динамика метеороидных потоков. Описанные выше модели позволяют построить начальное поле скоростей и координат частиц для дальнейшего интегрирования движения частиц. Сам метеороидный поток моделируется набором частиц различных размеров. При

моделировании потоков кометного происхождения предполагается, что выброс происходит мгновенно в момент прохождения кометой перигелия, изотропно по всем направлениям в сферу. Для АСЗ предполагается, что выброс происходит в афелии в полусфере, ориентированную по направлению вектора скорости родительского тела. Для комет логичным кажется начать отсчёт в момент самого первого выброса. Но, к сожалению, определить точно этот момент времени весьма сложно (см. обсуждение в [48], а также в [188]). Оценки возраста метеороидных потоков, ассоциированных с кометой 96P/Machholz, весьма различны: в [189] приведена (вероятно, завышенная) оценка возраста потока в 12 тыс. лет, и намного меньше (~ 1800 лет), если Ариетиды связаны с кометой P/1996 J6 (SOHO) из группы Марседена, которая может быть осколком кометы 96P/Machholz [190]. Так как основная задача – исследовать индекс массы s в потоках, характерный для различных типов орбит, то в качестве начального момента времени брался момент ближайшего последнего (на момент работы над вычислениями) прохождения кометой перигелия. Для того, чтобы оценить влияние начального момента времени, были проведены дополнительные вычисления для $t_0 = -500$ и $t_0 = -1000$ лет. Детальное изложение методики представлено в [79].

После того как частицы достаточно отделились от ядра родительского тела (на R_{esc}), можно рассматривать дальнейшее их движение как движение в общем гравитационном поле Солнечной системы с учётом сил радиационного характера. Величина R_{esc} определяется тем моментом, когда действие сил тяготения ядра и давления потока испаряющихся газов становятся малы по сравнению с силой давления излучения. Для рассматриваемых комет расстояние R_{esc} бралось как 10 радиусов родительского тела R_c . Для кометы 2P/Encke задано $R_{esc} = 48$ км, для кометы 96P/Machholz $R_{esc} = 64$ км. При моделировании потока, порождённого столкновением, начальная точка для всех частиц задавалась одинаковой, совпадающей с положением родительского тела на орбите.

Строго говоря, на частицы действует несколько негравитационных сил, однако, наиболее весомый вклад даёт сила давления излучения. Некоторые современные модели (см., например [191]) учитывают также корпускулярное давление солнечного ветра и эффекты общей теории относительности, что позволяет исследовать более тонкие эффекты. Однако, для решения задач данной

работы достаточно учёта сил радиационного характера, и поэтому поправками более высокого порядка пренебрегалось.

Модель гравитационного поля Солнечной системы включала гравитацию Солнца и планет. Суммарная сила радиационного характера \mathbf{F}_{rad} , включающая силу давления излучения и эффект Пойтинга–Робертсона, учитывалась следующим образом [192]:

$$\mathbf{F}_{rad} = \left(\frac{SAQ}{c} \right) \left[\left(1 - \frac{\dot{r}}{c} \right) \frac{\mathbf{r}}{r} - \frac{\mathbf{v}}{c} \right], \quad (18)$$

где S – поток энергии солнечного излучения вблизи рассматриваемой частицы, A – площадь сечения частицы, Q – коэффициент рассеяния (в модели принято $Q = 1$, что применимо для частиц рассматриваемого размера), \mathbf{r} , \mathbf{v} – радиус-вектор и скорость частицы относительно Солнца, c – скорость света.

Динамическая эволюция метеороидных потоков исследовалась численно при помощи кода REBOUND (схема MERCURIUS, см. описание в главе 1). Данный код хорошо себя показал в задачах, связанных с эволюцией ансамблей астероидов, поэтому было решено использовать его и для расчёта динамики ансамблей метеороидов. Это позволяет повысить скорость вычислений, так как используется единый шаг по времени основной схемы для всех частиц и можно быстрее обрабатывать движение всех частиц на каждом шаге в рамках одного расчёта. Для основной схемы использовался шаг интегрирования по времени 12 ч, что позволило детально проследить эволюцию потока. Тестовые расчёты, выполненные при помощи схемы IAS15 (модифицированная схема Эверхарта 15-го порядка) дают те же результаты, что и расчёты, выполненные при помощи схемы MERCURIUS. Гибридные схемы нередко применяются в задачах моделирования динамики метеороидных роев (см. [155; 193]). Разумеется, когда речь идёт о более тонких эффектах, то более правильным представляется использовать схемы семейства Рунге–Кутты и более точные эфемериды. Однако, для исследования основных вопросов данной работы точности схемы MERCURIUS вполне достаточно, при том что получается использовать большее количество частиц и соответственно более детально построить распределение частиц метеороидного потока в пространстве. С другой стороны, существуют подходы, использующие полуаналитические методы, например, метод Альфана–Горячева [155; 194]. Однако, необходимо отметить что данные методы применимы не всегда и могут приводить к большим ошибкам, если частицы испытывают тесные сближения с планетами (см. обсуждение в [155]).

3.2.1 Моделирование динамики метеороидного потока

Начальные параметры орбит гравитирующих тел (планет) и рассматриваемых комет были взяты из базы данных NASA JPL Horizons [101].

В таблице 2 представлены начальные параметры орбит родительских тел. Также указана орбита модельного астероида для задачи о потоке столкновительного происхождения (см. ниже).

Таблица 2 — Начальные параметры орбит рассматриваемых родительских тел.

Тело	96P/Machholz	2P/Encke	Модельный астероид
Большая полуось a (а.е.)	3.03	2.21	1.95
Эксцентриситет e	0.96	0.85	0.54
Наклонение орбиты $i(^{\circ})$	57.5	11.3	10.0
Долгота восходящего узла $\Omega(^{\circ})$	94.0	334.0	50.0
Аргумент перицентра $\omega(^{\circ})$	14.7	187.3	50.0
Дата соответствующая началу интегрирования t_0 (UTC)	2017-Mar-10.09	2017-Oct-27.96	2023-Feb-05.00

Для того, чтобы описывать структуру (распределение частиц в объёме) потока, необходимо достаточное количество N_p расчётных частиц каждого размера. При расчётах использовалось по четыре типа частиц в каждом расчёте, отличающихся размером. Количество частиц каждого типа $N_p = 10^5$. Конечно, для потоков в реальности число частиц меньшего размера на много порядков превосходит число крупных частиц и является слишком большим для численного расчёта. Поэтому, использовался следующий подход. Изначально задавалось число частиц в каждой группе (использовано одинаковое количество в каждой группе) и моделировалось движение расчётных частиц во всех группах j , а полученная пространственная плотность этих частиц затем умножалась на фактор $Norm(j)$. Этот фактор зависит от начального распределения по массе. Модифицируя показатель $Norm(j)$ можно варьировать начальный индекс массы (при заданных начальных скоростях частиц каждой конкретной массы). В

таблице 3 приведены параметры частиц для расчётов, относящихся к кометам 2P/Encke и 96P/Machholz. Можно видеть, что количество самых мелких частиц должно превосходить количество самых крупных в 10^9 раз.

Таблица 3 — Параметры групп частиц различного размера. В столбцах приведены: номер j и цвет группы частиц (1); радиус r частицы (2); терминальная скорость v для двух метеороидных потоков 96P/Machholz (А) и 2P/Encke (В) (3, 4); число модельных частиц n (5); нормирующий фактор $Norm(j)$ (6).

Номер j , цвет	r (см)	Терминальная скорость (м/с)		Число модельных частиц	Нормир. фактор $Norm(i)$
		А (96P)	В (2P)		
1 жёлтый	0.005	333	124	10^5	10^9
2 красный	0.016	227	70	10^5	10^6
3 зелёный	0.050	130	39	10^5	10^3
4 синий	0.160	74	22	10^5	1

Выброс частиц при формировании потока в модели метеороидных потоков кометного происхождения представляется как мгновенный выброс в перигелии орбиты. Для некоторых объектов (например, при столкновениях астероидов) выброс может быть единичным событием и не обязательно в перигелии, но для комет при каждом прохождении перигелийной зоны происходит очередной выброс. В принципе, интенсивность (общий объём) выброса должен постепенно уменьшаться. Если, например, запаса кометного льда хватит для проявления кометой активности на протяжении n_P периодов обращения (по оценке для кометы 96P/Machholz $n_P \simeq 200$ [48]), то при выбросе на k -м прохождении перигелия можно соответственно уменьшать интенсивность. В модели принято, что количество частиц при каждом последующем выбросе уменьшается в геометрической прогрессии $N_k = N_P f^k$, где $f < 1$ – редуцирующий фактор (при этом, естественно, число частиц в расчёте остаётся таким же, просто меняется нормировка) [79].

Помимо основного расчёта в данной работе также исследовалось влияние начальных параметров на эволюцию потока и был произведён ряд дополнительных расчётов. В табл. 4 собраны варьируемые параметры и исследуемые вопросы.

Динамическая эволюция потоков астероидного (столкновительного) происхождения исследовалась по схожей методике. Начальное положение роди-

Таблица 4 — Список моделей и исследуемые вопросы.

Модель	Исследуемый вопрос	Пояснение
M1	Общая эволюция модельного метеороидного потока, ассоциированного с кометой 96P/Machholz	Базовая модель. Проводится интегрирование эволюции потока на 2000 лет.
M1.1	Зависимость от геометрии выброса	Выброс частиц в полусферу.
M1.2	Зависимость от геометрии выброса	Выброс частиц в узкий (угол 10° градусов) конус.
M1.3	Влияние начальной скорости выброса на эволюцию потока	Скорость выброса (см. табл. 3) увеличена вдвое.
M1.4	Влияние выбора начального момента t_0 .	Интегрируется движение ядра на 500 и 1000 лет назад. Затем моделируется выброс и интегрируется движение метеороидов вперёд как в базовой модели.
M2	Общая эволюция модельного метеороидного потока, ассоциированного с кометой 2P/Encke	Аналогично модели M1. Проводится интегрирование на 2000 лет.

тельского тела задавалось в соответствии с указанными параметрами орбиты (табл. 2). Начальные положения частиц-метеороидов предполагаются совпадающими с положением родительского астероида, который находится в афелии. Величины начальной скорости частиц выбираются в соответствии с формулой (17) с коэффициентами, приведёнными в табл. 5. Распределение начальных скоростей по направлениям генерировалось при помощи генератора случайных чисел так, чтобы получилось изотропное распределение в полусфере, ориентированной по вектору скорости родительского астероида. Начальный момент времени $t = 0$ (старт моделирования) совпадает с моментом столкновения.

Для расчётов использовались четыре значения радиусов частиц: 0.005, 0.05, 0.5 и 5 см. В качестве параметра модели выступает начальная скорость выброса частиц, варьируется коэффициент C_{v-r} в выражении (17). Для базовой модели принято среднее значение $C_{v-r} = 10$. В табл. 5 собраны полученные значения скорости для частиц каждого размера. $\beta_r = 5.7 \cdot 10^{-5} \cdot Q/(\rho r)$, где $\rho = 1 \text{ г/см}^3$ – плотность частицы, r – размер (радиус) частицы, $Q = 1$ – коэффи-

Таблица 5 — Параметры метеороидов в моделях.

Размер частицы (мм)		0.05	0.5	5.0	50
параметр β_r		$5.7 \cdot 10^{-3}$	$5.7 \cdot 10^{-4}$	$5.7 \cdot 10^{-5}$	$5.7 \cdot 10^{-6}$
Модель	C_{v-r}	Скорость частицы (м/с)			
M1A	1	34.20	7.37	1.59	0.34
M10	10	341.99	73.68	15.87	3.42
M22	22	752.39	162.01	34.92	7.52
Цветовое обозначение		жёлтый	красный	зелёный	синий

коэффициент рассеяния [192]. Данный параметр показывает отношение величины сил радиационного характера (18) к величине силы тяготения со стороны Солнца. Также в таблице указаны цвета, которые будут использованы в дальнейшем для маркировки размеров метеороидов на рисунках.

Структура потока изучалась при помощи расчёта плотности частиц вдоль орбиты родительского тела. Для этого на эллипсе, который соответствует орбите родительского астероида, брались точки с шагом 1° по истинной аномалии ν и подсчитывалось количество частиц каждого размера в сфере радиусом R_{cs} вокруг каждой точки (аналогично тому как было сделано в задаче об индексе массы).

3.2.2 Определение спектра масс метеороидов

Процедура определения значений s в потоке выглядит следующим образом. Поскольку модель сравнивается с наблюдениями метеорных потоков, логично определять значения индекса s в потоке на расстоянии 1 а.е. от Солнца. На рис. 29 проиллюстрирована схема подсчёта частиц в метеороидном потоке. Земля пересекает метеороидный поток. В околоземной сфере радиусом R_{cs} (сфере подсчета) в моменты времени близ ожидаемого максимума потока подсчитывается количество частиц каждого размера, соответствующего группе j (см. табл. 3). Последовательные положения сферы соответствуют изменению долготы Солнца со скважностью 1° .

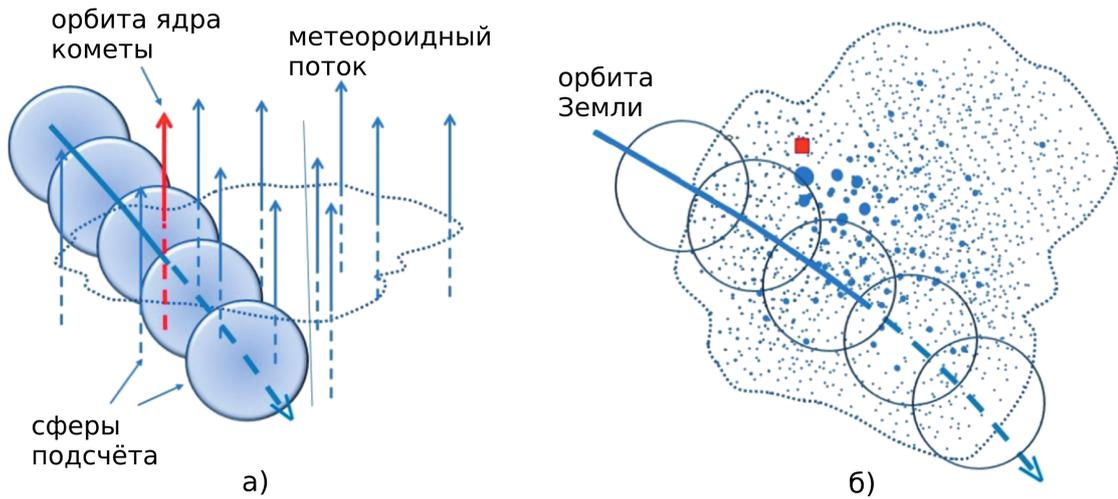


Рисунок 29 — Картина пересечения Землёй метеороидного потока. Схематично показаны сферы подсчёта частиц и орбита родительского тела (кометы) (а), сечение метеороидного потока и проекция орбиты Земли на это сечение (б). Точками различных размеров указаны положения траекторий частиц потока. Красная точка соответствует орбите кометы.

Естественно, что Земля не обязательно пересекает самый центр потока, т.е. наиболее плотную его часть. Структура потока (здесь – распределение плотности потока в сечении) скорее всего сложнее, чем это схематично показано на рис. 29 (б). Что касается размеров сферы подсчёта, то, конечно, было бы корректнее брать значение R_{cs} поменьше, но это благое пожелание наталкивается на необходимость значительного (на многие порядки) увеличения числа модельных частиц. Свёртка по сфере радиусом порядка 0.1–0.2 толщины потока должна давать представление о поведении индекса масс. Толщина потока определяется по его продолжительности. В работе [40] характерные длительности периода наблюдений для 6 сильных метеорных потоков составляли от 7 до 30 сут.

В расчёте значения индекса массы определялись с учётом всего набора размеров (масс) частиц. Минимальное число размеров (масс) для определения s , естественно, равно 2 (см., например, [155]). В представленной модели индекс массы определяется по четырём значениям плотности частиц различных групп.

3.3 Динамика метеороидных потоков

3.3.1 Динамика метеороидных потоков кометного происхождения

Рассмотрим в начале общую эволюцию потока. На рис. 30 проиллюстрирована эволюция метеороидного роя, выброшенного из родительского тела в модели М1 (базовая модель, комета 96P/Machholz), на протяжении ~ 1000 лет. Показано положение частиц (метеороидов) различного размера в проекциях на плоскость эклиптики XU и на момент 501.6 лет в плоскостях XZ и YZ (ось Z перпендикулярна плоскости эклиптики). Здесь и далее цветовая кодировка соответствует группам (по размеру) частиц в табл. 3.

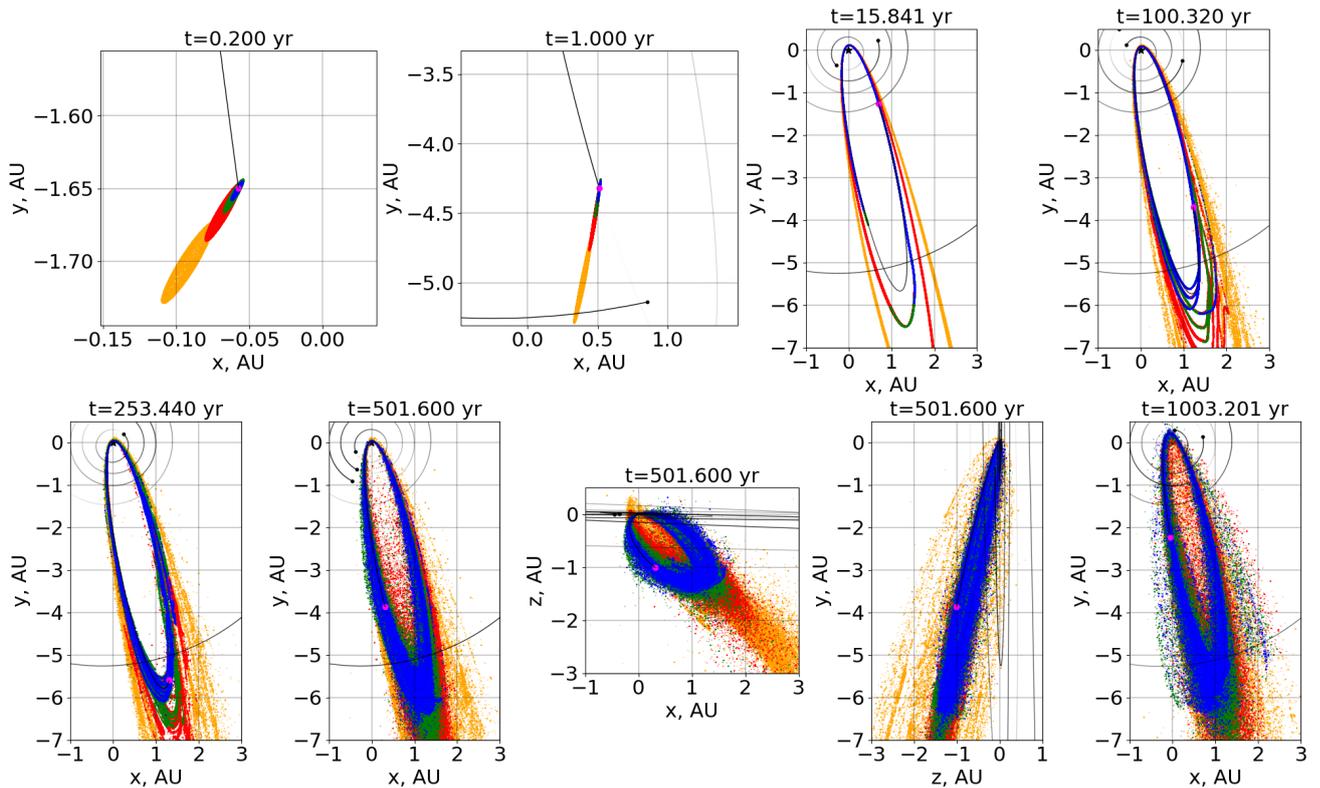


Рисунок 30 — Эволюция метеороидного потока в базовой модели М1 (комета 96P/Machholz). Показано положение частиц (метеороидов) различного размера в проекции на плоскость эклиптики XU и (на момент 501.6 лет) в плоскостях XZ и YZ . Цветовое обозначение соответствует табл. 3. Чёрными точками и линиями показаны планеты и их орбиты, пурпурной точкой – положение родительского тела на указанный момент времени.

В самом начале эволюции, когда первый выброс частиц уже произошёл, но родительское тело прошло по орбите после выброса лишь небольшую часть периода обращения (рис. 30, первая панель, 0.2 года при периоде 5.28 лет), формируется удлинённый след из частиц, причем хорошо видно разделение траекторий движения частиц различных размеров. Естественно, что наиболее сильное влияние негравитационные факторы оказывают на частицы меньшего размера. Самые массивные частицы отходят от ядра кометы симметрично на максимальное расстояние, определяемое скоростью начального выброса. Более лёгкие частицы уходят от ядра гораздо дальше. Видно, например, что частицы наименьшего размера ($r = 0.005$ см) уже «забыли» про скорость начального выброса и ни о какой симметрии нет речи. Облако частиц удалилось от ядра более чем на 4 млн км, а через 1 год на ещё более далёкое расстояние, порядка астрономической единицы. В целом же ансамбль метеороидов образует вытянутую структуру, которая со временем становится похожей на узкий хвост, вытянутый вдоль орбиты кометы в обоих направлениях. Отстающая часть хвоста длиннее передней. Такие структуры, называемые «dust trails», были открыты в 1983 г. и являются объектом регулярных наблюдений. С помощью инфракрасного телескопа на спутнике IRAS были получены изображения таких длинных и узких структур в ряде активных комет [48].

Поскольку рассматриваются частицы не с непрерывным распределением по размерам, а четырёх групп размеров, на рис. 30 видны отдельные нити орбит. На самом деле, распределение частиц по размерам непрерывное и общий вид потока в реальности будет более размытым (непрерывным). Количество самых массивных модельных частиц, показанных на рис. 30, относительно завышено (см. обсуждение в разделе моделирование). В реальности таких частиц в сравнении с маломассивными намного меньше и картинка должна быть гораздо более «жёлтой».

На более поздних стадиях на рис. 30 можно заметить различные структурные изменения в потоке, вызванные гравитационными факторами сближениями с планетами и прежде всего с Юпитером. Тяжелые частицы мало подвержены действию негравитационных факторов, но сближение с Юпитером вызвало появление дополнительных ветвей в потоке этих частиц.

Для того чтобы оценить вековые изменения потока, в [79] применяется метод, позволяющий отследить эволюцию распределения орбитальных элементов всех частиц в ансамбле. Он состоит в построении диаграмм, представляющих

изменение плотности элементов орбит членов ансамбля метеороидов каждой из групп со временем. На рис. 31 показаны изменения массива значений большой полуоси a , эксцентриситета e и наклона i орбит частиц в модели M1. Видно, что у группы массивных частиц распределение по большой полуоси почти не меняется и в каждый момент времени концентрируется к текущему значению a орбиты родительского тела. А вот у групп более лёгких частиц, для которых вклад негравитационных факторов более существенен, изменение значений массива a происходит тем заметнее, чем меньше частицы. Самые лёгкие частицы вообще очень быстро «забывают» исходную орбиту родительского тела и рассеиваются в фазовом пространстве. Весьма показательно изменение наклонов орбит частиц. Более массивные частицы, естественно, в большей степени «отслеживают» эволюцию изменения наклона орбиты ядра кометы. Самые мелкие частицы рассеиваются гораздо сильнее. Можно представить, что из самой мелкой фракции образуется дискообразная структура. Здесь, вероятно, вполне уместно обсуждать возможный механизм образования дискообразного пылевого околосолнечного облака, ответственного за явление зодиакального света.

На всех диаграммах рис. 31 видно, что существенные изменения в структуре потока происходят в период 500–700 лет после начала эволюции потока. Вероятно, это связано с тем, что при $t \sim 500$ лет наклон орбиты ядра кометы и в целом потока становится минимальным, что существенно изменяет характер сближения с планетами (прежде всего с Юпитером), возмущения становятся гораздо более выраженными. В потоке выделяются отдельные ветви (см. также рис. 30). Со временем (где-то после 750 лет) наклон орбиты ядра кометы и потока в целом (за исключением самых мелких частиц) снова растёт, сближения играют менее существенную роль и структура потока в фазовой плоскости $a - i$ выходит на некоторый «стационар». Для более детального анализа этой сложной картины требуются дополнительные исследования.

На рис. 32 показана эволюция структуры модельного потока, образованного при испарении ядра кометы, орбита которой совпадает с современной орбитой кометы Энке. Картина эволюции сходна с показанной на рис. 30 для кометы 96P/Machholz. Конечно, эти данные требуют более углубленного анализа. Отметим лишь уже упомянутую выше деталь, которая здесь проявляется гораздо более отчетливо – образование со временем дискообразной структуры из самых мелких метеороидов. Это ещё больше привлекает внимание к проблеме

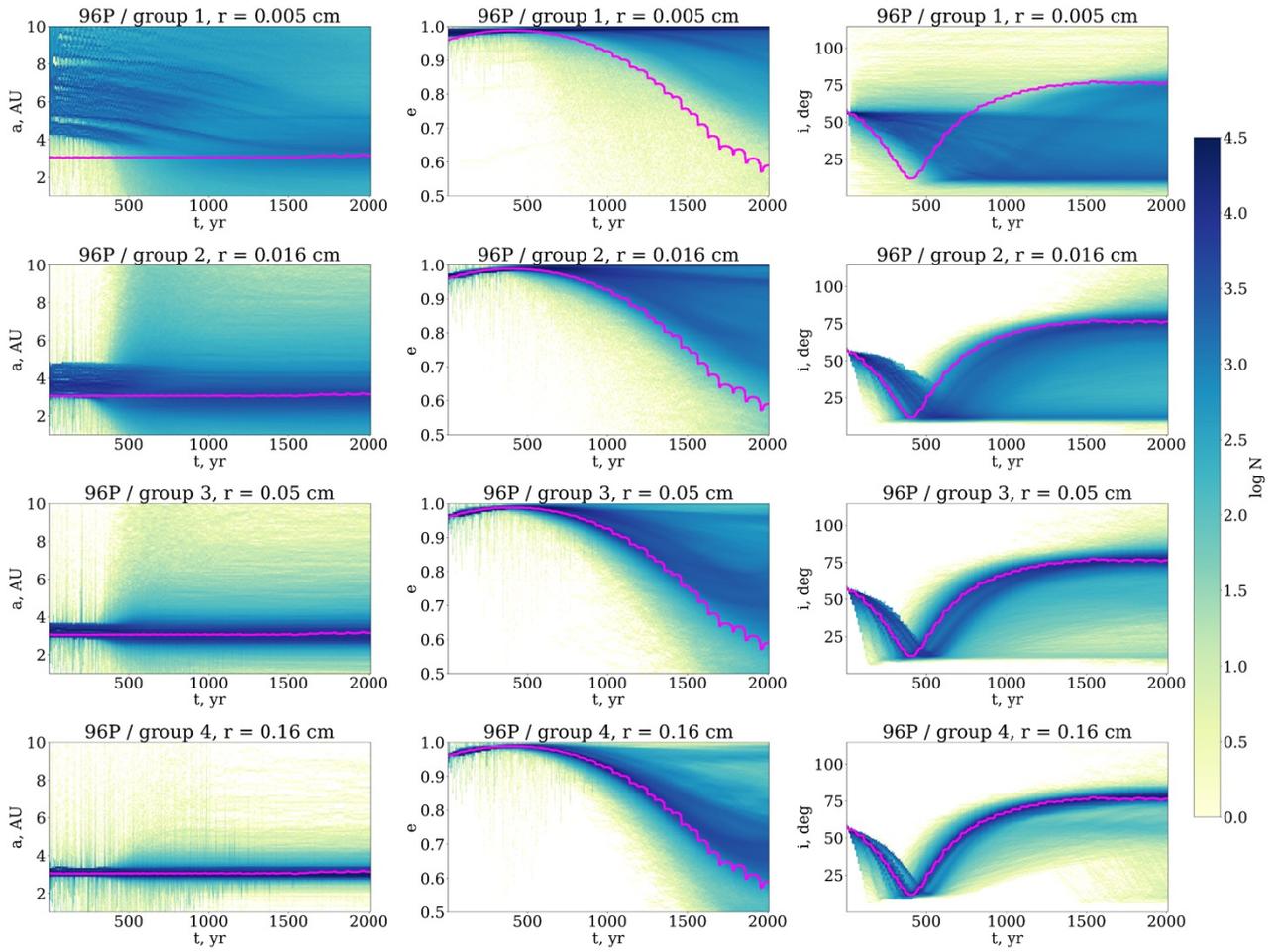


Рисунок 31 — Эволюция ансамбля частиц в модели M1 (комета 96P/Machholz). Показана эволюция распределений большой полуоси a , эксцентриситета e и наклона i для частиц разных групп. Цветовая шкала справа соответствует плотности распределения частиц, т.е. количеству частиц в интервале $\Delta a = 0.1$ а.е., либо $\Delta e = 0.005$, либо $\Delta i = 0.7^\circ$. Линия пурпурного цвета показывает эволюцию элементов орбиты родительского тела.

образования и поддержания околосолнечного пылевого диска, ответственного за явление зодиакального света.

На рис. 33 показаны изменения массива значений большой полуоси a , эксцентриситета e и наклона i орбит частиц в модели M2 (комета 2P/Encke). Видно, что как и в модели M1, у группы массивных частиц распределение по большой полуоси почти не меняется, и в каждый момент времени концентрируется к значению a орбиты родительского тела. Тем не менее разброс по a более выражен по сравнению с моделью M1. Также хорошо видны различные периодические детали на этих диаграммах. Предполагается, что это может объясняться тем, что орбиты кометы Энке и ассоциированных с ней модельных

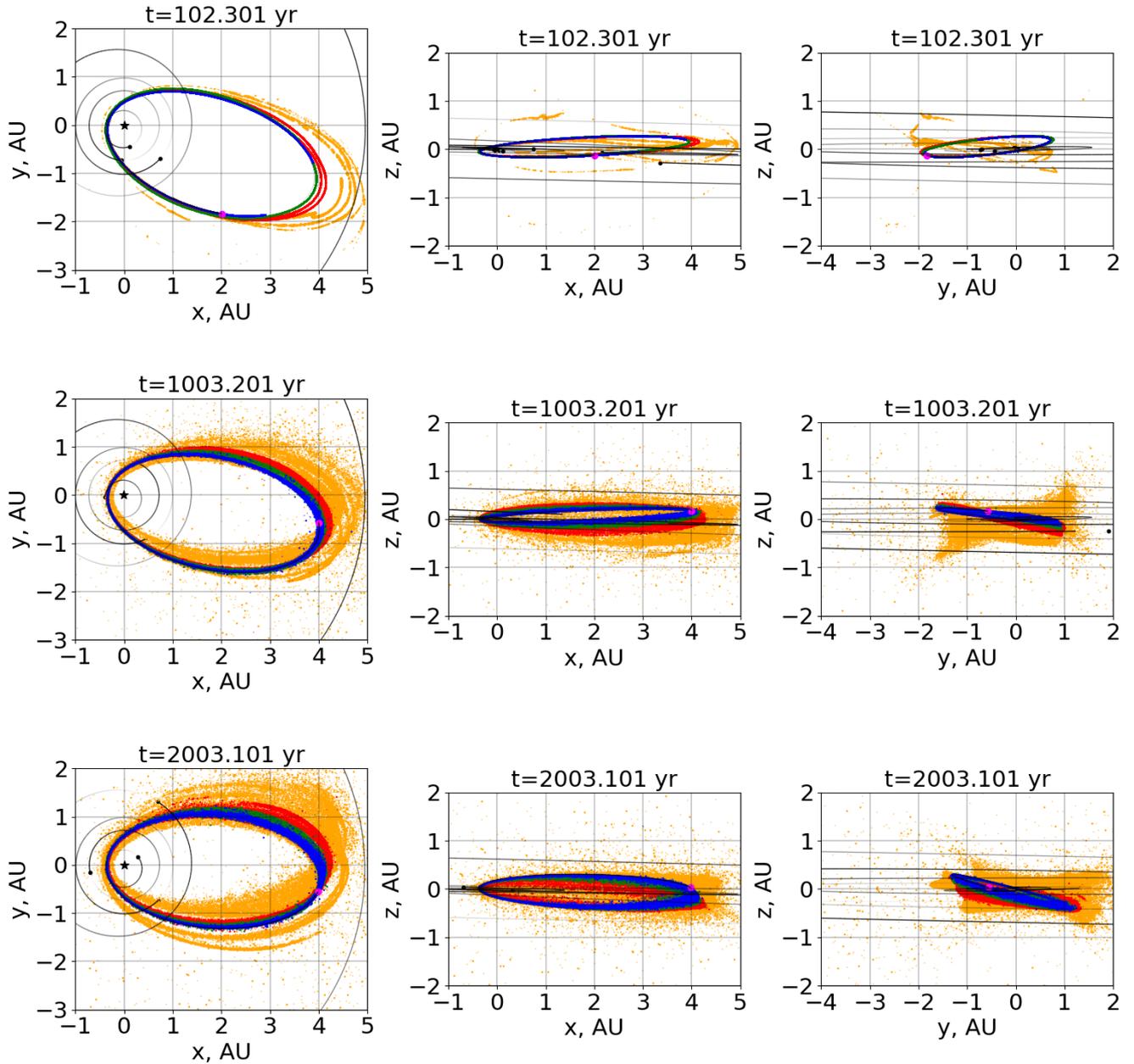


Рисунок 32 — Эволюция метеороидного потока в базовой модели M2 (комета 2P/Encke). Показано положение частиц (метеороидов) различного размера в проекции на плоскость эклиптики XU и плоскости XZ и YZ . Цветовое обозначение соответствует табл. 3. Черными точками и линиями показаны планеты и их орбиты, пурпурной точкой – положение родительского тела на указанный момент времени.

метеороидов лежат в среднем гораздо ближе к плоскости эклиптики, сближения с планетами, расположенными ближе, чем Юпитер, гораздо более частые, и возмущения от таких сближений более существенны, чем в модели M1.

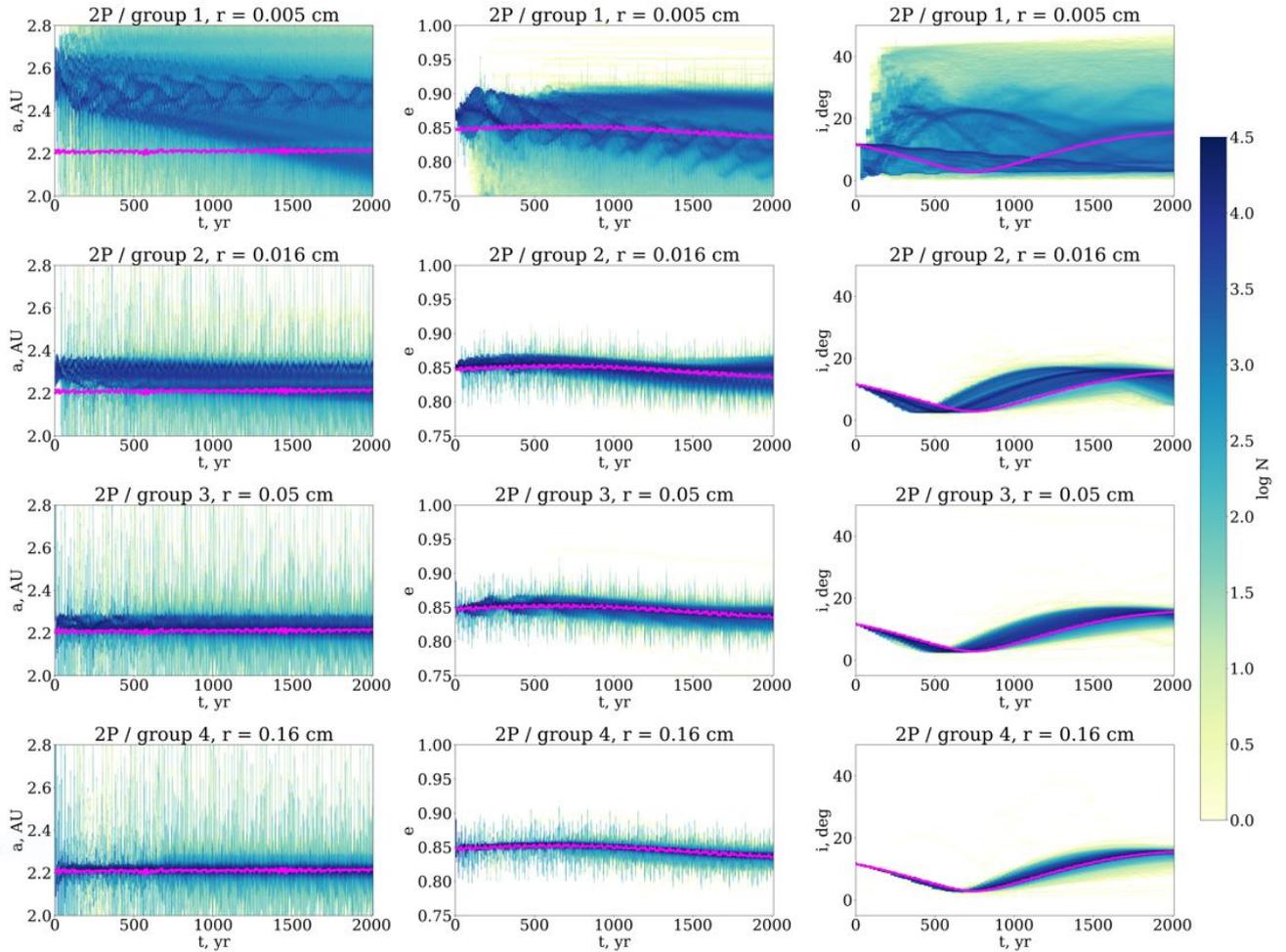


Рисунок 33 — Эволюция ансамбля частиц в модели M2 (комета 2P/Енске). Показана эволюция распределений большой полуоси a , эксцентриситета e и наклона i для частиц разных групп. Цветовая шкала справа отличается от той, что показана на рис. 31. Она соответствует плотности распределения частиц, т.е. числу частиц в интервалах $\Delta a = 0.008$ а.е., либо $\Delta e = 0.0025$, либо $\Delta i = 0.33^\circ$. Линия пурпурного цвета показывает эволюцию элементов орбиты родительского тела.

Как отмечалось во Введении, расчетные начальные скорости выброса частиц могут заметно отличаться в разных моделях. Также разные авторы рассматривают разную геометрию выброса. Для исследования зависимости результатов от параметров выброса были проведены вспомогательные сравнительные расчёты, в которых условия выброса параметризовались. Основные параметры – это геометрия и скорость выброса. В базовом расчёте (модель M1) моделировался выброс в сферу с терминальными скоростями, указанными в табл. 3, в модели M1.1 выброс происходил с полусферы, в модели M1.2 выброс происходил в узкий конус (угол 10°) в направлении на Солнце, а в

модели M1.3 была в два раза увеличена скорость выбрасываемых частиц по сравнению с моделью M1.

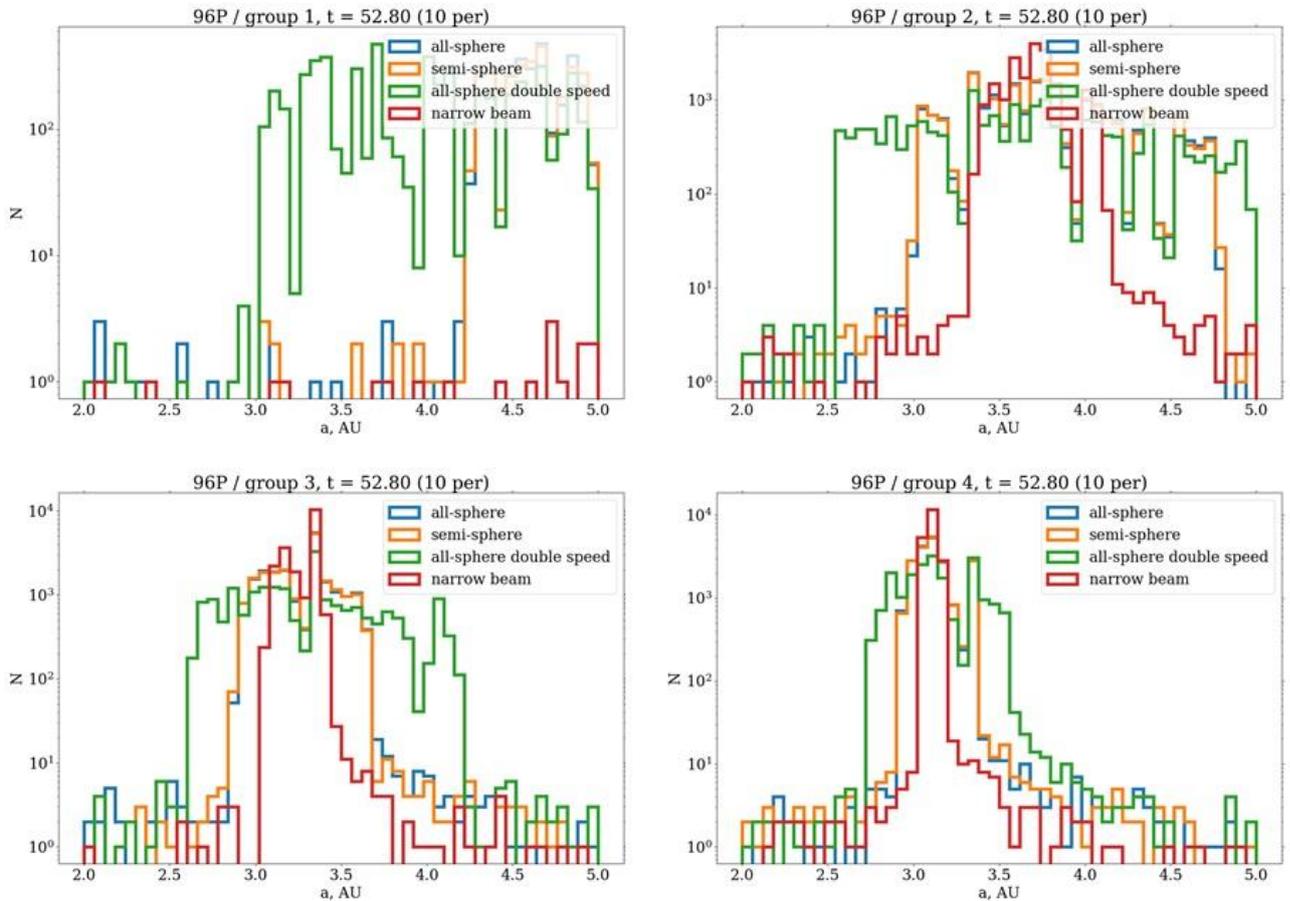


Рисунок 34 — Распределение частиц (всех групп размеров) по a , после 10 периодов обращения вокруг Солнца при различных допущениях о характере выброса частиц из ядра кометы. Выброс в полусферу (оранжевая линия), выброс в сферу (синяя линия), выброс в узком конусе (красная линия) и выброс в сферу, но с удвоенной (по сравнению с табл. 3) скоростью (зелёная линия).

На рис. 34, 35 и 36 показаны распределения частиц (всех размеров) по a , e , i соответственно после 10 периодов обращения родительского тела вокруг Солнца при различных допущениях о характере выброса частиц из ядра кометы. Из рис. 34 видно, что структура распределения числа частиц по большой полуоси для выбросов в полусферу и в сферу практически не отличается для частиц всех размеров. При выбросе в узкий конус характер распределения тот же для частиц группы 1 (т.е. наименьшего размера), но для более крупных частиц распределение по a более узкое. Выброс с двойной скоростью приводит к существенному изменению геометрии потока. Наиболее сильно это проявляется для самых мелких частиц, но и для более крупных частиц распределение по a

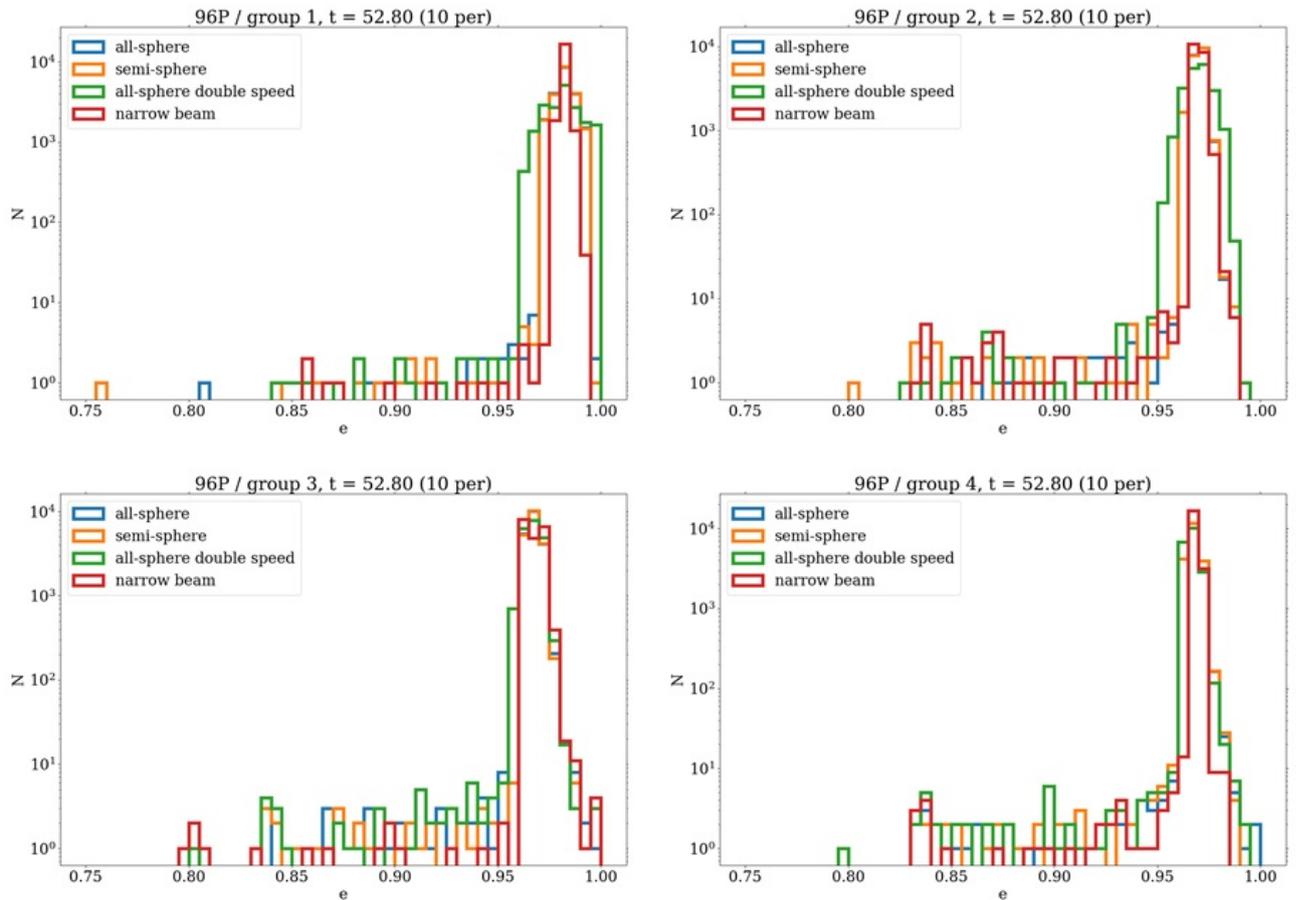


Рисунок 35 — Распределение частиц (всех групп размеров) по e после 10 периодов обращения вокруг Солнца при различных допущениях о характере выброса частиц из ядра кометы. Обозначения те же, что и на рис. 34.

в разы шире, чем в случае выбросов с неувеличенной скоростью. Из анализа рис. 34 можно сделать заключение, что результаты слабо зависят от геометрии выброса, если не принимать крайние предположения (очень узкий конус выброса), а вот зависимость от скорости выброса намного существеннее. Из рис. 35 и 36 видно, что структура распределения числа частиц по эксцентриситету и наклонению для всех видов выбросов внутри данной группы отличается несущественно.

3.3.2 Индекс масс в потоке

Рассмотрим распределение метеороидов по массе на расстоянии 1 а.е. в плоскости эклиптики, т.е. в той области, где движется Земля, а при входе Земли

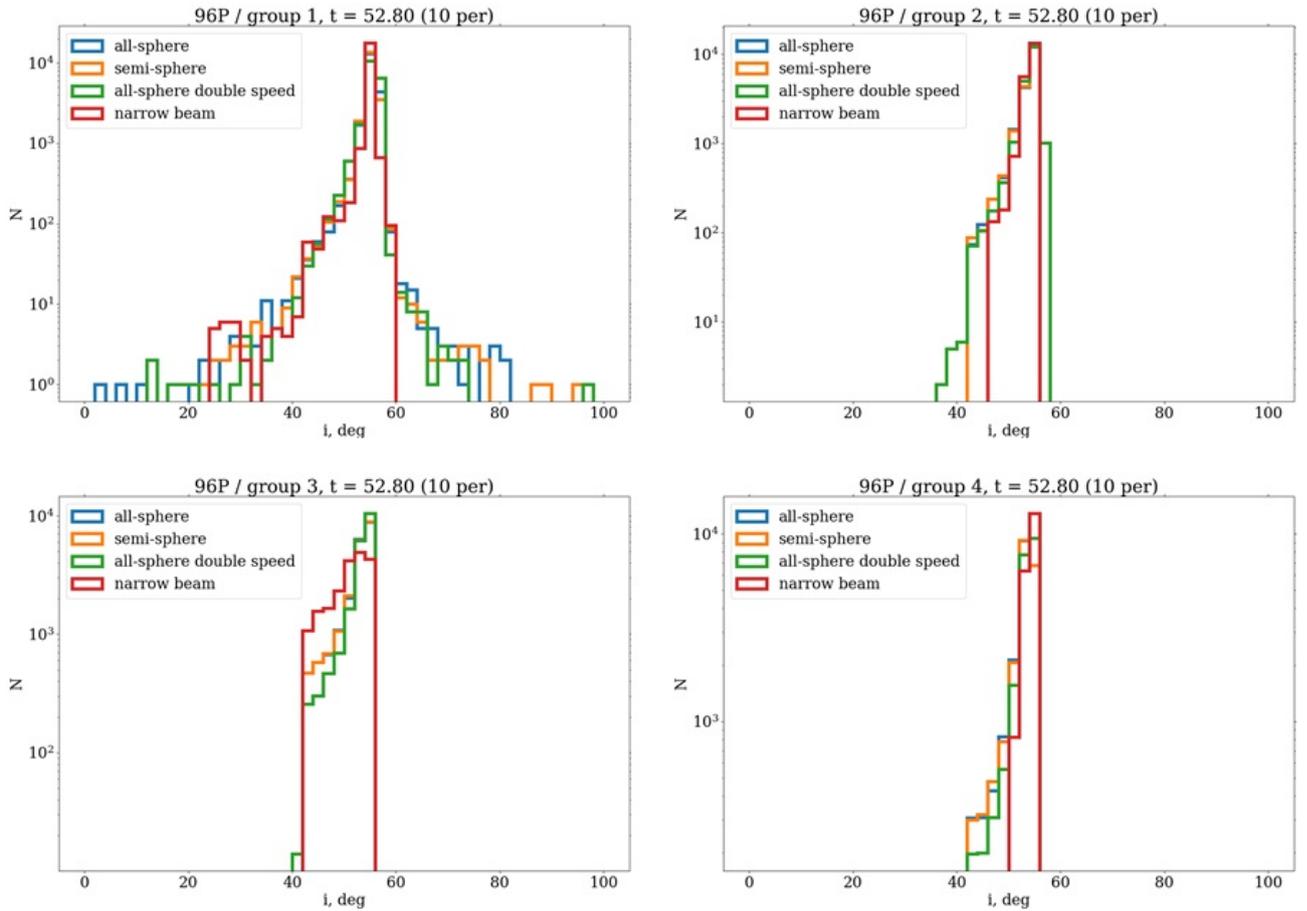


Рисунок 36 — Распределение частиц (всех групп размеров) по i после 10 периодов обращения вокруг Солнца при различных допущениях о характере выброса частиц из ядра кометы. Обозначения те же, что и на рис. 34.

в наиболее плотную часть потока метеороидов может наблюдаться метеорный дождь. На рис. 37 на левой панели показаны распределения частиц потока в сферах подсчета при $R_{cs} = 0.1$ а.е. в двадцатидневный период с центральным значением $t = 501.6$ года для модели M1 (комета 96P/Machholz). Редуцирующий фактор для учёта повторных выбросов принимался равным $f = 0.97$. Подсчёты проведены в моменты, соответствующие изменениям долготы Солнца на 1 градус (т.е. практически каждые сутки). Количество тяжёлых частиц (группы 4) показано как есть, а согласно изложенному выше приему, количество расчётных частиц из группы j в сфере подсчёта умножено фактор $Norm(j)$ (см. табл. 3). Напомним, что это число модельных, а не реальных частиц, и данные модели дают представления в основном об относительных характеристиках потоков. Величина s как раз является одной из таких относительных величин. На правой панели рис. 37 крестиками показан соответствующий данным на левой панели профиль индекса массы s . Для сравнения с наблюдениями профиль

нанесён на наблюдательную диаграмму (рис. 7 из [40]), отражающую результаты наблюдений потока Ариетиды в 2008 г. с радаром SMOR. Поведение s при прохождении Земли сквозь поток качественно именно таково, как описано в работах. В максимуме потока $s < 2$, на краю потока $s \sim 2$ или выше. То есть из рис. 37 видно, что есть неплохое качественное согласие между изменением во времени индекса s в модели M1 и наблюдениями.

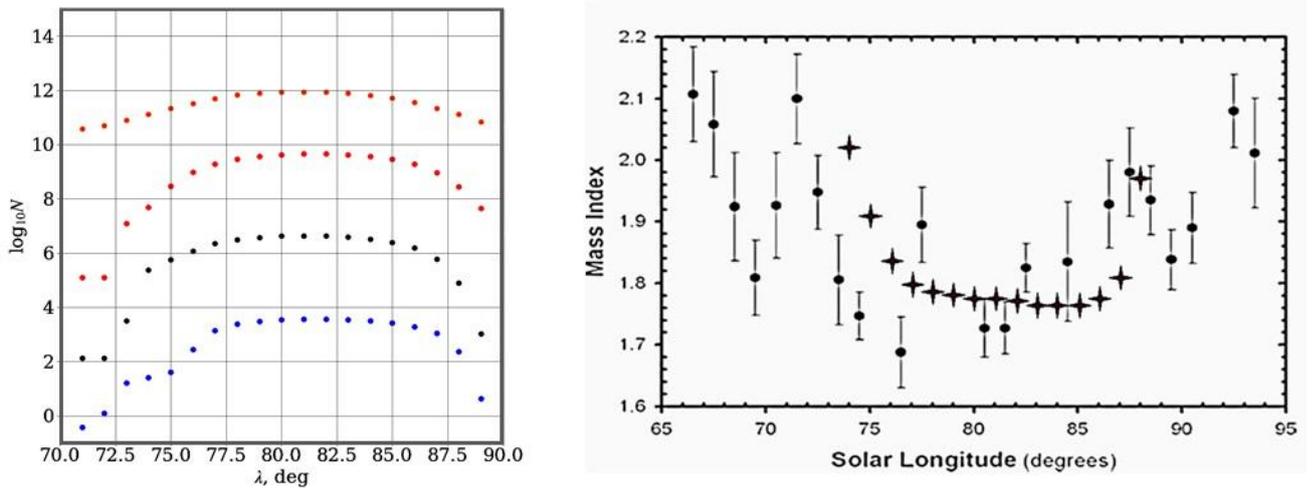


Рисунок 37 — Слева – распределения числа частиц потока в сферах подсчета при $R_{cs} = 0.1$ а.е. в двадцатидневный период с центральным значением $t = 501.6$ года для модели M1 (комета 96P/Machholz), цвета соответствуют обозначениям в табл. 3. Справа – модельные значения индекса массы s , соответствующие левой панели (крестики), для сравнения приведены наблюдения (точки), построенные по данным о потоках Ариетид в 2008 г. ([40], рис. 7).

На рис. 38 показано распределение индекса массы в ассоциированном с кометой 2P/Encke модельном потоке (модель M2). Сферы подсчета распределены со скважностью 1 градус по окружности радиусом 1 а.е. от Солнца в плоскости эклиптики по всему диапазону долгот. Это распределение s получено на момент $t = 511.6$ лет от начала расчётов. Фактор редукции $f = 0.97$. Видно, что метеороидный поток от кометы 2P/Encke пересекает орбиту Земли дважды (на долготах $\sim 105^\circ$ и $\sim 230^\circ$). Видно, что в периоды пересечения потока с окружностью (почти совпадающей с орбитой Земли) индекс массы ведёт себя так же, как в случае кометы 96P/Machholz (см. рис. 37).

Представленные выше результаты показывают типичное поведение модельных потоков. Для детального исследования эволюции конкретного потока,

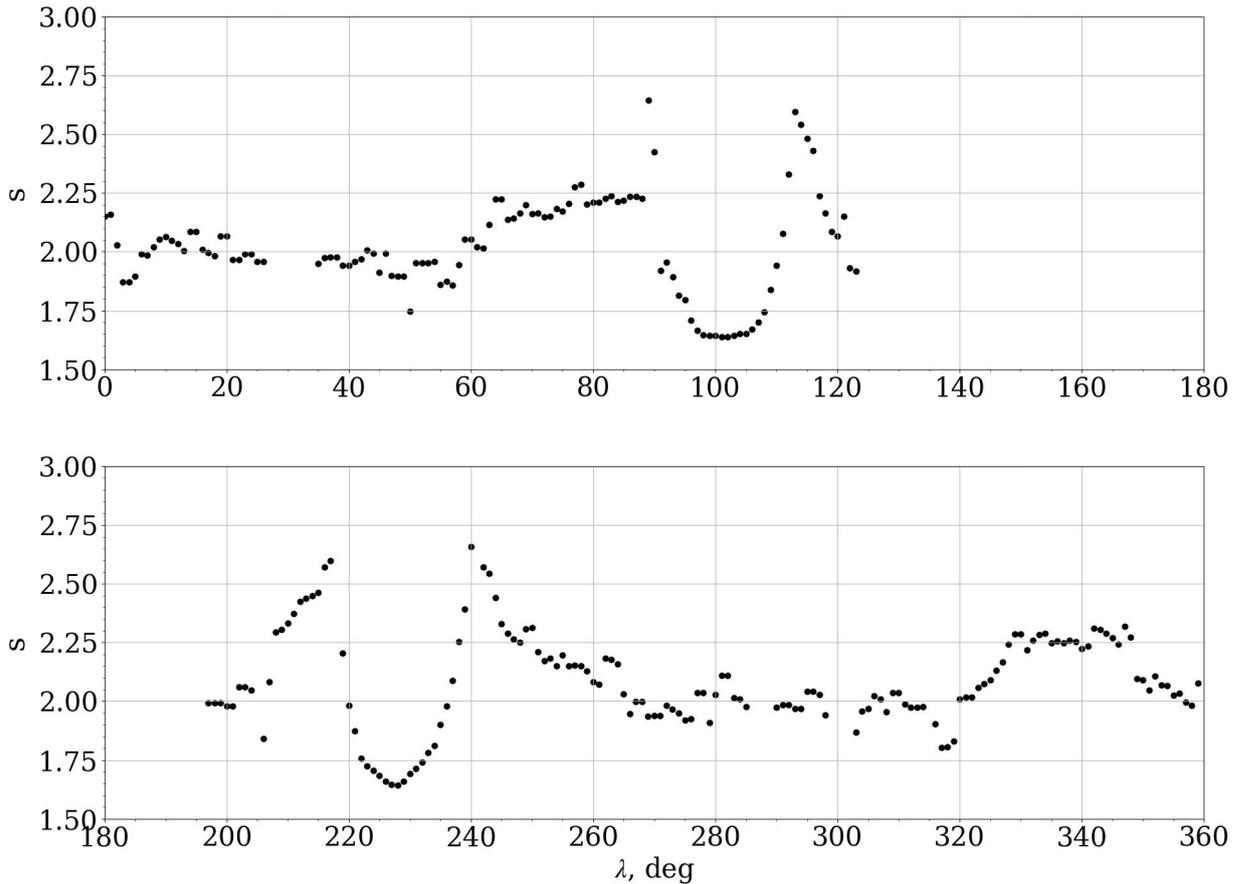


Рисунок 38 — Индекс массы s , вычисленный для модели M2 (комета 2P/Encke) в области орбиты Земли в момент $t = 511.5$ лет.

конечно, необходимо знать не только как, но и когда образовался (начал образовываться) поток. Как уже отмечалось, вопрос о возрастах потоков весьма сложен и во многих случаях данные о возрастах противоречивы. В модели M1.4 начальный момент времени t_0 рассматривается как параметр. На рис. 39 показаны изменения индекса массы s в максимуме потока, вычисленные для модели M1.4 в предположении, что истечение из кометы (комета 96P/Machholz) началось в момент $t_0 = -500$ или $t_0 = -1000$ лет. Распределение s показано в момент $t = t_0 + 501.6$ лет. Повторные выбросы учитывались с фактором $f = 0.97$. Сравнивая эти диаграммы, а также правую диаграмму на рис. 37 (там было $t_0 = 0$, но возраст потока тот же $t = 501.6$ лет), можно сделать вывод, что структура модельного потока одного и того же возраста значительно зависит от начального момента, когда началось истечение (выброс метеороидов) из ядра кометы. Это

вполне понятно, как видно из рис. 30 и 31, на временах во многие сотни и тысячи лет орбита ядра кометы меняется существенно, также существенно меняется и картина сближений с планетами, так что для различных значений t_0 эволюция потока идёт по-другому из-за различной истории сближений с планетами. Однако общий характер поведения индекса масс всё же сходен: в максимуме потока $s < 2$, на краю потока s может превышать 2.

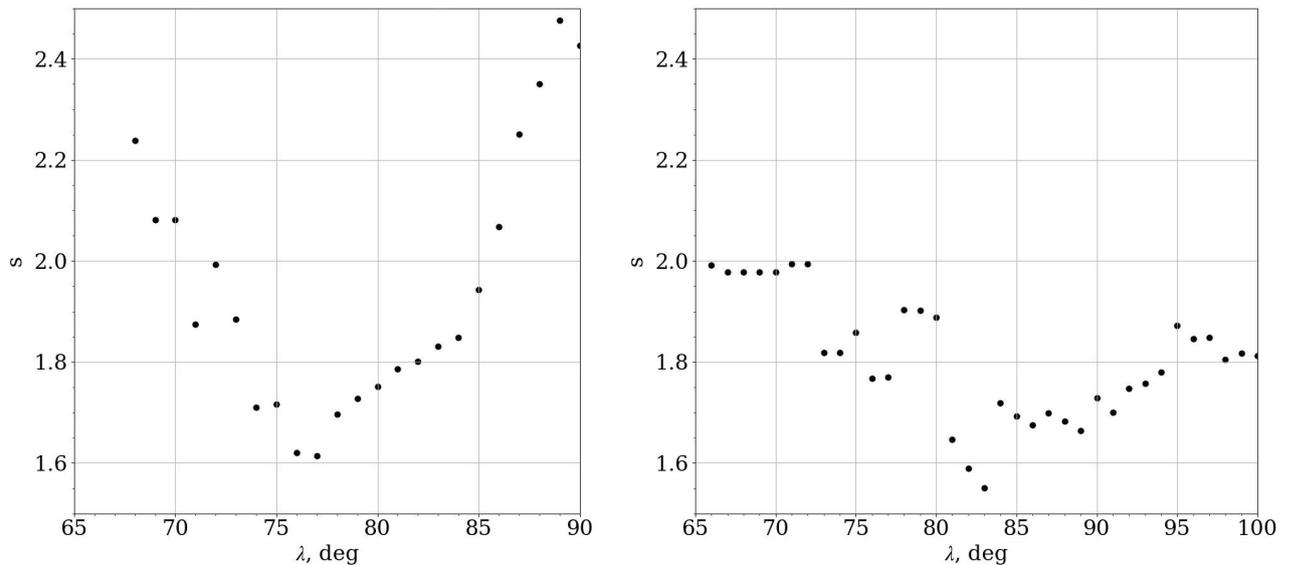


Рисунок 39 — Слева — изменения индекса массы s в максимуме потока, вычисленные для модели M1.4 в предположении, что истечение из кометы (96P/Machholz) началось в момент $t_0 = -500$ лет, справа — то же, но для $t_0 = -1000$ лет. Распределение s показано в момент $t_0 + 501.6$ лет.

Результаты расчётов подтверждают, что структура модельного потока одного и того же возраста заметно зависит от начального момента, когда началось истечение (выброс метеороидов) из ядра кометы, но общий характер поведения индекса масс в потоке тот же. Возможно, что вид профиля индекса s массы метеороидов потока может быть некоторым индикатором возраста потока. Для более детального исследования поведения профиля индекса масс в процессе (вековой) эволюции потока необходимы дополнительные расчёты, желательно с большим количеством модельных частиц.

3.3.3 Динамика метеороидного потока, порождённого столкновением АСЗ

При выбросе, вызванном столкновением, наблюдается картина, схожая с эволюцией потоков кометного происхождения. На левой панели рис. 40 показан вид метеороидного потока на ранней стадии (возраст потока $t = 1.37$ лет) в проекции на плоскость эклиптики вблизи перигелия орбиты родительского тела. Здесь частицы успели сделать лишь пол-оборота по орбите.

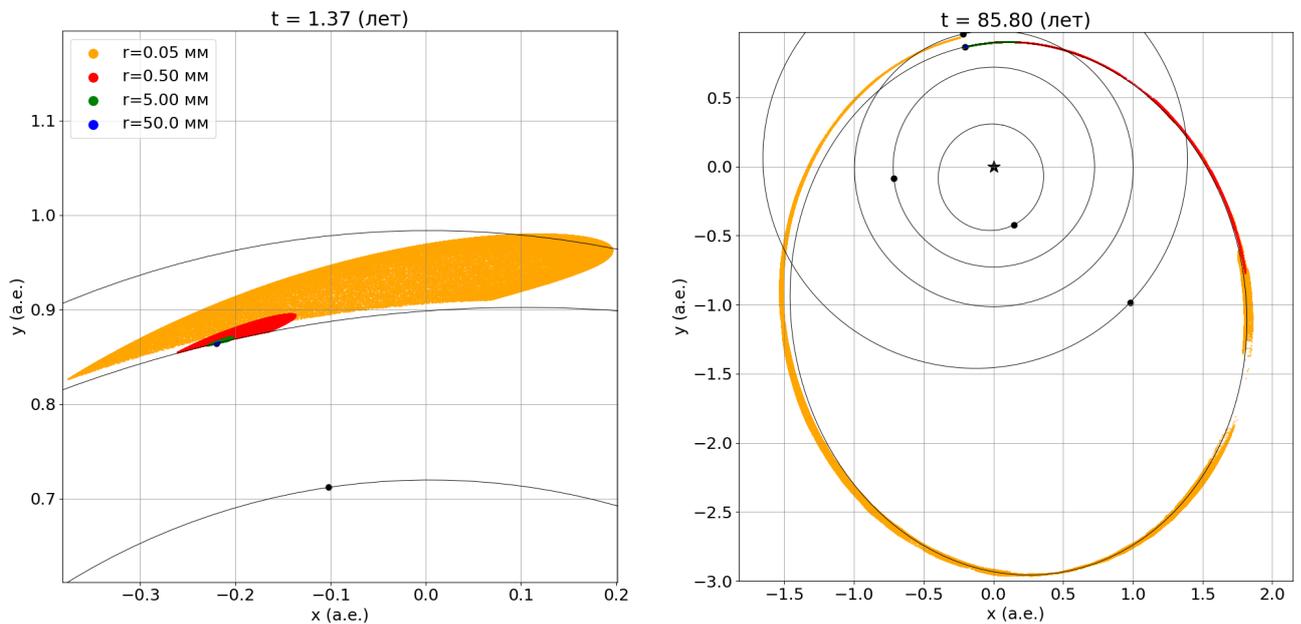


Рисунок 40 — Вид метеороидного потока в проекции на плоскость эклиптики в различные моменты времени. Чёрными звездочкой и точками обозначены Солнце, планеты и родительское тело. Их орбиты показаны чёрными линиями, цветными точками изображены метеороиды различного размера.

Распределение модельных частиц потока относительно орбиты родительского тела показано на рис. 41 (сплошными линиями). Также на рис. 41 для иллюстрации роли различных сил приведены распределения метеороидов вдоль орбиты родительского тела с учётом и без учёта радиационных и гравитационных возмущающих сил (верхняя и нижняя панель). Для наглядности показано количество модельных частиц, начальное число которых одинаково для всех типов во всех расчетах. Так как частицы ещё не успели далеко отойти от родительского тела, можно использовать сравнительно небольшой радиус сферы подсчета $R_{cs} = 0.01$ а.е.

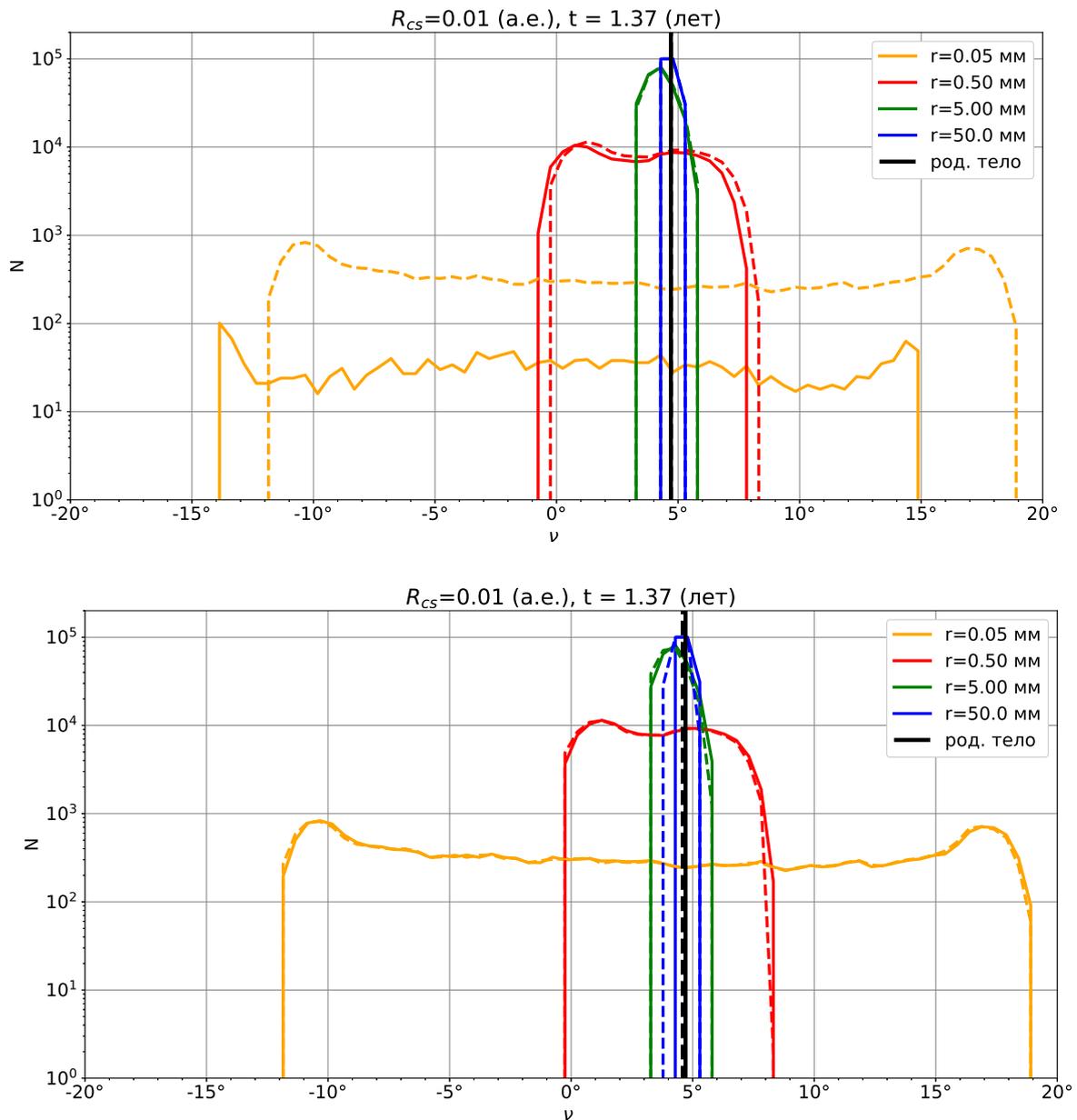


Рисунок 41 — Распределение числа фрагментов (структура потока) вдоль орбиты родительского астероида в базовой модели M10 для момента времени $t = 1.37$ лет. Размер сферы подсчета $R_{cs} = 0.01$ а.е., $\nu = 0^\circ$ соответствует перигелию. Сверху: сплошные линии показывают результаты моделирования с учётом радиационных сил и гравитационных возмущений, штриховые линии — с учётом возмущений, но без учёта радиационных сил. Снизу: сплошные линии — модель с учётом гравитационных возмущений, штриховые линии — модель без учёта гравитационных возмущений. Цвета соответствуют различным размерам частиц. Чёрным цветом выделено положение родительского тела.

Из рисунка видно, что более мелкие частицы относительно быстро распространяются вдоль орбиты АСЗ, что связано с существенно большими

начальными скоростями. Также заметно влияние радиационных сил: график распределения, соответствующий $r = 0.05$ мм, существенно меняется при добавлении этого вида сил. Можно отметить несимметричность распределения частиц относительно родительского тела, которая вызвана по большей части несимметричностью самого выброса. Воздействие гравитационных возмущений на ранней стадии, наоборот, более заметно для крупных частиц (рис. 41, нижняя панель). Мелкие частицы имеют существенно (на порядки) большую начальную скорость (см. табл. 5) и поэтому воздействие гравитационных возмущений на раннем этапе малозаметно.

В ходе эволюции, за счёт разницы в начальной скорости и действия негравитационных сил, частицы постепенно распределяются по орбите, в итоге образуя эллиптическое кольцо. На рис. 40 (справа) показан вид потока в момент времени, когда совокупность всех частиц образует такое кольцо ($t = 85.8$ лет), родительское тело при этом совершило 31 полный оборот и находится вблизи перигелия. Кольцо ещё не полностью замкнуто, так как сегменты кольца образованы частицами различных размеров, которые эволюционируют по-разному. В дальнейшем, частицы каждого размера распределятся так, что будет образовано замкнутое кольцо с частицами каждого типа. Частицы меньшего размера, очевидно, сформируют кольцо быстрее. На рис. 42 показано распределение частиц вдоль орбиты АСЗ для $t = 85.8$ лет. Так как частицы уже отошли дальше от родительского тела, то применяется сфера подсчёта большего радиуса $R_{cs} = 0.05$ а.е.

Видно, что распределение частиц сильно неоднородно вдоль орбиты, заметна «рваная» структура потока. Это результат сближений частиц метеороидного потока с планетами. Об этом можно судить по плавному виду штриховых линий на нижней панели рис. 42, относящихся к модели без учёта гравитационных возмущений и радиационных сил. Понятно, что все эти существенные изменения плотности потока метеороидов вдоль орбиты можно прогнозировать, только точно зная время столкновения и положение астероида в этот момент. Поскольку моменты столкновений у АСЗ мы не знаем, прогнозировать интенсивность (плотность) потока метеороидов астероидного происхождения в окрестности Земли практически невозможно.

Также на верхней панели рис. 42 можно заметить, что сплошная жёлтая линия (соответствующая частицам $r = 0.05$ мм в модели с учётом как гравитационных возмущений, так и радиационных сил) обрывается примерно на

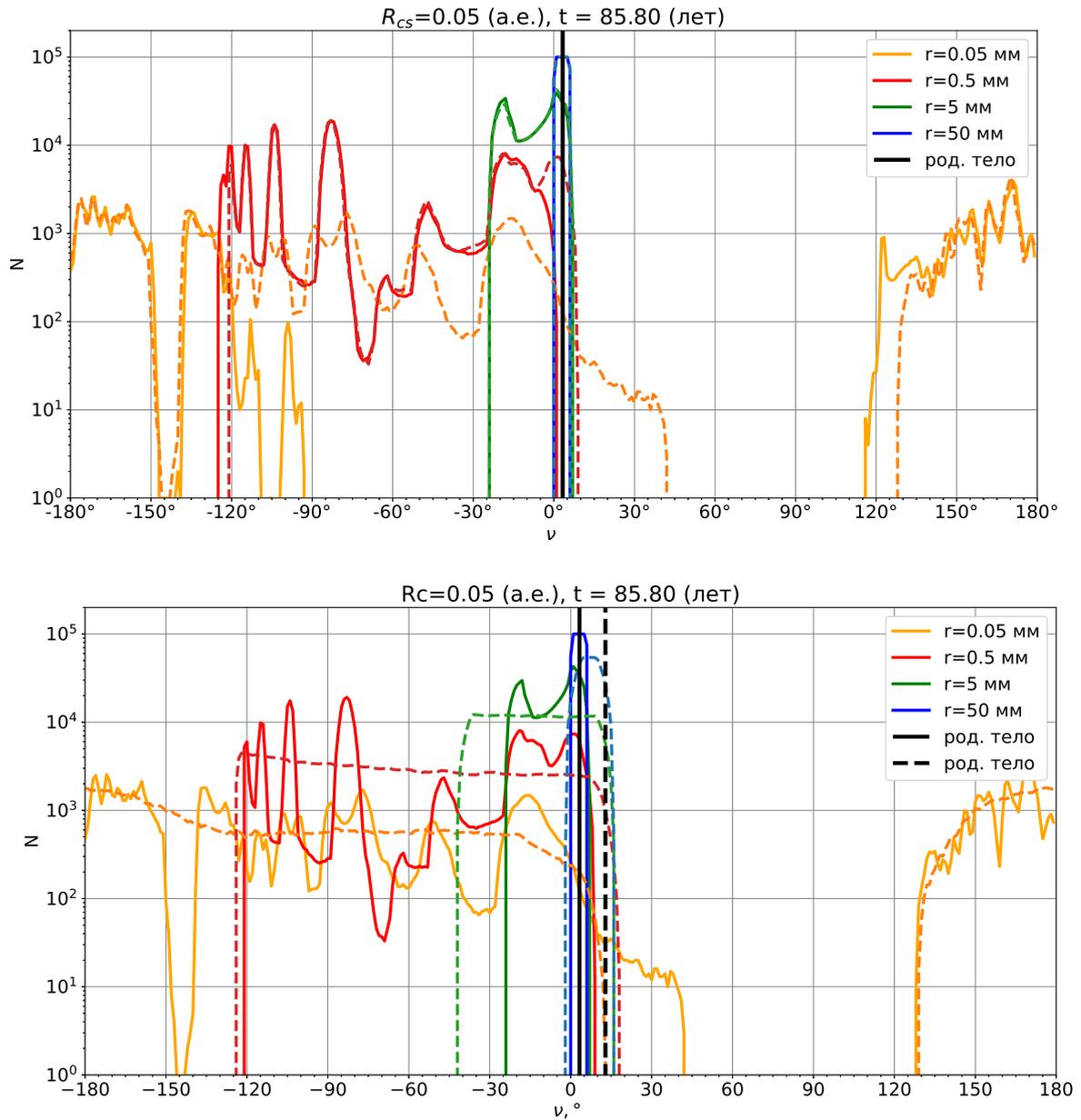


Рисунок 42 — Распределение числа фрагментов (структура потока) вдоль орбиты родительского астероида в базовой модели M10 для момента времени $t = 85.8$ лет. Размер сферы подсчёта $R_{cs} = 0.05$ а.е., $\nu = 0^\circ$ соответствует перигелию. Сверху: сплошные линии показывают результаты моделирования с учётом радиационных сил и гравитационных возмущений, штриховые линии — с учётом возмущений, но без учёта радиационных сил. Снизу: сплошные линии — модель с учётом гравитационных возмущений, штриховые линии — модель без учёта гравитационных возмущений. Цвета соответствуют различным размерам частиц. Чёрным цветом выделено положение родительского тела.

$\nu = -90^\circ$ и снова возникает вблизи $\nu = 120^\circ$, в то время как штриховая линия (соответствующая модели, в которой радиационные силы уже не учитывают-

ся) отсутствует на промежутке от $\nu \sim 40^\circ$ до $\nu \sim 130^\circ$. В этих промежутках ($N = 0$) частицы не попадают в сферу подсчёта. Такая существенная разница вызвана тем, что в модели с учётом радиационных сил метеороиды отдаляются от орбиты родительского тела, это хорошо заметно на рис. 40. Отметим также, что сплошные и штриховые линии, соответствующие частицам других размеров, мало отличаются друг от друга, данные частицы менее подвержены действию радиационных сил.

Одной из особенностей метеороидных потоков, образованных путем столкновения АСЗ с объектами ГПА, является то, что выброс вещества происходит в афелии, и поток, особенно на начальной стадии, имеет максимальную ширину вблизи перигелия и, соответственно, минимальную вблизи афелия. Это отличает такие потоки от потоков, образованных кометной активностью. Другая особенность состоит в том, что поток, порождённый столкновением, содержит частицы, выброшенные единожды в момент столкновения, в то время как кометные потоки пополняются при каждом сближении кометы с Солнцем на протяжении всего времени жизни кометы в активном состоянии. Вследствие этого можно ожидать, что в среднем метеорные потоки астероидного происхождения будут слабее и период их активности для ежегодного наблюдения будет существенно меньше. Эта особенность усложняет идентификацию родительского тела.

При постановке задачи было отмечено, что скорость выброса для частиц одного и того же размера при столкновении может значительно варьироваться. На рис. 43 изображено распределение частиц вдоль орбиты родительского тела на момент времени $t = 25.4$ лет при различном значении коэффициента C_{v-r} .

Для дополнительной иллюстрации воздействия сил радиационного характера был произведен расчёт, в котором все частицы имели одинаковую начальную скорость, равную 300 м/с, что приблизительно соответствует начальной скорости мелких частиц в базовой модели. На рис. 44 изображено распределение вдоль орбиты АСЗ на момент времени $t = 42.9$ года после столкновения.

Видно существенное отличие для частиц размером $r = 0.05$ мм, более крупные частицы практически идентично распределяются по орбите.

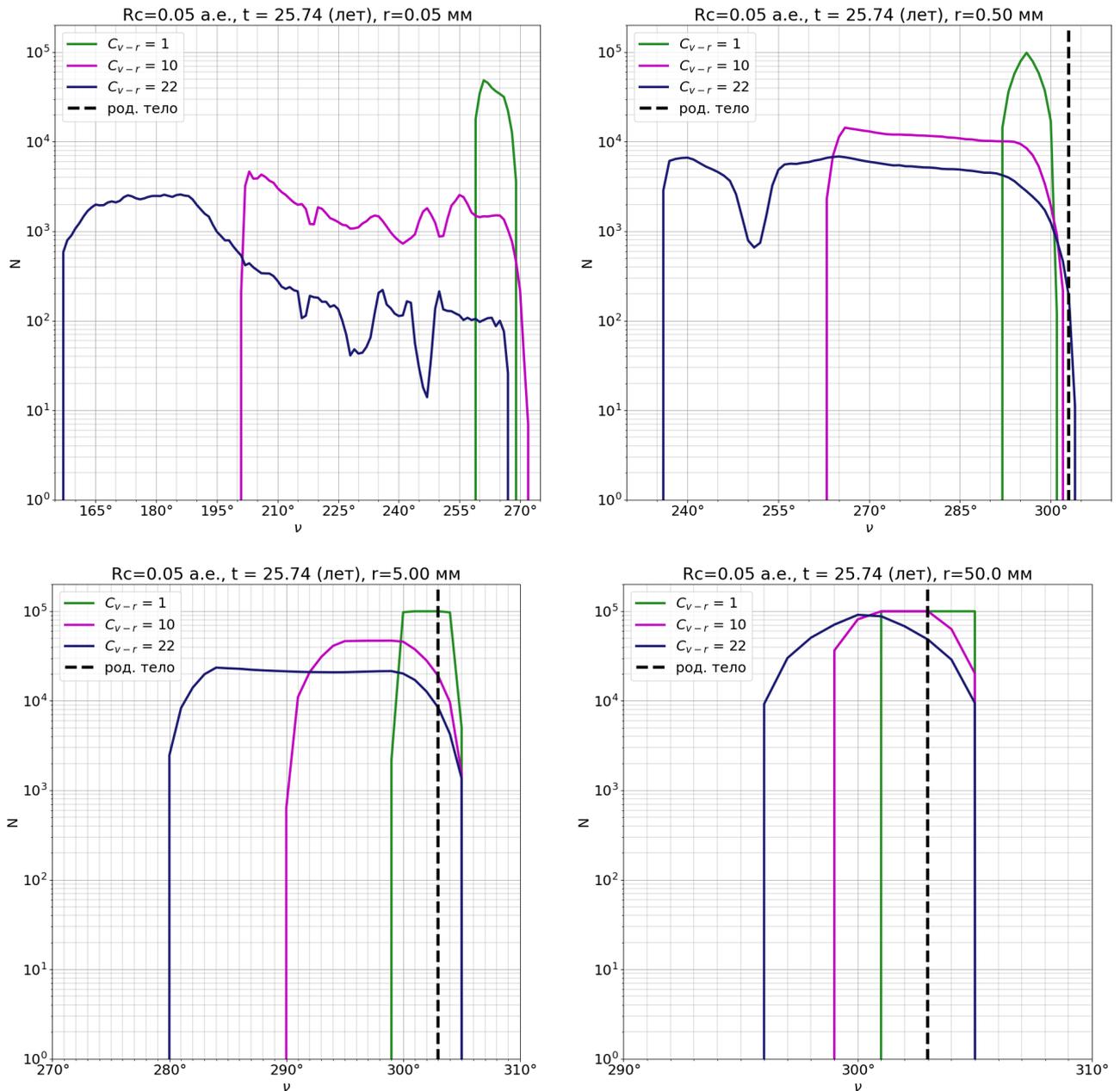


Рисунок 43 — Распределение вдоль орбиты родительского астероида (структура потока) метеороидов четырёх рассмотренных размеров r в моделях M1A, M10 и M22 для момента времени $t = 25.74$ лет. Размер сферы подсчета $R_{cs} = 0.05$ а.е. Цвета маркируют различные значения коэффициента скорости C_{v-r} .

3.4 Темп производства метеороидного вещества при столкновениях

Оценим относительный вклад метеороидов астероидного происхождения в население метеороидов в ОКП. Здесь необходимо отметить, что неважно как появились метеороиды: при распаде кометы или при столкновении астероидов, их динамическая судьба более-менее сходна. Поэтому сравниваются лишь тем-

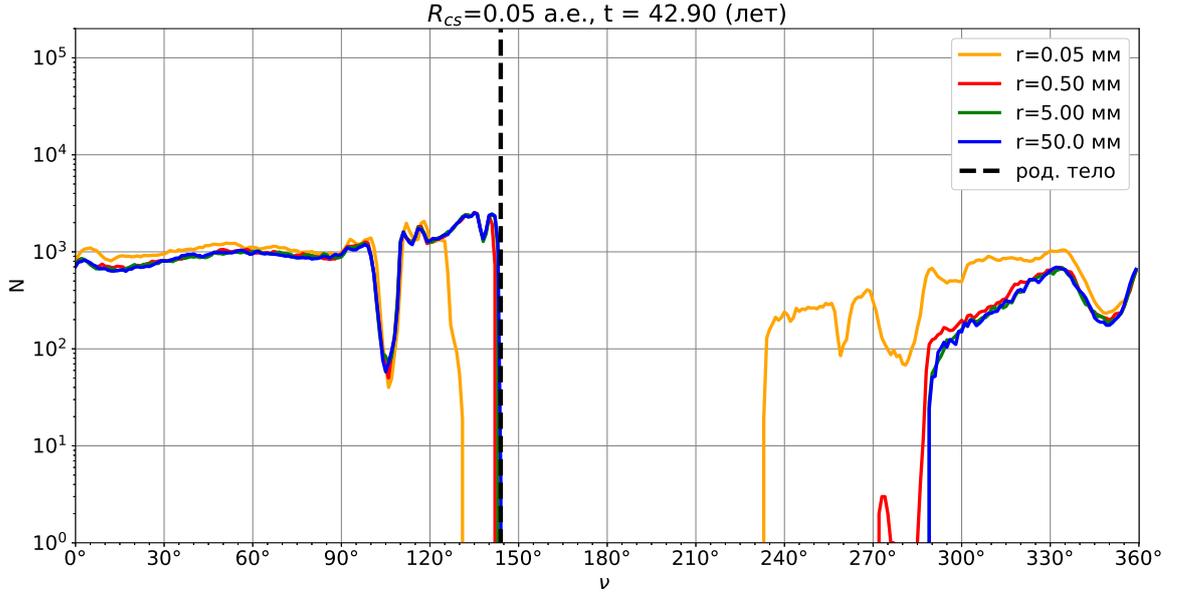


Рисунок 44 — Число частиц вдоль орбиты родительского астероида (структура потока) в модели с одинаковой начальной скоростью $v_0 = 300$ м/с для момента времени $t = 42.9$ лет. Размер сферы подсчета $R_{cs} = 0.05$ а.е., $\nu = 0^\circ$ соответствует перигелию. Цвета соответствуют различным размерам частиц. Черным цветом выделено положение родительского тела.

пы притока метеороидов кометного и астероидного происхождения, т.е. массы твёрдого вещества, выбрасываемого кометами и астероидами за единицу времени (здесь за год).

Для оценки темпа притока метеороидов астероидного происхождения необходимо знать (оценить) общую площадь АСЗ, количество ударников и частоту столкновений ударников на единицу площади АСЗ. Далее, поскольку общая масса произведённых при ударе метеороидов существенно зависит от размера и скорости ударника (см. главу 2), нужно учитывать распределения ударников по размеру и скорости. В главе 2 приведены распределения астероидов ГПА по размеру и скорости (рис. 21 и 20), а также средняя вероятность столкновения из [113]. Распределение ударников можно описать как $N(> d_p) = 8.4 \cdot 10^{11} d_p^{-2.3}$ — число ударников размером больше чем d_p (см. главу 2), число АСЗ диаметром больше d_t : $N(> d_t) = 10^9 d_t^{-2}$ [83]. Общая площадь сечений всех АСЗ в диапазоне размеров $[d_{min}, d_{max}]$:

$$A = 10^9 \int_{d_{min}}^{d_{max}} x^{-1} dx = 10^9 \ln \frac{d_{max}}{d_{min}} \quad (19)$$

При $d_{max} = 3.210^4$ м (размер самого крупного АСЗ Ганимеда) и $d_{min} = 1$ м, $A \sim 1.0 \cdot 10^{10}$ м². Масса выброшенного вещества (в кг) при столкновении

(см. также главу 2):

$$M_c \simeq 1260 r_p^3 v_p^{1.23} . \quad (20)$$

Необходимо отметить, что метеороиды астероидного происхождения, которые могут попадать в окрестность Земли, образуются при столкновениях относительно небольших ударников с относительно крупными АСЗ. Только при этом условии рой метеороидов будет иметь орбиту, близкую к орбите АСЗ. Формула (20) выведена при исходном предположении, что размер ударника d_p существенно меньше размера мишени d_t . Это условие можно записать в виде отношения размеров мишени и ударника, приравнивая массу выброса массе мишени:

$$f(d_t, d_p) = \frac{d_t}{d_p} > 5.8 \frac{v^{0.41}}{\rho^{1/3}} , \quad (21)$$

где v и ρ , как все другие величины, указаны в системе СИ (если специально не оговаривается). При скорости 5000 м/с и $\rho = 2000$ кг/м³ это отношение составляет примерно 15. Меньшая по размеру мишень будет разрушена полностью. Это учтено далее.

В главе 2 приводилось распределение для скоростей сближений в Главном поясе (рис. 20). Данное распределение можно аппроксимировать формулой, содержащей функции Гаусса (по-видимому, это указывает на то, что поле взаимных скоростей астероидов Главного пояса формируется именно в результате случайных процессов):

$$p(v) = 0.27e^{-\frac{(v-3.1)^2}{1.62}} + 0.12e^{-\frac{(v-5.0)^2}{1.28}} + 0.03e^{-\frac{(v-7.0)^2}{8.0}} . \quad (22)$$

Для оценки количества столкновений N_{col} в год между астероидом-мишенью радиусом d_t и астероидами-ударниками размером, превышающим значение d_p , за время Δt используем формулу (2) из главы 2 в виде:

$$N_{col}(> d_p) = 2 \times 10^{-23} d_t^2 N(> d_p) . \quad (23)$$

Снова отметим, что формула получена для средней вероятности столкновения и применима всё при том же условии $d_p \ll d_t$. Количество столкновений со всеми астероидами населения АСЗ можно оценить, подставив вместо d_t^2 общую площадь A всех АСЗ.

Для оценки массы фрагментов, выбрасываемых при ударах ансамбля ударников об астероиды ансамбля АСЗ в течение года, используем выражение, включающее в себя формулы (19), (20), (21), а также корректирующий

коэффициент $k(d_p)$ [81; 195]:

$$\dot{M} = 2 \times 10^{-23} \int_{v_{min}}^{v_{max}} \int_{d_{min}}^{d_{max}} p(v) M_c(d_p, v) N'(> d_p) k(d_p) \int_{d_t=f d_p}^{3.2 \times 10^4} d_t dv dd_p dd_t, \quad (24)$$

где переменные интегрирования: v – скорость ударника относительно мишени, d_p – размер (диаметр) ударника, d_t – размер мишени (АСЗ); v_{min} , v_{max} – минимальная и максимальная скорости ударников, d_{min} , d_{max} – минимальный и максимальный размеры ударников, $p(v)$ – распределение плотности вероятности скорости столкновения, $M_c(d_p, v)$ – масса вещества, выброшенная из мишени при столкновении с ударником, $N'(> d_p)$ – число ударников размером более заданного значения d_p (в формуле N' – производная), $k(d_p)$ – корректирующий множитель, который введён для учёта того факта, что для очень малых ударников отношение массы выброшенного вещества к массе ударника сильно снижается независимо от скорости соударения (на шкале размеров ударников от $d_p = 100$ мкм до 1 мкм линейно уменьшается от 1 до 0.001 [195]), f – фактор, учитывающий, что если размер ударника не удовлетворяет требованию $dp \ll dt$, то масса выброса снижается. Для случайных скоростей сближений пределы определяются формой распределения (рис. 20), $v_{min} = 0$, $v_{max} = 20$. Выбор d_{min} основан на том, что частицы-ударники размером менее микрона [195] могут выбить из мишени лишь вещество массой не более массы ударника. К тому же результат, рассчитанный по формуле (24) для указанного распределения ударников, слабо зависит от d_{min} . Предельное значение $d_{min} = 1$ мкм представляется естественным. Выбор значения d_{max} оценивается из размера самого крупного АСЗ (мишени) и характерного значения f (размер ударника должен быть, по крайней мере, в f раз меньше).

На рис. 45 показан удельный темп $\dot{M}(d_p, v)$ производства (по массе) метеороидов и пыли за 1 год в столкновениях ударников со всеми АСЗ в зависимости от размера ударника и скорости столкновения. Это распределение получено при значении максимального размера ударника $d_{max} = 1$ км. Видно, что наибольший удельный темп производства метеороидов и пыли дают столкновения мелких ударников (< 1 м) на скоростях 1 – 13 км/с. Но если проинтегрировать это распределение по интервалам размеров ударников (рис. 46), то оказывается, что крупные ударники могут также вносить существенную долю. Из рис. 46 можно сделать вывод: столкновения астероидов обеспечивают темп при-

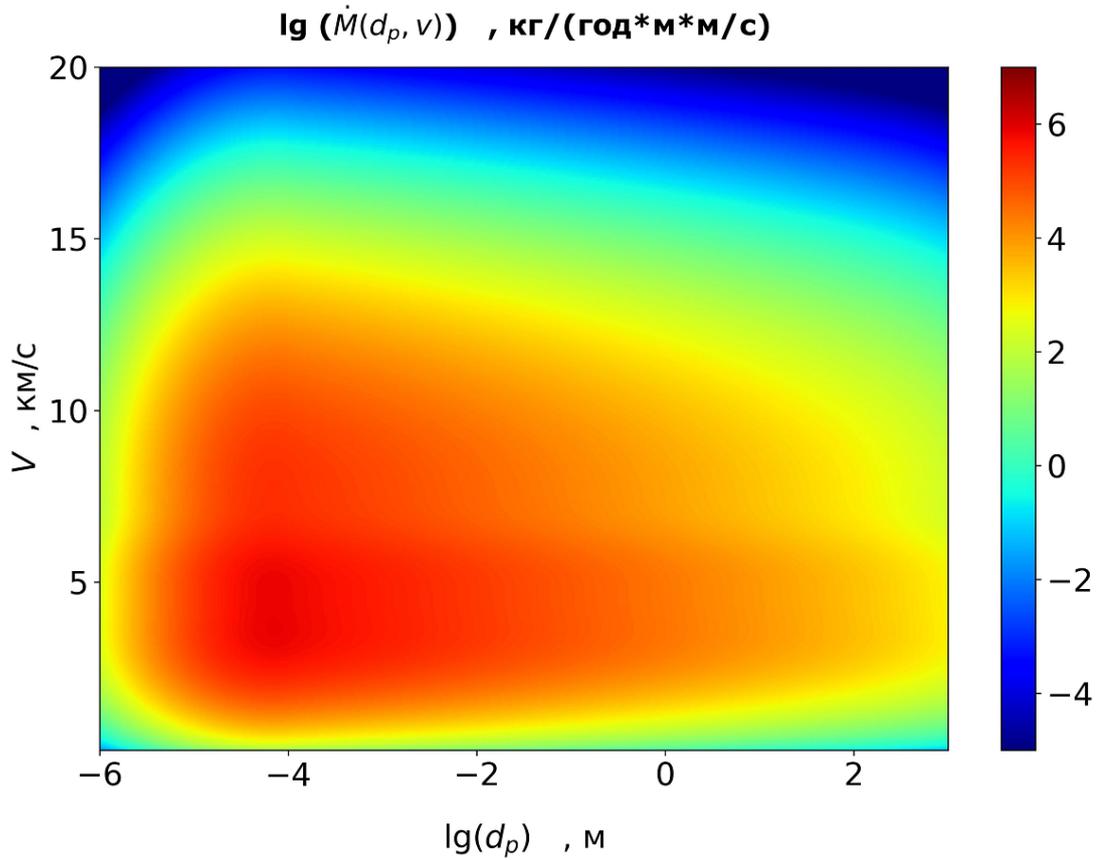


Рисунок 45 — Удельный темп $\dot{M}(d_p, v)$ производства (по массе) метеороидов и пыли за 1 год в столкновениях ударников с АСЗ. Расчёт $\dot{M}(d_p, v)$ проведён на элемент $d_p \times v$ размером $1 \text{ м} \times 1 \text{ м/с}$.

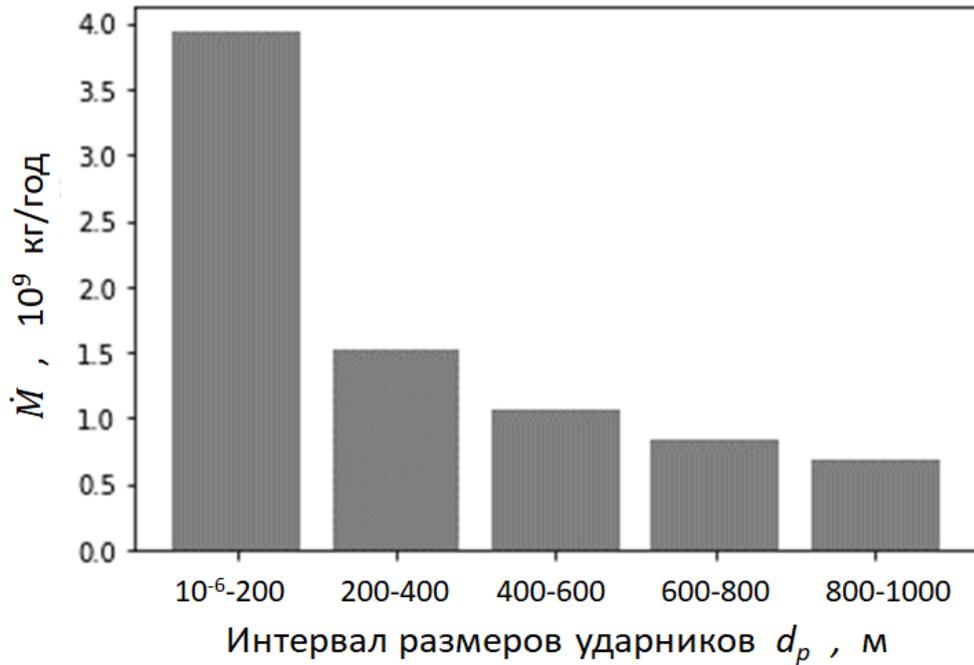


Рисунок 46 — Относительный вклад ударников различных размеров в величину \dot{M} .

тока массы метеороидов и пыли во внутренней Солнечной системе на уровне $\dot{M} \sim 10^{10}$ кг/год.

В главе 2 обсуждался темп потери пыли кометами и сделан вывод, что удельный темп потери для большинства комет в пиковом значении варьируется от 1 до 30 $\text{кг}\cdot\text{с}^{-1}\cdot\text{км}^{-2}$. При характерном времени активности кометы до 1 года и активной площади ядра кометы до 3 км^2 одна комета может «произвести» до ~ 1 млрд кг метеороидов и пыли в год. В год таких комет может быть несколько штук. В табл. II в [196] приведены полученные из наблюдений темпы потери пылевого вещества из ядер комет. Можно оценить суммарный темп, и он оказывается на уровне порядка 10^{10} кг/год.

Таким образом, темпы «производства» метеороидов астероидного и кометного происхождения (в массовом исчислении) могут быть вполне сравнимыми. Однако, стоит помнить, что данный результат справедлив, что называется, по порядку величины.

Глава 4. Свойства распределения малых тел в околоземном космическом пространстве

4.1 Постановка задачи и метод расчёта

Как отмечалось во Введении, в настоящее время вопросам астероидно-кометной опасности (АКО) уделяется большое внимание. Ведётся активная разработка систем обнаружения и отслеживания опасных небесных тел естественного происхождения (см., например, [73; 197], NASA «National preparedness strategy for near-earth object hazards and planetary defense» [9]. Современная (с учётом опыта Челябинского события 15 февраля 2013 г.) трактовка системы предупреждения о сближениях с опасными небесными телами включает задачу обнаружения крупных (> 50 м) тел на расстояниях, позволяющих обеспечить время упреждения не менее 30 дней, и задачу обнаружения более мелких (> 10 м) (но гораздо более многочисленных) тел, входящих в околоземное космическое пространство (ОКП), со временем упреждения не менее ~ 1 суток, позволяющим обеспечить хотя бы оповещение о надвигающейся угрозе. В этой главе рассматриваются вопросы, важные для построения эффективной системы обнаружения опасных тел, входящих в ОКП.

Под околоземным космическим пространством понимается пространство внутри сферы радиусом 0.01 а.е. (что примерно соответствует радиусу сферы Хилла) вокруг Земли. Конкретной целью работы, результаты которой представлены в данной главе, являлось изучение распределения тел (это в подавляющем большинстве АСЗ), входящих в ОКП по направлениям входа и скорости сближения с Землей. Подобное исследование проводилось ранее в работах [198–200] на основе доступных на тот момент данных. За прошедшее время появились новые данные и появились новые запросы, в частности, относящиеся к проекту «Млечный путь», направленного на создание общероссийской системы информационного обеспечения безопасности космической деятельности [197]. Для исследования возможности наблюдения АСЗ при помощи космических телескопов в проекте СОДА [73], дополнительно исследуется распределение АСЗ по направлениям и скоростям входа относительно наблюдателя (телескопа), размещённого в окрестности точки Лагранжа L_1 системы Солнце-Земля.

Для решения поставленной задачи нужно проследить динамическую эволюцию населения АСЗ на достаточно большом интервале времени, (например, в несколько десятков характерных периодов АСЗ), отмечая все входы астероидов в ОКП.

Задачу можно разделить на две части: 1) построение модели населения АСЗ с размерами астероидов 10 м и более; 2) интегрирование движения астероидов с фиксацией сближений с Землёй. Подобный подход применялся в [199] и в [82]. Далее рассматриваются методика моделирования и полученные распределения.

Для построения модели населения АСЗ идеальным подходом было бы использовать данные об орбитах реальных объектов, но эта выборка объектов должна быть полной. К сожалению, достаточная полнота (более 95%) достигнута лишь для АСЗ размером свыше 1 км (см. обсуждение во Введении и главе 1). Поэтому при решении задачи необходимо использовать модель населения АСЗ, включающую все тела размером не менее 10 м.

Для построения такой модели использовался открытый программный пакет NEOMOD ([86; 201]), ранее упоминавшийся в главе 1. Модель NEOMOD предсказывает полное количество астероидов, размером более 10 м ($15 < H < 28$) около 11.5 млн. Однако, расчёт движения такого количества астероидов затруднён из-за ограничения вычислительных ресурсов, поэтому расчёт проводился для набора из 1 млн астероидов, сгенерированного при помощи NEOMOD, который сохраняет все свойства распределений полной модели. Затем, при обработке результатов расчёта, количество вхождений АСЗ в ОКП умножалось на соответствующий множитель 11.5. При этом, в расчётах, не требующих интегрирования движения, использовался полный модельный набор астероидов. Интересно отметить, что в программном комплексе NEOPOP полное количество астероидов в рассматриваемом диапазоне составляет примерно 64 млн, при этом в упоминавшемся выше документе NASA [9] даётся оценка в ~ 45 млн астероидов. Как видно, в данный момент не существует общепринятой модели, описывающей населения АСЗ и получаемый результат может зависеть от используемой модели. Однако, различные модели (например, NEOMOD или более ранняя модель NEOPOP) предсказывают схожие распределения по элементам орбит и можно ожидать, что итоговый результат, предсказывающий частоту и направления входов, будет отличаться лишь количественно, а форма распределений останется той же. При этом, для перехода от одной модели к

другой, необходимо будет лишь масштабировать частоту входов, без пересчёта движения АСЗ.

Программа NEOMOD на выходе предоставляет набор параметров (H, a, e, i) астероидов, где H – абсолютная астероидная звёздная величина, a – большая полуось, e – эксцентриситет и i – наклонение в гелиоцентрической системе координат соответственно. Для генерации начальных условий в расчетах движения АСЗ этот набор был дополнен ещё тремя параметрами, позволяющими задать начальное положение астероида: долготой восходящего узла Ω , аргументом перигелия ω и средней аномалией M . Среди набора астероидов данные величины были распределены равномерно в диапазоне $[0, 2\pi)$, что соответствует наблюдаемым распределениям астероидов [6].

После того, как начальные условия для АСЗ были сформированы, производилось интегрирование движения астероидов, в котором отслеживались сближения с Землёй. Для решения этой задачи использован открытый код REBOUND ([95], см. описание в главе 1).

Интегрирование производилось в два этапа: 1) Расчёт движения всех астероидов на интервале времени 110 лет с учетом возмущений от планет при помощи гибридной схемы MERCURIUS [98] с шагом 1 день. В ходе интегрирования производился отбор астероидов, сблизившихся с Землёй на 0.05 а.е. Координаты и скорость таких астероидов в момент сближения фиксировались; 2) Интегрирование движения отобранных астероидов при помощи схемы IAS15 [100] с шагом 1 час и выделение сближений с Землёй на расстояние 0.01 а.е. Интегрирование на данном этапе движения проводилось в упрощённой модели, включавшей Солнце, Землю и астероид. Такая двухступенчатая методика показала достаточную эффективность в плане скорости вычислений.

Поскольку шаг интегрирования не может быть сколь угодно малым, астероид фиксировался не точно на сфере радиусом 0.01 а.е., а с некоторым запозданием, т.е. на меньшем расстоянии от Земли.

На рис. 47, характеризующем точность момента фиксации входа астероида в ОКП, представлено распределение по расстояниям астероид-Земля в моменты фиксации входа астероидов в ОКП. Как можно видеть, большинство событий фиксации отклоняются от сферы 0.01 а.е. незначительно, не более чем на 0.0005 а.е.

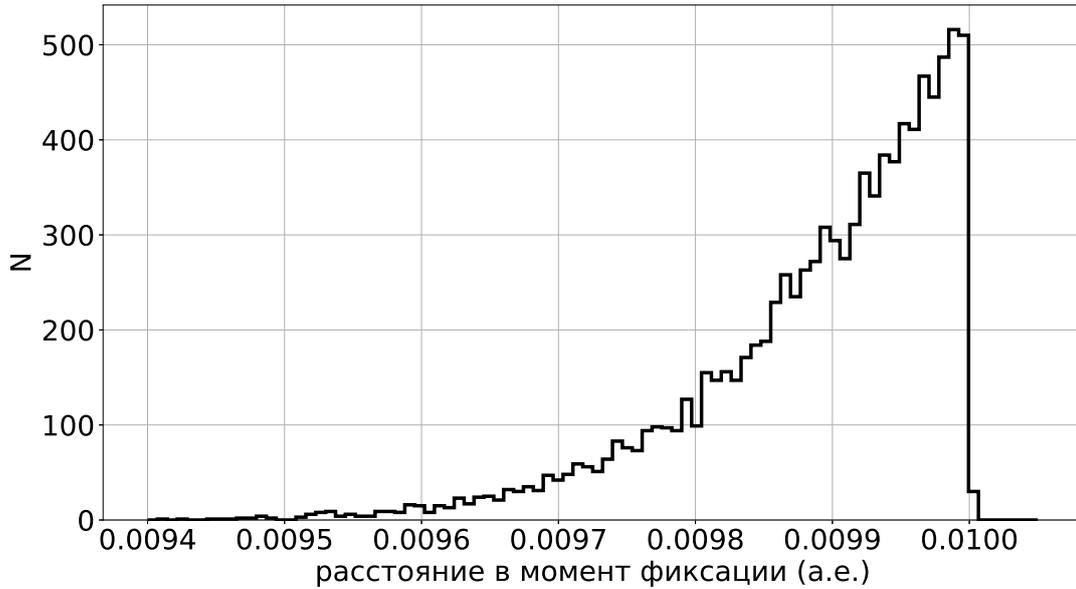


Рисунок 47 — Распределение расстояний от астероидов до Земли в момент фиксации входа в ОКП.

4.2 Распределения АСЗ, входящих в околоземное космическое пространство, для наземного наблюдателя

За расчётный интервал времени (110 лет) число входов модельных астероидов в ОКП составило 9950. Из этого можно сделать оценку для средней ожидаемой частоты вхождения астероидов в ОКП. Поскольку расчёт вёлся для 1 млн модельных АСЗ, что составляет примерно $1/11.5$ от полной популяции АСЗ размером более 10 м, генерируемой в NEOMOD, ожидаемое число вхождений в ОКП составляет $(9950/110) \cdot 11.5 \simeq 1040$ астероидов в год. Естественно, что большинство таких вхождений осуществляются малоразмерными астероидами.

4.2.1 Распределения по размеру и элементам орбит

На рис. 48 показано распределение астероидов, входящих в ОКП по по- абсолютной астероидной звёздной величине H . Оно, естественно, близко к исходному распределению в модели NEOMOD.

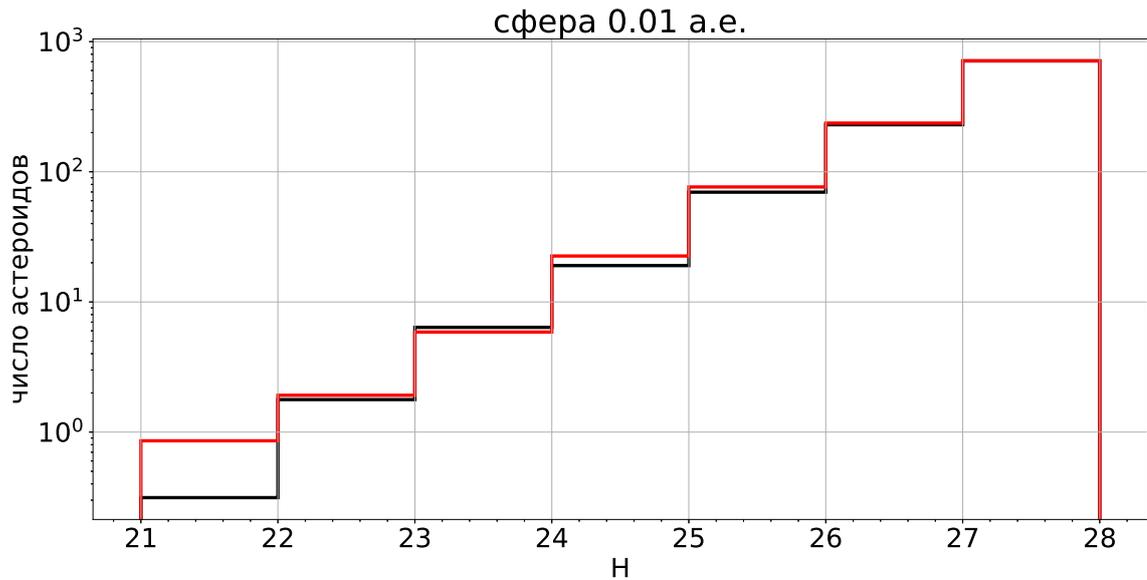


Рисунок 48 — Чёрная линия – распределение темпа входа (число входов в год) модельных астероидов в ОКП по абсолютной астероидной звёздной величине H . Красная линия – распределение в исходном (заданном в модели NEOMOD) наборе астероидов, нормированное по высоте таким образом, чтобы совпадали высоты крайних правых столбцов в обоих распределениях.

На рис. 49 чёрным цветом показаны полученные для АСЗ, входящих в ОКП, распределения по большой полуоси a , эксцентриситету e , наклонению i , долготе восходящего узла Ω , аргументу перигелия ω , истинной аномалии ν , перигелийному расстоянию q и афелийному расстоянию Q . Красным цветом показаны соответствующие распределения для исходной (сгенерированной в NEOMOD) популяции АСЗ. Гистограммы нормированы таким образом, чтобы интеграл под кривой был равен 1.

Как можно увидеть из рисунка 49, распределения некоторых элементов орбит для АСЗ входящих в ОКП заметно отличаются от исходных. Заметен пик вблизи нуля в распределении по i : это естественно объясняется тем, что АСЗ с малым наклонением орбиты имеют больше шансов оказаться в окрестности Земли, чем АСЗ с большим наклонением орбиты. Орбита астероида с небольшим наклонением имеет больше точек, близких к орбите Земли. В распределении по истинной аномалии наблюдается уменьшенная плотность вблизи 180° , вместе с тем имеется повышенная плотность вблизи $q = 1$ а.е. Это говорит о том, что значительная доля астероидов входят в ОКП вблизи своего перигелия, что неудивительно, т. к. в исходных распределениях максимумы для большой полу-

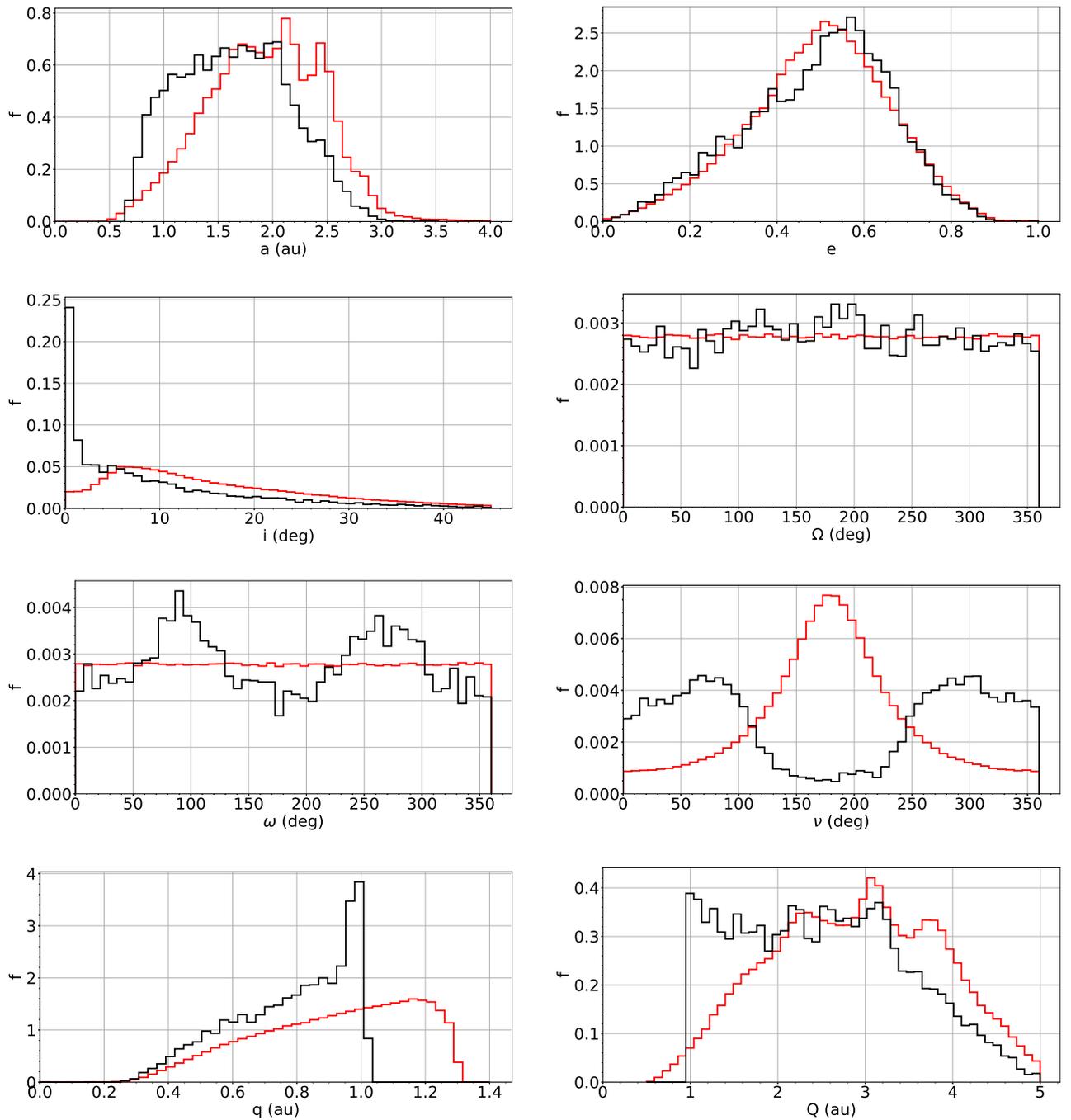


Рисунок 49 — Распределения АСЗ, входящих в ОКП, по элементам орбит (чёрные кривые) в сравнении с исходным (красные кривые), см. пояснение в тексте.

оси и эксцентриситета приходится на $a > 2$ а.е. и $e \simeq 0.5$ (что в свою очередь обусловлено происхождением большинства АСЗ из ГПА).

4.2.2 Распределение по направлениям входа

Рассмотрим распределение входящих в ОКП астероидов по углу между направлением на Солнце и направлением на астероид по отношению к наблюдателю, находящемуся на Земле. Оно показано на рис. 50. Это число АСЗ, пересекающих за год кольцевую полосу шириной 2° на поверхности сферы, ограничивающей ОКП, и угловым расстоянием от направления на Солнце, показанным на графике. Данное одномерное распределение, однако, не отражает плотность потока, поскольку площади полосок сильно отличаются. На рис. 51 изображено то же распределение, но каждый столбец теперь нормирован на величину телесного угла соответствующей полоски. На рисунке выделяются повышенная концентрация объектов в направлении на Солнце (0° на рисунке) и в противоположном направлении (180°), что также отмечалось в работе [200]. Если условно выделить область углов меньших 90° (соответствует «бытовому» определению дневного неба), то легко видеть, что около половины входов в ОКП происходит со стороны дневной полусферы. Отметим, что полученное распределение по форме близко к полученному ранее в [199] при помощи модели НЕОРОП с меньшим числом астероидов.

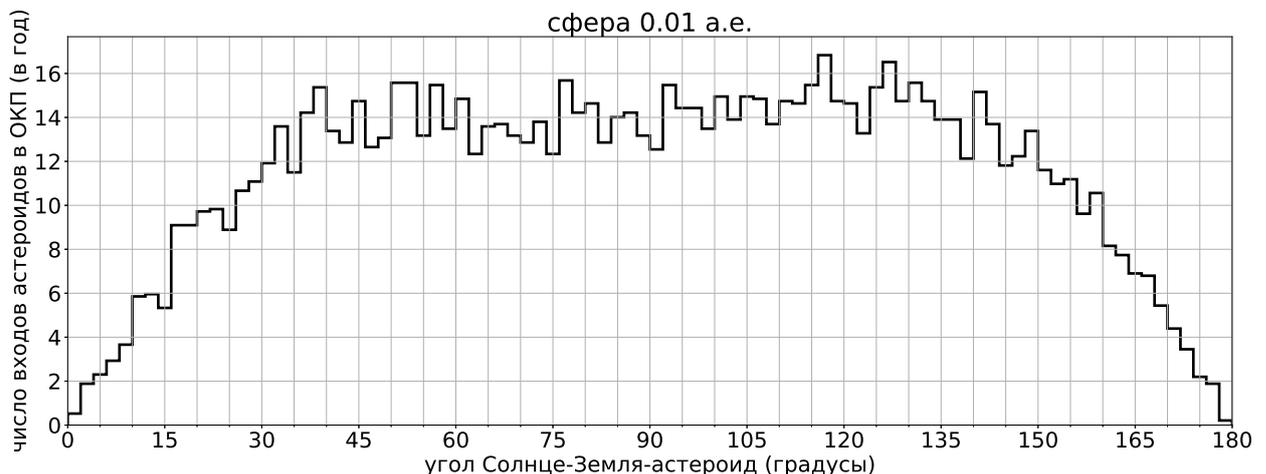


Рисунок 50 — Распределение астероидов размером более 10 м, входящих в ОКП, по углу Солнце – земной наблюдатель – астероид. 0° соответствует направлению на Солнце. Ширина столбца гистограммы составляет 2° .

Рассмотрим теперь более детальное (двумерное) распределение потока входящих астероидов по направлениям. Для этого на рассматриваемой сфере, пересечение которой фиксируется, будем использовать модифицированную

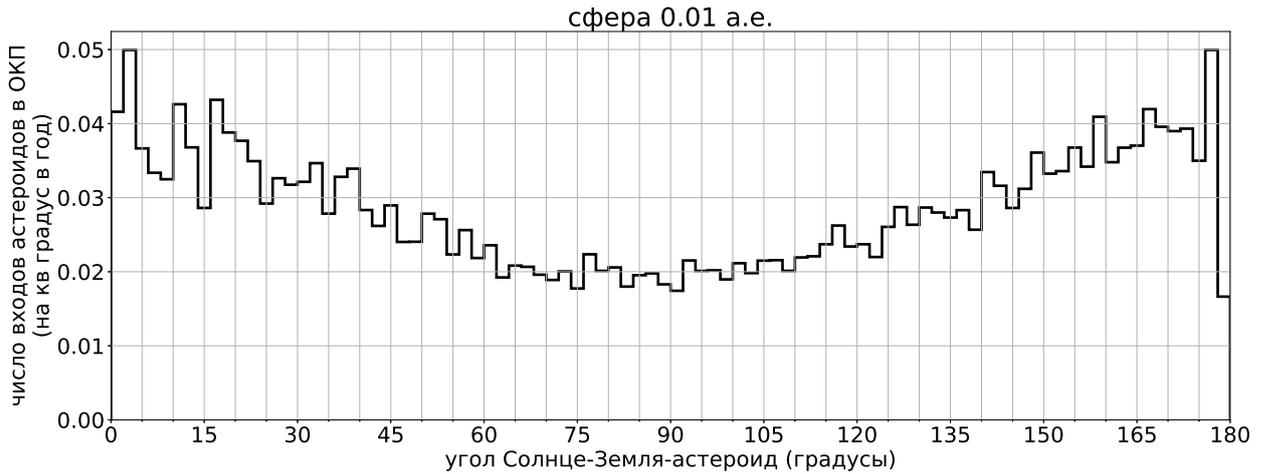


Рисунок 51 — Распределение плотности потока астероидов, входящих в ОКП, по углу между направлением на Солнце и направлением на астероид. 0° соответствует направлению на Солнце.

эклиптическую систему координат, которая фиксирована относительно направления на Солнце, в качестве основной плоскости будем использовать плоскость эклиптики соответственно (она будет соответствовать «экватору» на рисунке). Обозначим (ξ, ζ) координаты на сфере, широту и долготу, при этом $-90^\circ \leq \xi \leq 90^\circ$, а $-180^\circ < \zeta \leq 180^\circ$. Направлению на Солнце всегда соответствует начало координат ($\xi = 0^\circ, \zeta = 0^\circ$), направлению против Солнца ($0^\circ, 180^\circ$) соответственно. В такой системе координат направление, соответствующее направлению вектора скорости (апексу) Земли, также будет фиксировано и задаваться координатами ($0^\circ, -90^\circ$). На рис. 52 представлено распределение плотности потока входящих в ОКП АСЗ по направлениям в описанной системе координат. Цветом показано среднее число астероидов, входящих в ОКП в заданном направлении за год. В распределении выделяется повышенная плотность потока вблизи направлений на Солнце и анτισолнечном, что отражено и на рис. 51 Также выделяется область вблизи экватора, что соответствует плоскости эклиптики. Особенно выделяется пониженная плотность в направлениях, соответствующих примерно $-120^\circ < \zeta < -60^\circ$, что соответствует направлениям вблизи направления апекса Земли. Такого понижения плотности не наблюдается в противоположном направлении, вблизи $\zeta = 90^\circ$. Говоря более простыми словами, астероидов, «догоняющих» Землю, заметно больше, чем астероидов, которые «догоняет» Земля.

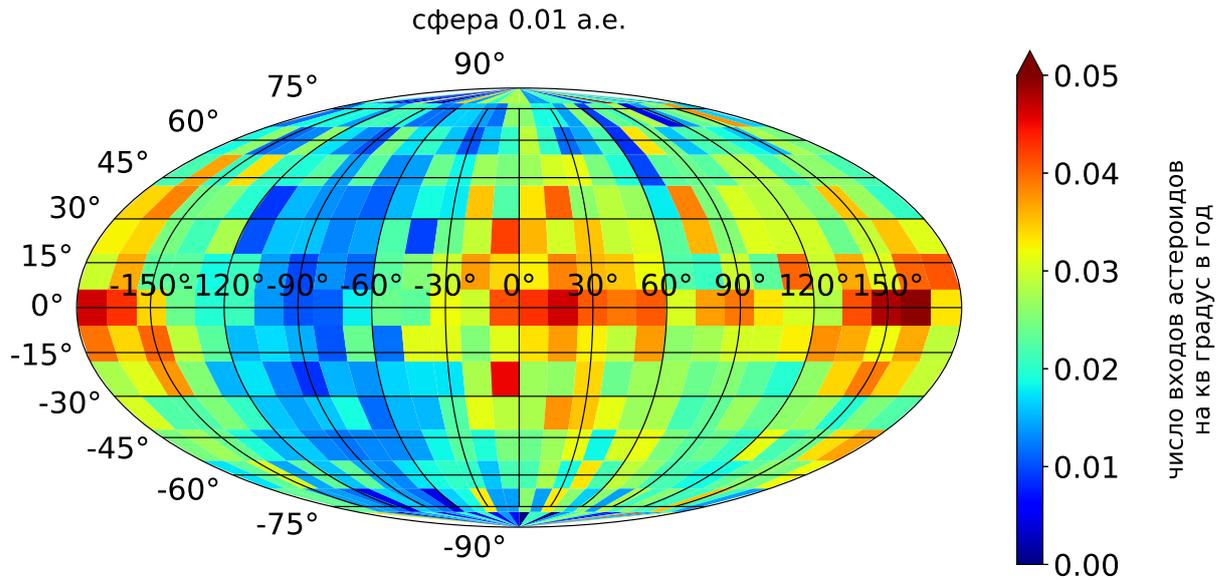


Рисунок 52 — Распределение темпа входа астероидов в ОКП по направлениям относительно Солнца.

Полученный результат, на первый взгляд, может показаться контр-интуитивным, поэтому рассмотрим подробнее вопрос о возникновении такой асимметрии в распределении.

Для астероидов, входящих в ОКП, рассмотрим распределение по гелиоцентрическим элементам орбит a и e , оно представлено на рис. 53. Цветом изображено среднее количество астероидов N , попадающих в каждую ячейку за год, чёрно-белые линии изображают орбиты с афелийным Q и перигелийным q расстояниями, равными 1 а.е. соответственно. Эти линии помогают представить область параметров, где для АСЗ возможны входы в ОКП. На рисунке хорошо видно, что повышенная плотность наблюдается вблизи линии $q = 1$ а.е. при $e = 0.4..0.6$ и $a = 2.0..2.5$ а.е. Астероиды с параметрами орбит, находящимися в данной области, испытывают сближения с Землёй вблизи перигелия, а значит, в момент сближения, имеют большую скорость по сравнению с Землёй и «догоняют» её. Отметим, что повышенная плотность в отмеченной области соответствует общему распределению среди АСЗ (см. например [86]). Значительная часть входящих в ОКП астероидов имеет малые наклонения.

Если же изображать распределение плотности потока входящих астероидов в обычной эклиптической системе координат, в которой направления связаны с неподвижными звёздами, то распределение примет вид, показанный на рис. 54, без какого-либо выделенного направления по широте, и с немного

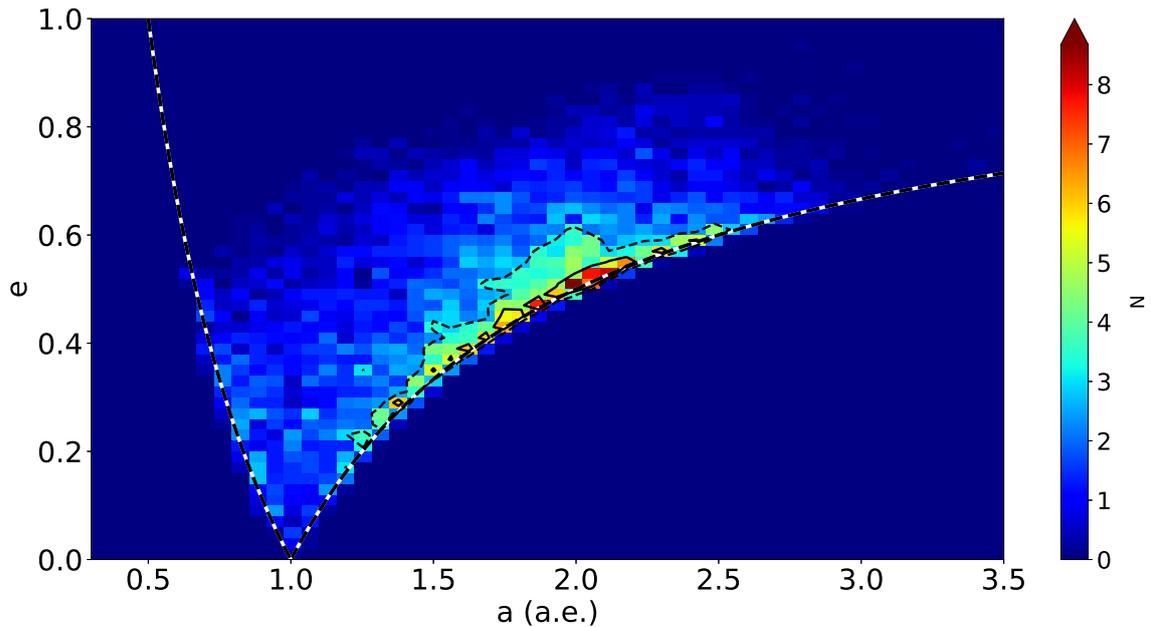


Рисунок 53 — Распределение потока астероидов, входящих в ОКП по большой полуоси a и эксцентриситету e , ширина ячейки по a равна 0.06, ширина ячейки по e составляет 0.02. Цветом показано число N астероидов в ячейке. Пунктирным контуром отделена область с $N > 3$, сплошным контуром — область с $N > 5$. Штриховые линии соответствуют семействам орбит с афелийным и перигелийным расстояниями равными 1 а.е. соответственно.

выделяющейся плотностью вблизи экватора, который соответствует плоскости эклиптики. Рис. 52 и 54 связаны. Рис. 54 — это рис. 52, «размазанный» годовым движением Земли.

4.2.3 Распределение по скорости сближения

На рис. 55 представлено распределение астероидов по скорости сближения, т.е. скорости изменения расстояния от астероида, входящего в ОКП, до Земли. Максимум распределения приходится примерно на 7.5 км/с. (величина полной пространственной скорости очевидно выше). Конечно, при дальнейшем приближении к Земле скорость сближения будет расти. Очень малая доля астероидов, входящих в ОКП, сближается с Землёй со скоростью более 30 км/с. Форма распределения и положение максимума качественно согласуются с распределением, построенным в [202] по имевшимся на тот момент данным.

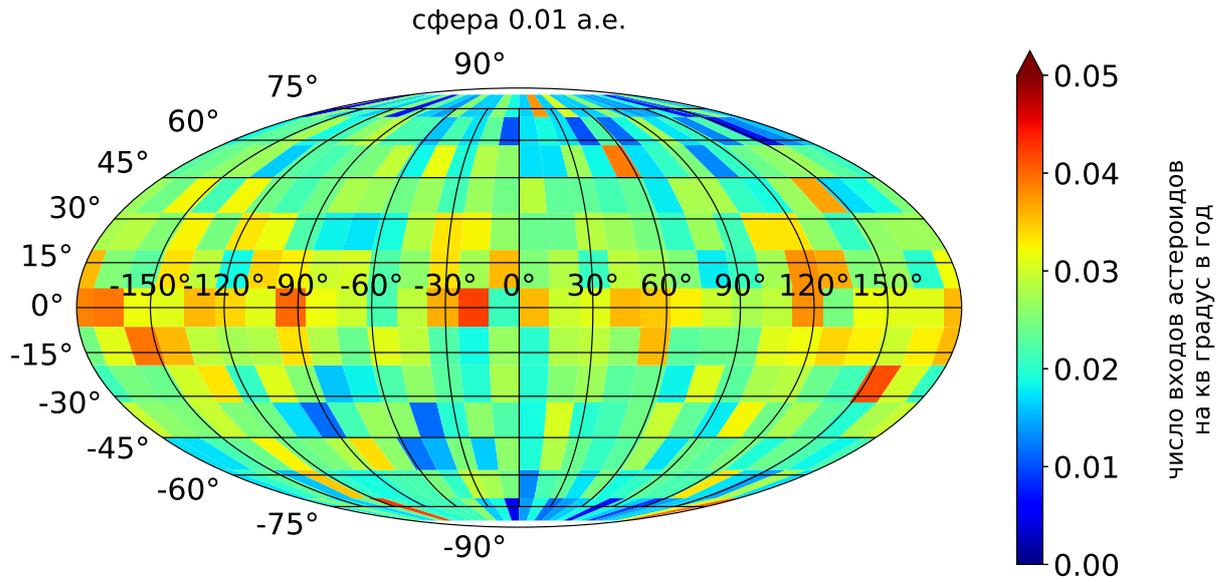


Рисунок 54 — Распределение темпа входа астероидов в ОКП по направлениям относительно неподвижных звёзд. Экватор соответствует плоскости эклиптики.

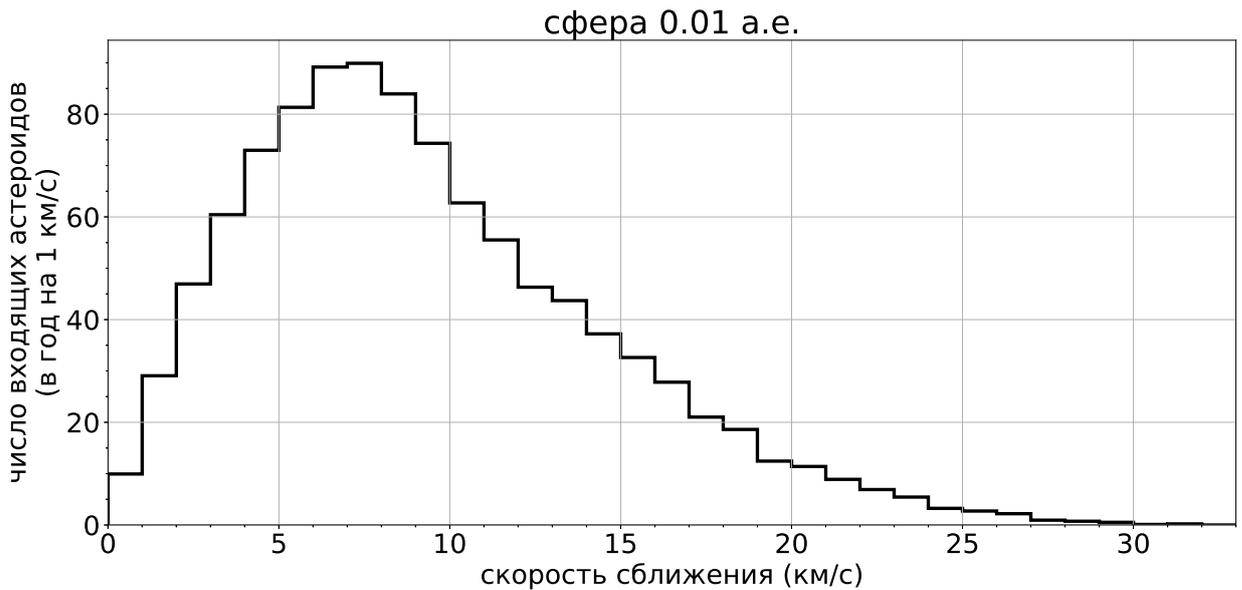


Рисунок 55 — Распределение астероидов, входящих в ОКП по скорости сближения с Землёй.

На рис. 56 показано распределение по скорости сближения с учётом различных направлений. Для этого сфера была разбита на ячейки и подсчитана средняя скорость сближения в пределах ячейки. Ориентация сферы и система координат та же, что и на рис. 52. Можно видеть, что пониженной скоростью выделяются направления вдоль и против вектора скорости Земли, причём в направлениях вблизи $\zeta = -90^\circ$ область пониженной скорости чуть меньше.

При входе в ОКП в данных направлениях астероиды подходят практически по касательной к рассматриваемой сфере, изображающей границу ОКП.

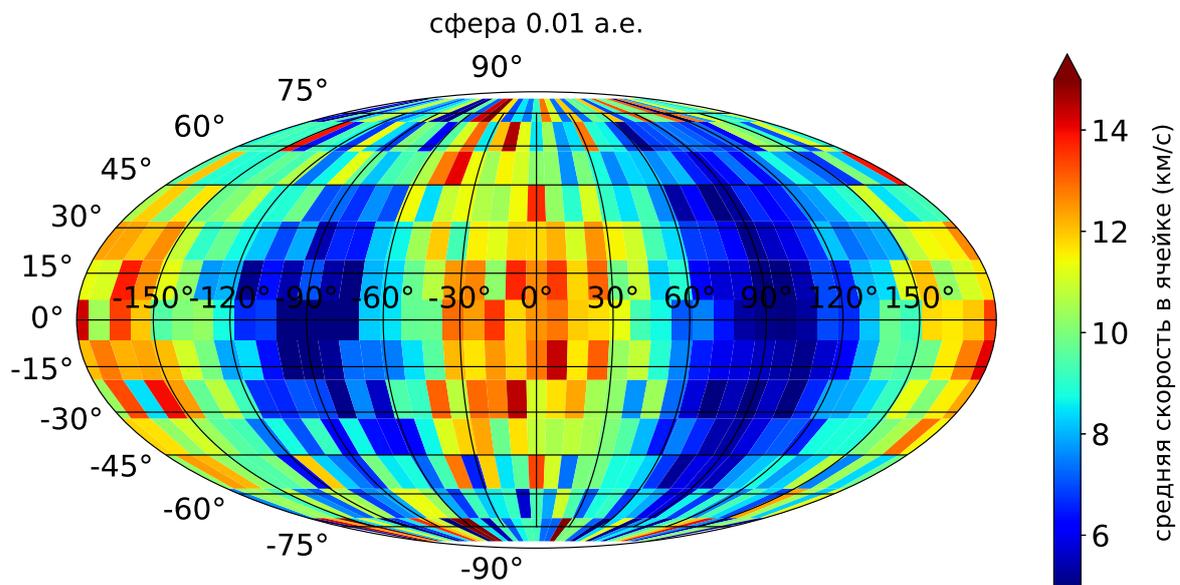


Рисунок 56 — Распределение астероидов, входящих в ОКП, по скорости сближения с Землёй по различным направлениям относительно Солнца (см. пояснение к рис. 52).

4.3 Распределения АСЗ, входящих в ОКП, для наблюдателя в точке L_1 системы Солнце–Земля

Упомянувшийся выше проект СОДА предполагает размещение космического телескопа в окрестности точки Лагранжа L_1 системы Солнце–Земля. Рассмотрим распределения параметров вхождений астероидов в ОКП при наблюдении из данной точки, т.е. перейдём в систему отсчёта, связанную не с центром Земли, а с точкой L_1 . Важными характеристиками для наблюдения будут расстояние до астероида и его угловая скорость относительно точки наблюдения. От расстояния при данных размере и отражательных свойствах астероида (фазовый угол при наблюдения с КА СОДА будет примерно одинаковым) зависит видимый блеск, а угловая скорость задаёт ограничение на время экспозиции, т.к. «смаз» изображения астероида должен быть приемлемым.

На рис. 57 показана плотность распределения входящих в ОКП астероидов по расстоянию до точки L_1 и по угловой скорости относительно точки L_1 . Цвет соответствует плотности вероятности (интеграл по всем ячейкам равен единице). Однако, следует учесть, что в проекте СОДА каждый кадр делается при стабилизации телескопа по звёздам. Поэтому величина угловой скорости относительно самого аппарата будет, как правило, существенно больше. Также необходимо учитывать, что реально аппарат будет находиться не в точке L_1 , а на некоторой гало-орбите что даст дополнительную поправку к угловой скорости. Но это уже – предмет детального технического расчёта.

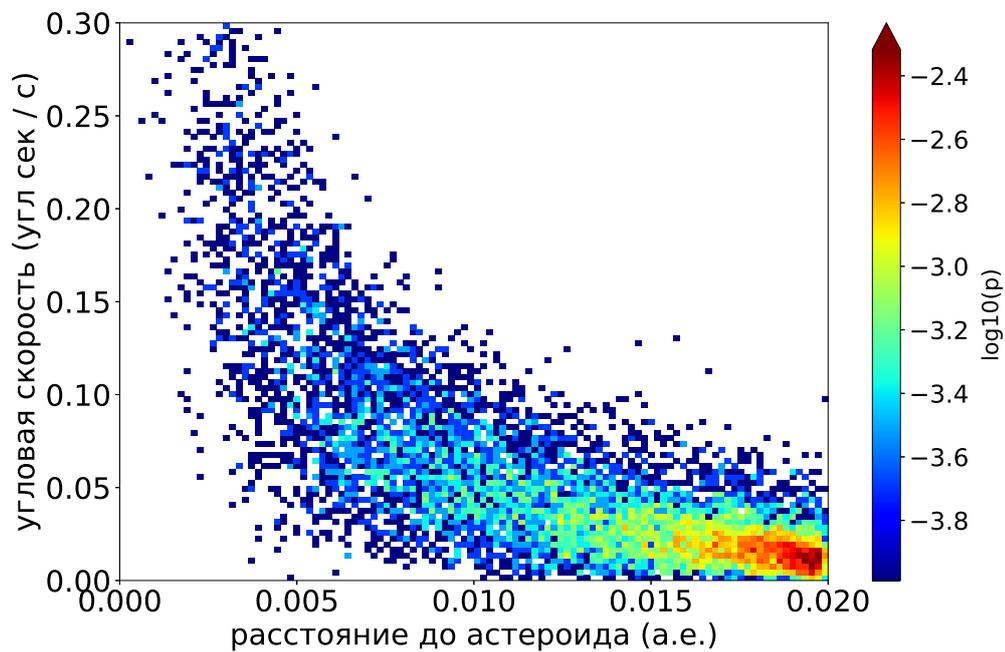


Рисунок 57 — Распределение астероидов, входящих в ОКП, по расстоянию и угловой скорости относительно точки L_1 системы Солнце–Земля.

4.4 Мгновенное распределение АСЗ по небесной сфере

Для рациональной организации программы поисковых наблюдений АСЗ полезно знать, как они распределены по небесной сфере. Такое распределение зависит от глубины обзора. Рассмотрим мгновенное распределение АСЗ по небесной сфере на различных масштабах, т.е. в зависимости от размеров

охватываемого пространства. Возьмем сферы радиусом 0.5, 1.0 и 2.0 а.е. вокруг Земли и рассмотрим распределение астероидов на небесной сфере. Для построения данного распределения используем модельную популяцию астероидов размером более 10 м, генерируемую пакетом NEOMOD. Она включает 11.5 млн объектов. На рис. 58 показаны распределения плотности АСЗ на небесной сфере, т.е. число астероидов в единичном телесном угле (1 кв. градус).

Можно видеть, что чем глубже обзор, тем больше распределение АСЗ концентрируется к плоскости эклиптики и, соответственно, в этой области больше вероятность обнаружения астероида.

Используя модельную популяцию, можно также оценить среднее количество АСЗ, одновременно присутствующих в ОКП. Для этого вдоль орбиты Земли было взято 90 равноотстоящих друг от друга сфер радиусом 0.01 а.е. и подсчитано количество астероидов, попадающих в каждую сферу. Усреднённое число составило 3.8, т.е. в среднем в ОКП находится одновременно четыре астероида размером 10 м и более.

Представленные результаты могут быть полезны при разработке программ обнаружения потенциально опасных малых небесных тел, в частности, при разработке КА СОДА.

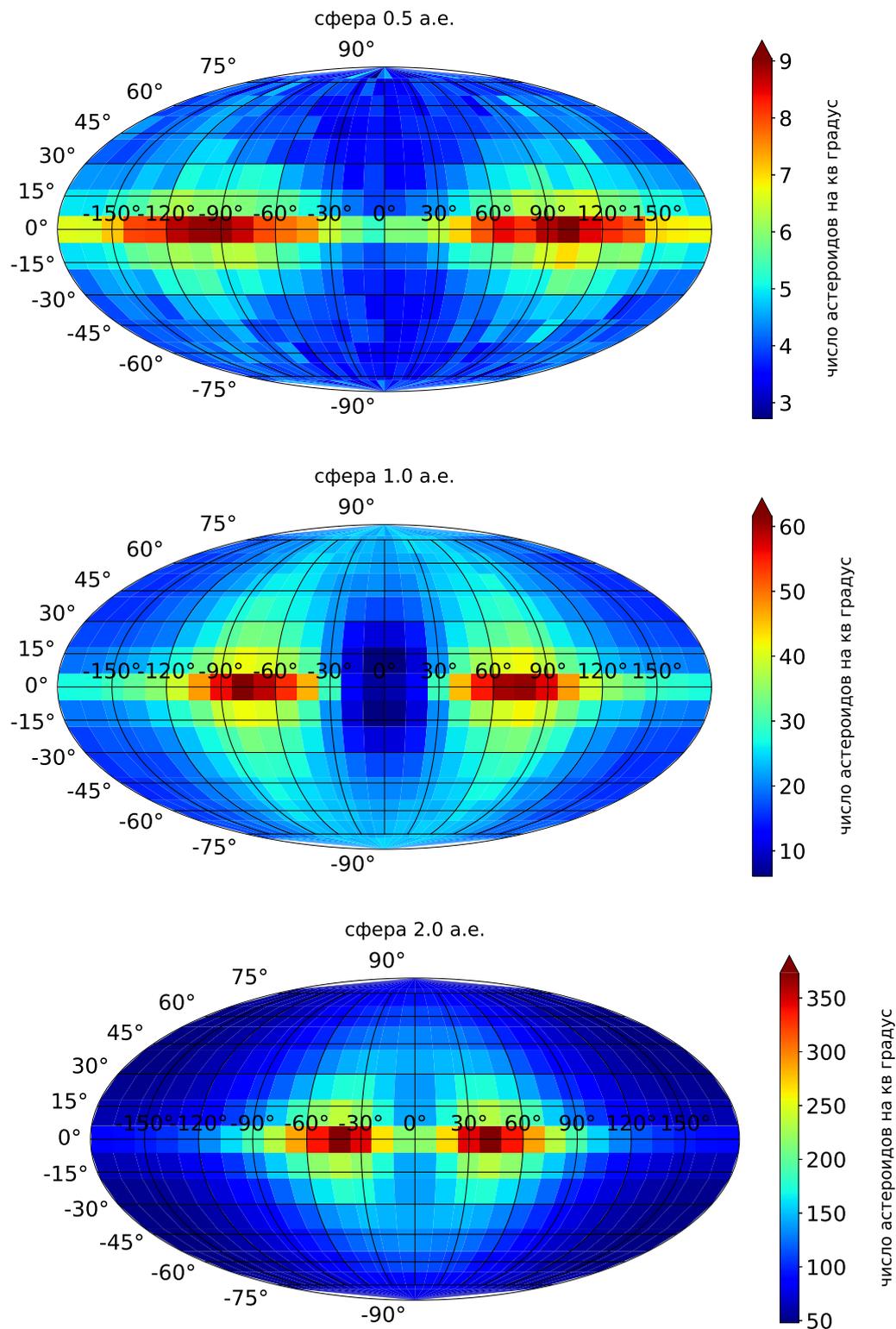


Рисунок 58 — Распределение АСЗ размером более 10 м, попадающих в сферу вокруг Земли радиусом 0.5, 1.0 и 2.0 а.е. по небесной сфере. Система координат та же что и на рис. 52.

Заключение

На основе общего методологического подхода были решены несколько задач, относящихся к динамике ансамблей малых тел Солнечной системы. Общий подход заключался в моделировании статистических свойств ансамблей малых тел и исследовании их дальнейшей динамической эволюции при помощи численного интегрирования. Решались следующие задачи: 1) уточнение динамической шкалы убыли населения АСЗ; 2) исследование эффективности ударного механизма инициации сублимационно-пылевой активности астероидов; 3) исследование формирования спектра масс в метеороидных потоках; 4) уточнение распределения малых тел в околоземном космическом пространстве.

Основные результаты работы заключаются в следующем.

1. На основе численного моделирования динамической эволюции населения АСЗ получена уточнённая оценка для характерного времени убыли (пополнения) населения АСЗ t_{NEA} . Важным результатом является сильная зависимость от начальных элементов орбит АСЗ (a, e, i) . Это важно для дальнейшего исследования механизмов притока астероидов в область АСЗ и накладывает ограничения на эффективность этих механизмов.
2. С использованием модели столкновительных процессов населения астероидов Главного пояса проведено сравнение эффективности столкновительного и столкновительно-сублимационного механизмов, ответственных за инициализацию сублимационно-пылевой активности астероидов. Полученные оценки частоты столкновений качественно (по порядку величины) согласуются с наблюдаемой статистикой проявления активности, однако для уточнения требуется проведение дополнительных наблюдений.
3. Построены численные модели формирования и динамической эволюции метеороидных потоков, которые позволили на количественном уровне воспроизвести наблюдаемое изменение во времени индекса масс в метеорных потоках. Построенные модели могут быть полезны для оценки распределения метеороидного вещества в ОКП, а также создания динамической модели распределения твёрдого вещества в ОКП.

4. Полученная оценка для темпов производства пыли и метеороидного вещества в результате столкновений АСЗ оказалась сравнима с соответствующей оценкой темпа производства в результате процессов распада кометных ядер. Данный результат может быть полезен для прогнозирования распределения метеороидного вещества в ОКП по составу.
5. На основе численного моделирования динамики населения АСЗ получена оценка частоты входов астероидов размером более 10 м в околоземное космическое пространство. Получены детальные распределения по направлениям и скорости входа, которые могут быть полезны в дальнейшем при планировании программ поиска потенциально опасных объектов, в частности при проектировании системы обнаружения дневных астероидов (СОДА).

Дальнейшее развитие видится и в получении новых данных наблюдений, и в развитии методов исследования. Представляется перспективной разработка программ численного интегрирования движения ансамблей малых тел Солнечной системы, учитывающих особенности их динамики с использованием потенциала параллельных вычислений, предоставляемого современной аппаратурой, в том числе с использованием графических ускорителей.

В заключение автор выражает особую благодарность и большую признательность научному руководителю Б.М. Шустову за поддержку, помощь, обсуждение результатов и научное руководство. Также автор хотел бы поблагодарить коллектив Института астрономии РАН, в стенах которого выполнялась работа, за поддержку, обсуждение результатов и помощь в различных вопросах. Автор благодарит своих родителей за всестороннюю поддержку. Автор также благодарит всех, кто сделал настоящую работу возможной.

Оформление текста диссертации выполнено при помощи шаблона *Russian-Phd-LaTeX-Dissertation-Template*

Список литературы

1. Resolutions adopted at the General Assemblies. Resolutions 5 and 6: «Definition of a Planet in the Solar System» and «Pluto» [Электронный ресурс]. — 2006. — URL: https://www.iau.org/static/resolutions/Resolution_GA26-5-6.pdf (visited on 05/05/2024).
2. IAU Definitions of terms in meteor astronomy [Электронный ресурс]. — 2017. — URL: https://www.iau.org/static/science/scientific_bodies/commissions/fl/meteordefinitions_approved.pdf (visited on 09/01/2023).
3. Near-Earth objects classification. [Электронный ресурс]. — 2024. — URL: https://cneos.jpl.nasa.gov/about/neo_groups.html (visited on 05/05/2024).
4. A concept of a space hazard counteraction system: Astronomical aspects [Текст] / В. М. Shustov [и др.] // Solar System Research. — 2013. — Июль. — Т. 47, № 4. — С. 302—314.
5. Origin and Evolution of Near-Earth Objects [Текст] / А. Morbidelli [и др.] // Asteroids III. — 2002. — С. 409—422.
6. IAU Minor Planet Center [Электронный ресурс]. — 2023. — URL: <https://minorplanetcenter.net/> (visited on 05/01/2023).
7. *Harris, A. W.* On the Revision of Radiometric Albedos and Diameters of Asteroids [Текст] / А. W. Harris // Icarus. — 1997. — Апр. — Т. 126, № 2. — С. 450—454.
8. Center for NEO Studies (CNEOS) [Электронный ресурс]. — 2024. — URL: <https://cneos.jpl.nasa.gov/stats/totals.html> (visited on 01/10/2024).
9. NASA NSTC NATIONAL PREPAREDNESS STRATEGY FOR NEAR-EARTH OBJECT HAZARDS AND PLANETARY DEFENSE [Электронный ресурс]. — 2023. — URL: <https://www.whitehouse.gov/wp-content/uploads/2023/04/2023-NSTC-National-Preparedness-Strategy-and-Action-Plan-for-Near-Earth-Object-Hazards-and-Planetary-Defense.pdf> (visited on 01/10/2024).

10. *Naroenkov, S. A.* On the clarification of asteroids orbits — potential sources of minerals for the future [Текст] / S. A. Naroenkov, M. D. Sizova, B. M. Shustov // INASAN Science Reports. — 2019. — Окт. — Т. 4. — С. 343—348.
11. *Neukum, G.* Cratering Records in the Inner Solar System in Relation to the Lunar Reference System [Текст] / G. Neukum, B. A. Ivanov, W. K. Hartmann // Space Science Reviews. — 2001. — Апр. — Т. 96. — С. 55—86.
12. *Youdin, A. N.* From Disks to Planets [Текст] / A. N. Youdin, S. J. Kenyon // Planets, Stars and Stellar Systems. Volume 3: Solar and Stellar Planetary Systems / под ред. Т. D. Oswalt, L. M. French, P. Kalas. — 2013. — С. 1.
13. *Bottke, W. F.* The Late Heavy Bombardment [Текст] / W. F. Bottke, M. D. Norman // Annual Review of Earth and Planetary Sciences. — 2017. — Авг. — Т. 45, № 1. — С. 619—647.
14. Earth and Moon impact flux increased at the end of the Paleozoic [Текст] / S. Mazrouei [и др.] // Science. — 2019. — Янв. — Т. 363, № 6424. — С. 253—257.
15. *Ipatov, S. I.* Number of Near-Earth Objects and Formation of Lunar Craters over the Last Billion Years [Текст] / S. I. Ipatov, E. A. Feoktistova, V. V. Svetsov // Solar System Research. — 2020. — Окт. — Т. 54, № 5. — С. 384—404. — arXiv: [2011.00361](https://arxiv.org/abs/2011.00361) [[astro-ph.EP](https://arxiv.org/archive/astro-ph)].
16. *Bottke, W. F.* An asteroid breakup 160Myr ago as the probable source of the K/T impactor [Текст] / W. F. Bottke, D. Vokrouhlický, D. Nesvorný // Nature. — 2007. — Сент. — Т. 449, № 7158. — С. 48—53.
17. *Shustov, B. M.* On a stochastic method for evaluating the approach frequency of stars and Solar system [Текст] / B. M. Shustov, S. V. Vereshchagin, M. D. Sizova // INASAN Science Reports. — 2020. — Авг. — Т. 5. — С. 89—93.
18. The inner solar system cratering record and the evolution of impactor populations [Текст] / R. G. Strom [и др.] // Research in Astronomy and Astrophysics. — 2015. — Март. — Т. 15, № 3. — С. 407. — arXiv: [1407.4521](https://arxiv.org/abs/1407.4521) [[astro-ph.EP](https://arxiv.org/archive/astro-ph)].
19. Asteroids falling into the Sun [Текст] / P. Farinella [и др.] // Nature. — 1994. — Сент. — Т. 371, № 6495. — С. 314—317.

20. *Gladman, B.* The Near-Earth Object Population [Текст] / B. Gladman, P. Michel, C. Froeschlé // *Icarus*. — 2000. — Июль. — Т. 146, № 1. — С. 176—189.
21. *O'Brien, D. P.* The Main Belt and NEA Size Distributions: Linked Collisional and Dynamical Evolution [Текст] / D. P. O'Brien, R. Greenberg // Lunar and Planetary Science Conference / под ред. S. Mackwell, E. Stansbery. — 03.2003. — С. 2018. — (Lunar and Planetary Science Conference).
22. Escape of asteroids from the main belt [Текст] / M. Granvik [и др.] // *Astronomy and Astrophysics*. — 2017. — Февр. — Т. 598. — A52.
23. *Jewitt, D.* The Asteroid-Comet Continuum [Текст] / D. Jewitt, H. H. Hsieh // arXiv e-prints. — 2022. — Март. — arXiv:2203.01397. — arXiv: [2203.01397](https://arxiv.org/abs/2203.01397) [[astro-ph.EP](https://arxiv.org/abs/2203.01397)].
24. Introduction to the Special Issue: Exploration of the Activity of Asteroid (101955) Bennu [Текст] / C. W. Hergenrother [и др.] // *Journal of Geophysical Research (Planets)*. — 2020. — Сент. — Т. 125, № 9. — e06549.
25. Photometry of Particles Ejected From Active Asteroid (101955) Bennu [Текст] / C. W. Hergenrother [и др.] // *Journal of Geophysical Research (Planets)*. — 2020. — Сент. — Т. 125, № 9. — e06381.
26. Episodes of particle ejection from the surface of the active asteroid (101955) Bennu [Текст] / D. S. Laretta [и др.] // *Science*. — 2019. — Дек. — Т. 366, № 6470. — eaay3544.
27. Meteoroid Impacts as a Source of Bennu's Particle Ejection Events [Текст] / W. F. Bottke [и др.] // *Journal of Geophysical Research (Planets)*. — 2020. — Авг. — Т. 125, № 8. — e06282.
28. Thermal Fatigue as a Driving Mechanism for Activity on Asteroid Bennu [Текст] / J. L. Molaro [и др.] // *Journal of Geophysical Research (Planets)*. — 2020. — Авг. — Т. 125, № 8. — e06325.
29. Trajectory Estimation for Particles Observed in the Vicinity of (101955) Bennu [Текст] / S. R. Chesley [и др.] // *Journal of Geophysical Research (Planets)*. — 2020. — Сент. — Т. 125, № 9. — e06363.

30. Initial Orbit Determination and Event Reconstruction From Estimation of Particle Trajectories About (101955) Bennu [Текст] / J. M. Leonard [и др.] // Earth and Space Science. — 2020. — Сент. — Т. 7, № 9. — e00937.
31. *Jewitt, D.* The Active Asteroids [Текст] / D. Jewitt, H. Hsieh, J. Agarwal // Asteroids IV. — 2015. — С. 221—241.
32. Ejecta from the DART-produced active asteroid Dimorphos [Текст] / J.-Y. Li [и др.] // Nature. — 2023. — Апр. — Т. 616, № 7957. — С. 452—456. — arXiv: [2303.01700](https://arxiv.org/abs/2303.01700) [[astro-ph.EP](#)].
33. *Busarev, V. V.* Material composition assessment and discovering sublimation activity on asteroids 145 Adeona, 704 Interamnia, 779 Nina, and 1474 Beira [Текст] / V. V. Busarev, S. I. Barabanov, V. B. Puzin // Solar System Research. — 2016. — Июль. — Т. 50, № 4. — С. 281—293.
34. *Busarev, V. V.* Possible sublimation and dust activity on primitive NEAs: Example of (162173) Ryugu [Текст] / V. V. Busarev, F. Vilas, A. B. Makalkin // arXiv e-prints. — 2017. — Июнь. — arXiv:1706.04073. — arXiv: [1706.04073](https://arxiv.org/abs/1706.04073) [[astro-ph.EP](#)].
35. Confirmation of the Sublimation Activity of the Primitive Main-Belt Asteroids 779 Nina, 704 Interamnia, and 145 Adeona, as well as its Probable Spectral Signs on 51 Nemausa and 65 Cybele [Текст] / V. V. Busarev [и др.] // Solar System Research. — 2019. — Июль. — Т. 53, № 4. — С. 261—277.
36. Simultaneous sublimation activity of primitive asteroids including (24) Themis and (449) Hamburga: Spectral signs of an exosphere and the solar activity impact [Текст] / V. V. Busarev [и др.] // Icarus. — 2021. — Ноябрь. — Т. 369. — С. 114634.
37. *Pokorný, P.* A reproducible method to determine the meteoroid mass index [Текст] / P. Pokorný, P. G. Brown // Astronomy and Astrophysics. — 2016. — Авг. — Т. 592. — A150. — arXiv: [1605.04437](https://arxiv.org/abs/1605.04437) [[astro-ph.EP](#)].
38. *Vaubailon, J.* A new method to predict meteor showers. I. Description of the model [Текст] / J. Vaubailon, F. Colas, L. Jorda // Astronomy and Astrophysics. — 2005. — Авг. — Т. 439, № 2. — С. 751—760.

39. Meteor shower forecasting in near-Earth space [Текст] / A. V. Moorhead [и др.] // Journal of Spacecraft and Rockets. — 2019. — Июль. — Т. 56. — С. 1531—1545. — arXiv: [1904.06370](https://arxiv.org/abs/1904.06370) [astro-ph.EP].
40. *Blaauw, R. C.* Mass distribution indices of sporadic meteors using radar data [Текст] / R. C. Blaauw, M. D. Campbell-Brown, R. J. Weryk // Monthly Notices of the RAS. — 2011. — Апр. — Т. 412, № 3. — С. 2033—2039.
41. *Janches, D.* A Decade of Sporadic Meteoroid Mass Distribution Indices in the Southern Hemisphere Derived from SAAMER's Meteor Observations [Текст] / D. Janches, C. Brunini, J. L. Hormaechea // The Astronomical Journal. — 2019. — Июнь. — Т. 157, № 6. — С. 240.
42. *Babadzhanov, P. B.* Density of Meteoroids and their Mass Influx on the Earth [Текст] / P. B. Babadzhanov // Asteroids, Comets, Meteors 1993. Т. 160 / под ред. A. Milani, M. di Martino, A. Cellino. — 01.1994. — С. 45—54.
43. *Rendtel, J.* The population index of sporadic meteors [Текст] / J. Rendtel // Proceedings of the International Meteor Conference, 22nd IMC, Bollmannsruh, Germany, 2003 / под ред. M. Triglav-Čekada, C. Trayner. — 01.2004. — С. 114—122.
44. Results of the IMO Video Meteor Network - May 2017, and flux density calculation [Текст] / S. Molau [и др.] // WGN, Journal of the International Meteor Organization. — 2017. — Дек. — Т. 45, № 6. — С. 144—148.
45. *Blaauw, R. C.* A meteoroid stream survey using the Canadian Meteor Orbit Radar - III. Mass distribution indices of six major meteor showers [Текст] / R. C. Blaauw, M. D. Campbell-Brown, R. J. Weryk // Monthly Notices of the RAS. — 2011. — Июль. — Т. 414, № 4. — С. 3322—3329.
46. *Babadzhanov, P. B.* Some Structural Characteristics of the Geminid Meteor Shower [Текст] / P. B. Babadzhanov, S. O. Isamutdinov, R. P. Chebotarev // Solar System Research. — 1992. — Янв. — Т. 26, № 1. — С. 70.
47. Meteor Phenomena and Bodies [Текст] / Z. Ceplecha [и др.] // Space Science Reviews. — 1998. — Сент. — Т. 84. — С. 327—471.
48. *Jenniskens, P.* Meteor Showers and their Parent Comets [Текст] / P. Jenniskens. — 2008.
49. *Borovička, J.* Small Near-Earth Asteroids as a Source of Meteorites [Текст] / J. Borovička, P. Spurný, P. Brown // Asteroids IV. — 2015. — С. 257—280.

50. *Ryabova, G. O.* Modeling of meteoroid streams: The velocity of ejection of meteoroids from comets (a review) [Текст] / G. O. Ryabova // Solar System Research. — 2013. — Май. — Т. 47, № 3. — С. 219—238.
51. From Parent Body to Meteor Shower: The Dynamics of Meteoroid Streams [Текст] / J. Vaubaillon [и др.] // Meteoroids: Sources of Meteors on Earth and Beyond / под ред. G. O. Ryabova, D. J. Asher, M. J. Campbell-Brown. — 2019. — С. 161.
52. Physical and Chemical Properties of Meteoroids [Текст] / J. Borovička [и др.] // Meteoroids: Sources of Meteors on Earth and Beyond / под ред. G. O. Ryabova, D. J. Asher, M. J. Campbell-Brown. — 2019. — С. 37.
53. *Kostolansky, E.* On asteroidal meteoroid streams detection [Текст] / E. Kostolansky // Contributions of the Astronomical Observatory Skalnaté Pleso. — 1998. — Апр. — Т. 28, № 1. — С. 22—30.
54. *Garcia-Martinez, J. J.* Meteoroid Streams of Asteroidal Origin as Evidence of Recent Impacts on NEAs [Текст] / J. J. Garcia-Martinez, F. Ortega-Gutierrez // Meteoritics and Planetary Science Supplement. — 2007. — Авг. — Т. 42. — С. 5327.
55. Genetic analysis of parameters of near earth asteroids for determining parent bodies of meteoroid streams [Текст] / M. Sokolova [и др.] // Advances in Space Research. — 2018. — Окт. — Т. 62, № 8. — С. 2355—2363.
56. Newly Disrupted Main Belt Asteroid P/2010 A2 [Текст] / D. Jewitt [и др.] // arXiv e-prints. — 2010. — Окт. — arXiv:1010.2575. — arXiv: [1010.2575](https://arxiv.org/abs/1010.2575) [astro-ph.EP].
57. IAU Meteor Data Center: the shower database [Текст] / Т. J. Jopek [и др.] // Izvestiya Natsional'noy Akademii Nauk Tadjikistana. Otdeleniye Fiziko-Matematicheskikh Khimicheskikh. — 2021. — Февр. — Т. 2. — С. 51—65.
58. IAU Meteor Data Center [Электронный ресурс]. — 2023. — URL: <https://www.astro.sk/IAUC22DB/MDC2022/> (visited on 05/01/2023).
59. *Babadzhanov, P. B.* On the cometary nature of near-Earth asteroid 2003 EH1 [Текст] / P. B. Babadzhanov, G. I. Kokhirova, Y. V. Obrubov // Kinematics and Physics of Celestial Bodies. — 2016. — Сент. — Т. 32, № 5. — С. 250—254.

60. *Kasuga, T.* Benefits of an impact mission to 3200 Phaethon: nature of the extinct comet and artificial meteor shower [Текст] / Т. Kasuga, J.-I. Watanabe, M. Sato // Monthly Notices of the RAS. — 2006. — Дек. — Т. 373, № 3. — С. 1107—1111.
61. *Boice, D. C.* 3200 Phaethon, Asteroid or Comet Nucleus? [Текст] / D. C. Boice, J. Benkhoff // IAU General Assembly. Т. 29. — 08.2015. — С. 2258088.
62. The nature of comet-asteroid transition object (3200) Phaethon [Текст] / J. Licandro [и др.] // Astronomy and Astrophysics. — 2007. — ЯНВ. — Т. 461, № 2. — С. 751—757.
63. (3200) Phaethon: asteroid or comet? [Текст] / А. Cellino [и др.] // European Planetary Science Congress. — 09.2018. — EPSC2018—251.
64. Asteroid (3200) Phaethon: Colors, Phase Curve, Limits on Cometary Activity, and Fragmentation [Текст] / М. Tabeshian [и др.] // The Astronomical Journal. — 2019. — ИЮЛЬ. — Т. 158, № 1. — С. 30. — arXiv: [1905.10329](https://arxiv.org/abs/1905.10329) [[astro-ph.EP](https://arxiv.org/archive/astro-ph)].
65. *Porubčan, V.* The Taurid complex meteor showers and asteroids [Текст] / V. Porubčan, L. Kornoš, I. P. Williams // Contributions of the Astronomical Observatory Skalnaté Pleso. — 2006. — ИЮНЬ. — Т. 36, № 2. — С. 103—117. — arXiv: [0905.1639](https://arxiv.org/abs/0905.1639) [[astro-ph.EP](https://arxiv.org/archive/astro-ph)].
66. Implications for the Formation of (155140) 2005 UD from a New Convex Shape Model [Текст] / J. K. Kueny [и др.] // The Planetary Science Journal. — 2023. — Март. — Т. 4, № 3. — С. 56. — arXiv: [2303.12991](https://arxiv.org/abs/2303.12991) [[astro-ph.EP](https://arxiv.org/archive/astro-ph)].
67. *Madiedo, J.* Emission spectrum of a sporadic fireball afterglow [Текст] / J. Madiedo, J. Trigo-Rodríguez // Asteroids, Comets, Meteors 2014 / под ред. К. Muinonen [и др.]. — 07.2014. — С. 329.
68. *Kokhirova, G.* Inactive comets within meteoroid streams [Текст] / G. Kokhirova, P. Babadzhanov, Y. Obruchov // IAU General Assembly. Т. 29. — 08.2015. — С. 2256176.
69. Asteroids Associated with the Librid-Lupid Meteoroid Stream [Текст] / G. I. Kokhirova [и др.] // Izvestiia Akademiia Nauk TadzhSSR. — 2020. — ИЮЛЬ. — Т. 4. — С. 41—48.

70. *Obrubov, Y.* Meteoroid streams of asteroidal origin [Текст] / Y. Obrubov // Meteoroids 1998 / под ред. W. J. Baggaley, V. Porubcan. — 01.1999. — С. 167.
71. New Map Shows Frequency of Small Asteroid Impacts, Provides Clues on Larger Asteroid Population [Электронный ресурс]. — 2014. — URL: <https://www.jpl.nasa.gov/news/new-map-shows-frequency-of-small-asteroid-impacts-provides-clues-on-larger-asteroid-population> (visited on 03/10/2024).
72. Astronomical aspects of cosmic threats: new problems and approaches to asteroid—comet hazard following the chelyabinsk event of February 15, 2013 [Текст] / В. М. Shustov [и др.] // Astronomy Reports. — 2015. — Окт. — Т. 59, № 10. — С. 983—996.
73. *Shugarov, A. S.* System of Observation of Day-time Asteroids (SODA) [Текст] / A. S. Shugarov, В. М. Shustov // INASAN Science Reports. — 2022. — Июль. — Т. 7. — С. 85—92.
74. Mass accumulation of earth from interplanetary dust, meteoroids, asteroids and comets [Текст] / G. Drolshagen [и др.] // Planetary Space Science. — 2017. — Сент. — Т. 143. — С. 21—27.
75. *Золотарёв, Р. В.* О динамической шкале населения астероидов, сближающихся с землей [Текст] / Р. В. Золотарёв, Б. М. Шустов, В. И. Корчагин // Научные труды Института Астрономии РАН. — 2020. — Т. 5, № 5. — С. 225—229.
76. *Золотарёв, Р. В.* О динамической эволюции населения астероидов, сближающихся с Землёй [Текст] / Р. В. Золотарёв, Б. М. Шустов // Астрономический журнал. — 2021. — Т. 98, № 6. — С. 518—527.
77. *Золотарёв, Р. В.* Динамическая шкала АСЗ: зависимость от орбитальных параметров [Текст] / Р. В. Золотарёв, Б. М. Шустов // Научные труды Института Астрономии РАН. — 2022. — Т. 7, № 1. — С. 23—29.
78. *Шустов, Б. М.* Об индексах массы метеорных тел. I. Модель образования метеороидных потоков [Текст] / Б. М. Шустов, Р. В. Золотарёв // Астрономический журнал. — 2022. — Т. 99, № 2. — С. 165—176.
79. *Золотарёв, Р. В.* Об индексах массы метеорных тел. II. Эволюция метеороидных потоков [Текст] / Р. В. Золотарёв, Б. М. Шустов // Астрономический журнал. — 2022. — Т. 99, № 3. — С. 250—264.

80. Ударные события как возможный механизм активации сублимационно-пылевой активности астероидов главного пояса [Текст] / Б. М. Шустов [и др.] // *Астрономический журнал*. — 2022. — Т. 99, № 11. — С. 1058—1071.
81. *Золотарёв, Р. В.* Эволюция метеороидных потоков, образующихся при столкновениях с АСЗ [Текст] / Р. В. Золотарёв, Б. М. Шустов // *Астрономический журнал*. — 2023. — Т. 100, № 10. — С. 1—19.
82. *Золотарёв, Р. В.* Некоторые особенности распределения астероидов в околоземном космическом пространстве [Текст] / Р. В. Золотарёв // *Научные труды Института Астрономии РАН*. — 2023. — Т. 8, № 1. — С. 1—5.
83. Debaised orbit and absolute-magnitude distributions for near-Earth objects [Текст] / M. Granvik [и др.] // *Icarus*. — 2018. — Сент. — Т. 312. — С. 181—207. — arXiv: [1804.10265](https://arxiv.org/abs/1804.10265) [[astro-ph.EP](#)].
84. ESA NEOPOP Software Package [Электронный ресурс]. — 2023. — URL: <https://neo.ssa.esa.int/neo-population-generator> (visited on 02/01/2024).
85. Modeling the NEO Population. [Текст] / G. Hahn [и др.] // Technical Note, ESA/ESTEC Contract No: 4000106274. — 2014. — Дек.
86. NEOMOD: A New Orbital Distribution Model for Near-Earth Objects [Текст] / D. Nesvorný [и др.] // *The Astronomical Journal*. — 2023. — Авг. — Т. 166, № 2. — С. 55. — arXiv: [2306.09521](https://arxiv.org/abs/2306.09521) [[astro-ph.EP](#)].
87. ESA NEOPOP Software Package Executive Summary [Электронный ресурс]. — 2023. — URL: <https://ssa-it-vm-fe-01p.ssa.esa.int/documents/20126/417878/Executive+Sumary.pdf> (visited on 02/01/2024).
88. *Farinella, P.* Meteorite Delivery via Yarkovsky Orbital Drift [Текст] / P. Farinella, D. Vokrouhlický, W. K. Hartmann // *Icarus*. — 1998. — Апр. — Т. 132, № 2. — С. 378—387.
89. *Aarseth, S. J.* Gravitational N-Body Simulations [Текст] / S. J. Aarseth. — 2003.
90. *Wisdom, J.* Symplectic maps for the N-body problem. [Текст] / J. Wisdom, M. Holman // *The Astronomical Journal*. — 1991. — Окт. — Т. 102. — С. 1528—1538.

91. *Duncan, M. J.* A Multiple Time Step Symplectic Algorithm for Integrating Close Encounters [Текст] / M. J. Duncan, H. F. Levison, M. H. Lee // The Astronomical Journal. — 1998. — Окт. — Т. 116, № 4. — С. 2067—2077.
92. *Chambers, J. E.* A hybrid symplectic integrator that permits close encounters between massive bodies [Текст] / J. E. Chambers // Monthly Notices of the RAS. — 1999. — Апр. — Т. 304, № 4. — С. 793—799.
93. *Laskar, J.* A numerical experiment on the chaotic behaviour of the Solar System [Текст] / J. Laskar // Nature. — 1989. — Март. — Т. 338, № 6212. — С. 237—238.
94. *Laskar, J.* Is the Solar System Stable? [Текст] / J. Laskar // arXiv e-prints. — 2012. — Сент. — arXiv:1209.5996. — arXiv: [1209.5996](https://arxiv.org/abs/1209.5996) [astro-ph.EP].
95. *Rein, H.* REBOUND: an open-source multi-purpose N-body code for collisional dynamics [Текст] / H. Rein, S. .-. Liu // Astronomy and Astrophysics. — 2012. — Янв. — Т. 537. — A128. — arXiv: [1110.4876](https://arxiv.org/abs/1110.4876) [astro-ph.EP].
96. *De Cicco, M.* Numerical investigation of an Earth-grazing Fireball's Close Approach [Текст] / M. De Cicco, I. Szücs-Csillik // 7th International Conference in Astronomy. — 07.2023. — С. 4.
97. Open Cluster Dynamics under the Influence of Outflow-Ambient Interactions [Текст] / M. Liu [и др.] // arXiv e-prints. — 2024. — Апр. — arXiv:2404.13809. — arXiv: [2404.13809](https://arxiv.org/abs/2404.13809) [astro-ph.GA].
98. Hybrid symplectic integrators for planetary dynamics [Текст] / H. Rein [и др.] // Monthly Notices of the RAS. — 2019. — Июнь. — Т. 485, № 4. — С. 5490—5497. — arXiv: [1903.04972](https://arxiv.org/abs/1903.04972) [astro-ph.EP].
99. *Rein, H.* WHFAST: a fast and unbiased implementation of a symplectic Wisdom-Holman integrator for long-term gravitational simulations [Текст] / H. Rein, D. Tamayo // Monthly Notices of the RAS. — 2015. — Сент. — Т. 452, № 1. — С. 376—388. — arXiv: [1506.01084](https://arxiv.org/abs/1506.01084) [astro-ph.EP].
100. *Rein, H.* IAS15: a fast, adaptive, high-order integrator for gravitational dynamics, accurate to machine precision over a billion orbits [Текст] / H. Rein, D. S. Spiegel // Monthly Notices of the RAS. — 2015. — Янв. — Т. 446, № 2. — С. 1424—1437. — arXiv: [1409.4779](https://arxiv.org/abs/1409.4779) [astro-ph.EP].

101. NASA JPL Horizon System [Электронный ресурс]. — 2023. — URL: <https://ssd.jpl.nasa.gov/horizons/> (visited on 04/04/2024).
102. *Cheng, A. F.* Collisional evolution of the asteroid belt [Текст] / A. F. Cheng // *Icarus*. — 2004. — Июнь. — Т. 169, № 2. — С. 357—372.
103. The Collisional Evolution of the Main Asteroid Belt [Текст] / W. F. Bottke [и др.] // *Asteroids IV*. — 2015. — С. 701—724.
104. *Bottke, W. F.* Collisional Evolution of the Main Belt as Recorded by Vesta [Текст] / W. F. Bottke, M. Jutzi // *Vesta and Ceres. Insights from the Dawn Mission for the Origin of the Solar System*. — 2022. — С. 250.
105. *Opik, E. J.* Collision probability with the planets and the distribution of planetary matter [Текст] / E. J. Opik // *Pattern Recognition and Image Analysis*. — 1951. — Янв. — Т. 54. — С. 165—199.
106. *Wetherill, G. W.* Collisions in the Asteroid Belt [Текст] / G. W. Wetherill // *Journal of Geophysics Research*. — 1967. — Май. — Т. 72. — С. 2429.
107. *Farinella, P.* Collision rates and impact velocities in the main asteroid belt [Текст] / P. Farinella, D. R. Davis // *Icarus*. — 1992. — Май. — Т. 97, № 1. — С. 111—123.
108. *Vedder, J. D.* Main Belt Asteroid Collision Probabilities and Impact Velocities [Текст] / J. D. Vedder // *Icarus*. — 1998. — Февр. — Т. 131, № 2. — С. 283—290.
109. *Zain, P. S.* Impacts on Ceres and Vesta [Текст] / P. S. Zain, G. C. de Elia, R. P. Di Sisto // *11th Planetary Crater Consortium Meeting*. Т. 11. — 08.2020. — С. 2052. — (LPI Contributions).
110. *Yoshikawa, M.* Properties of Near-Miss Among Asteroids [Текст] / M. Yoshikawa, T. Nakamura // *Asteroids, Comets, Meteors 1993*. Т. 810 / под ред. LPI Editorial Board. — 01.1993. — С. 322. — (LPI Contributions).
111. *Campo Bagatin, A.* Collisional Evolution of Asteroids and trans-Neptunian Objects [Текст] / A. Campo Bagatin // *Asteroids*. — 01.2006. — С. 335—350.
112. *Diaz, C. G.* Collisional activation of asteroids in cometary orbits [Текст] / C. G. Diaz, R. Gil-Hutton // *Astronomy and Astrophysics*. — 2008. — Авг. — Т. 487, № 1. — С. 363—367.

113. *Cibulkova, H.* A six-part collisional model of the main asteroid belt [Текст] / H. Cibulkova, M. Broz, P. G. Benavidez // *Icarus*. — 2014. — Октябрь. — Т. 241. — С. 358—372. — arXiv: [1407.6143 \[astro-ph.EP\]](#).
114. *Nagasawa, M.* Origin of high orbital eccentricity and inclination of asteroids [Текст] / M. Nagasawa, S. Ida, H. Tanaka // *Earth, Planets and Space*. — 2001. — Июнь. — Т. 53, № 11. — С. 1085—1091.
115. Asteroids' Size Distribution and Colors from HITS [Текст] / J. Peña [и др.] // *The Astronomical Journal*. — 2020. — Апрель. — Т. 159, № 4. — С. 148. — arXiv: [2003.05499 \[astro-ph.EP\]](#).
116. Collisional Evolution of Small-Body Populations [Текст] / D. R. Davis [и др.] // *Asteroids III*. — 2002. — С. 545—558.
117. *Holsapple, K. A.* The Scaling of Impact Processes in Planetary Sciences [Текст] / K. A. Holsapple // *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*. — 1993. — Январь. — Т. 21. — С. 333—373.
118. Asteroid Impacts: Laboratory Experiments and Scaling Laws [Текст] / K. Holsapple [и др.] // *Asteroids III*. — 2002. — С. 443—462.
119. Increase in cratering efficiency with target curvature in strength-controlled craters [Текст] / A. I. Suzuki [и др.] // *Icarus*. — 2018. — Февраль. — Т. 301. — С. 1—8. — arXiv: [1710.07463 \[astro-ph.EP\]](#).
120. *Ahrens, T. J.* Strength Versus Gravity Dominance in Catastrophic Impacts [Текст] / T. J. Ahrens, S. G. Love // *Lunar and Planetary Science Conference*. Т. 27. — 03.1996. — С. 1. — (Lunar and Planetary Science Conference).
121. Lunar surface: Dust dynamics and regolith mechanics [Текст] / J. E. Colwell [и др.] // *Reviews of Geophysics*. — 2007. — Июнь. — Т. 45, № 2. — RG2006.
122. *Hanley, J.* Mechanical Strength of Martian Analog Soils [Текст] / J. Hanley, M. T. Mellon, R. E. Arvidson // *Eighth International Conference on Mars*. Т. 1791 / под ред. LPI Editorial Board. — 07.2014. — С. 1470. — (LPI Contributions).
123. *Demidov, N. E.* Martian soils: Varieties, structure, composition, physical properties, drillability, and risks for landers [Текст] / N. E. Demidov, A. T. Bazilevskii, R. O. Kuz'min // *Solar System Research*. — 2015. — Июль. — Т. 49, № 4. — С. 209—225.

124. Asteroid Ryugu before the Hayabusa2 encounter [Текст] / K. Wada [и др.] // Progress in Earth and Planetary Science. — 2018. — Дек. — Т. 5, № 1. — С. 82. — arXiv: [1804.03734](https://arxiv.org/abs/1804.03734) [[astro-ph.EP](#)].
125. An artificial impact on the asteroid (162173) Ryugu formed a crater in the gravity-dominated regime [Текст] / M. Arakawa [и др.] // Science. — 2020. — Апр. — Т. 368, № 6486. — С. 67—71.
126. *Holsapple, K. A.* A crater and its ejecta: An interpretation of Deep Impact [Текст] / K. A. Holsapple, K. R. Housen // Icarus. — 2007. — Март. — Т. 187, № 1. — С. 345—356.
127. *Melosh, H. J.* Impact cratering : a geologic process [Текст] / H. J. Melosh. — 1989.
128. The Variable Depth-to-Diameter Ratios of Candidate Impact Craters on Bennu: Inferences and Implications [Текст] / R. T. Daly [и др.] // Asteroid Science in the Age of Hayabusa2 and OSIRIS-REx. Т. 2189. — 11.2019. — С. 2030. — (LPI Contributions).
129. Crater depth-to-diameter ratios on asteroid 162173 Ryugu d/D of craters on Ryugu [Текст] / R. Noguchi [и др.] // Icarus. — 2021. — ЯНВ. — Т. 354. — С. 114016.
130. Crater Depth-to-Diameter Ratio and Surface Properties of (4) Vesta [Текст] / J. .-. Vincent [и др.] // 43rd Annual Lunar and Planetary Science Conference. — 03.2012. — С. 1415. — (Lunar and Planetary Science Conference).
131. Comet 9P/Tempel 1: Interpretation with the Deep Impact Results [Текст] / S. Yamamoto [и др.] // Astrophysical Journal, Letters. — 2008. — Февр. — Т. 673, № 2. — С. L199. — arXiv: [0712.1858](https://arxiv.org/abs/0712.1858) [[astro-ph](#)].
132. Investigating the Rosetta/RTOF observations of comet 67P/Churyumov-Gerasimenko using a comet nucleus model: influence of dust mantle and trapped CO [Текст] / M. Hoang [и др.] // Astronomy and Astrophysics. — 2020. — ИЮНЬ. — Т. 638. — A106.
133. *Rosenberg, E. D.* Fully 3-dimensional calculations of dust mantle formation for a model of Comet 67P/Churyumov-Gerasimenko [Текст] / E. D. Rosenberg, D. Prialnik // Icarus. — 2009. — ИЮНЬ. — Т. 201, № 2. — С. 740—749.

134. *Rickman, H.* Model Calculations of Mantle Formation on Comet Nuclei [Текст] / H. Rickman, B. A. S. Gustafson, J. A. Fernandez // Asteroids, Comets, Meteors III / под ред. C. I. Lagerkvist, H. Rickman, B. A. Lindblad. — 01.1990. — С. 423.
135. *Rusol, A. V.* Thermal Evolution of the Nucleus of the Comet 67P for 120 Years: Numerical Simulations [Текст] / A. V. Rusol, V. A. Dorofeeva // Open Astronomy. — 2018. — Сент. — Т. 27, № 1. — С. 175—182.
136. VLT/SPHERE imaging survey of the largest main-belt asteroids: Final results and synthesis [Текст] / P. Vernazza [и др.] // Astronomy and Astrophysics. — 2021. — Окт. — Т. 654. — A56.
137. Spectrophotometry of (32) Pomona, (145) Adeona, (704) Interamnia, (779) Nina, (330825) 2008 XE3, and 2012 QG42 and laboratory study of possible analog samples [Текст] / V. V. Busarev [и др.] // Icarus. — 2015. — Дек. — Т. 262. — С. 44—57. — arXiv: [1508.01690](https://arxiv.org/abs/1508.01690) [[astro-ph.EP](#)].
138. Visible wavelength spectroscopy (0.44-0.92 micron) for asteroid 145 Adeona from the second phase of the SMASS survey (SMASS II). [Электронный ресурс]. — 2004. — URL: <http://smass.mit.edu/data/smass/smass2/a000145.spfit.2.txt> (visited on 03/01/2024).
139. *Bus, S. J.* Phase II of the Small Main-Belt Asteroid Spectroscopic Survey. The Observations [Текст] / S. J. Bus, R. P. Binzel // Icarus. — 2002. — Июль. — Т. 158, № 1. — С. 106—145.
140. *van de Hulst, H. C.* Light Scattering by Small Particles [Текст] / H. C. van de Hulst. — 1957.
141. *Gordon, K. D.* Interstellar Dust Scattering Properties [Текст] / K. D. Gordon // Astrophysics of Dust. Т. 309 / под ред. A. N. Witt, G. C. Clayton, B. T. Draine. — 05.2004. — С. 77. — (Astronomical Society of the Pacific Conference Series). — arXiv: [astro-ph/0309709](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0309709) [[astro-ph](#)].
142. Why circumstellar disks are so faint in scattered light: the case of HD 100546 [Текст] / G. D. Mulders [и др.] // Astronomy and Astrophysics. — 2013. — Янв. — Т. 549. — A112. — arXiv: [1210.4132](https://arxiv.org/abs/1210.4132) [[astro-ph.SR](#)].

143. *Zubko, E.* Reflectance of Cometary Dust Inferred with Polarimetry [Текст] / E. Zubko, G. Videen, Y. Shkuratov // 47th Annual Lunar and Planetary Science Conference. — 03.2016. — С. 1145. — (Lunar and Planetary Science Conference).
144. *Shustov, B. M.* On the mass spectrum of asteroids, meteoroids and space debris [Текст] / B. M. Shustov // INASAN Science Reports. — 2019. — Окт. — Т. 4. — С. 356—364.
145. Evolution of the Dust Size Distribution of Comet 67P/Churyumov-Gerasimenko from 2.2 au to Perihelion [Текст] / M. Fulle [и др.] // The Astrophysical Journal. — 2016. — Апр. — Т. 821, № 1. — С. 19.
146. The optical properties of dust: the effects of composition, size, and structure [Текст] / N. Ysard [и др.] // Astronomy and Astrophysics. — 2018. — Сент. — Т. 617. — A124. — arXiv: [1806.05420](https://arxiv.org/abs/1806.05420) [[astro-ph.GA](#)].
147. Linking the collisional history of the main asteroid belt to its dynamical excitation and depletion [Текст] / W. F. Bottke [и др.] // Icarus. — 2005. — Дек. — Т. 179, № 1. — С. 63—94.
148. The results of UBVRI-photometry at KGO SAI MSU and comparative analysis of physical and dynamic parameters of asteroids with probable signs of sublimation activity [Текст] / M. P. Shcherbina [и др.] // INASAN Science Reports. — 2022. — Июль. — Т. 7. — С. 93—103.
149. Dust environment and dynamical history of a sample of short-period comets [Текст] / F. J. Pozuelos [и др.] // Astronomy and Astrophysics. — 2014. — Авг. — Т. 568. — A3. — arXiv: [1406.6220](https://arxiv.org/abs/1406.6220) [[astro-ph.EP](#)].
150. Dust environment and dynamical history of a sample of short-period comets . II. 81P/Wild 2 and 103P/Hartley 2 [Текст] / F. J. Pozuelos [и др.] // Astronomy and Astrophysics. — 2014. — Нояб. — Т. 571. — A64.
151. Dust Loss from Activated Asteroid P/2015 X6 [Текст] / F. Moreno [и др.] // The Astrophysical Journal. — 2016. — Авг. — Т. 826, № 2. — С. 137. — arXiv: [1605.04802](https://arxiv.org/abs/1605.04802) [[astro-ph.EP](#)].
152. *Whipple, F. L.* A Comet Model. II. Physical Relations for Comets and Meteors. [Текст] / F. L. Whipple // The Astrophysical Journal. — 1951. — Май. — Т. 113. — С. 464.

153. *Gombosi, T. I.* Dust and neutral gas modeling of the inner atmospheres of comets [Текст] / T. I. Gombosi, A. F. Nagy, T. E. Cravens // Reviews of Geophysics. — 1986. — Август. — Т. 24. — С. 667—700.
154. *Crifo, J. F.* A General Physicochemical Model of the Inner Coma of Active Comets. I. Implications of Spatially Distributed Gas and Dust Production [Текст] / J. F. Crifo // The Astrophysical Journal. — 1995. — Май. — Т. 445. — С. 470.
155. *Ryabova, G. O.* Mathematical Modelling of Meteoroid Streams [Текст] / G. O. Ryabova. — 2020.
156. Seasonal changes of the volatile density in the coma and on the surface of comet 67P/Churyumov-Gerasimenko [Текст] / Т. Kramer [и др.] // Monthly Notices of the RAS. — 2017. — Июль. — Т. 469. — S20—S28. — arXiv: [1704.03874](https://arxiv.org/abs/1704.03874) [[astro-ph](https://arxiv.org/archive/astro-ph).EP].
157. *Whipple, F. L.* A comet model. I. The acceleration of Comet Encke [Текст] / F. L. Whipple // The Astrophysical Journal. — 1950. — Март. — Т. 111. — С. 375—394.
158. *Davidsson, B. J. R.* Mass and Bulk Density of Comet 9P/Tempel 1 from Non-Gravitational Force Modeling [Текст] / B. J. R. Davidsson, P. J. Gutierrez, H. Rickman // European Planetary Science Congress 2006. — 01.2006. — С. 438.
159. Bulk Density of Comet 9P/Tempel 1 [Текст] / N. H. Samarasinha [и др.] // AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts #42. Т. 42. — 10.2010. — С. 28.34. — (AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts).
160. Size and Density Estimation from Impact Track Morphology in Silica Aerogel: Application to Dust from Comet 81p/Wild 2 [Текст] / R. Niimi [и др.] // The Astrophysical Journal. — 2012. — Янв. — Т. 744, № 1. — С. 18.
161. *Григорьев, И.* Физические величины. Справочник [Текст] / И. Григорьев, Е. Мейлихов, редакторы. — М. : Энергоатомиздат, 1991. — 1230 с.
162. The sizes, shapes, albedos, and colors of cometary nuclei [Текст] / P. L. Lamy [и др.] // Comets II / под ред. М. С. Festou, Н. У. Keller, Н. А. Weaver. — 2004. — С. 223.

163. *Yoldi, Z.* Reflectance of low-albedo dusts and water ice mixtures. Application to the surface of comet 67P. [Текст] / Z. Yoldi, A. Pommerol, N. Thomas // European Planetary Science Congress. — 09.2018. — EPSC2018—788.
164. Observations of Comet Crommelin. IV - Upper limit on the optical depth in the coma at ultraviolet wavelengths [Текст] / A. Evans [и др.] // Monthly Notices of the RAS. — 1985. — Дек. — Т. 217. — С. 669—671.
165. *Shah, G. A.* Optical depth towards the nucleus of Halley's comet [Текст] / G. A. Shah // Bulletin of the Astronomical Society of India. — 1989. — Сент. — Т. 17. — С. 114—119.
166. Mass-loss rates, dust particle sizes, nuclear active areas and minimum nuclear radii of target comets for missions STARDUST and CONTOUR* [Текст] / G. C. Sanzovo [и др.] // Monthly Notices of the RAS. — 2001. — Сент. — Т. 326, № 3. — С. 852—868.
167. The ensemble properties of comets: Results from narrowband photometry of 85 comets, 1976-1992. [Текст] / M. F. A'Hearn [и др.] // Icarus. — 1995. — Дек. — Т. 118, № 2. — С. 223—270.
168. The dust-to-gas ratio, size distribution, and dust fall-back fraction of comet 67P/Churyumov-Gerasimenko: Inferences from linking the optical and dynamical properties of the inner comae. [Текст] / R. Marschall [и др.] // Frontiers in Physics. — 2020. — Июнь. — Т. 8. — С. 227. — arXiv: [2005.13700](https://arxiv.org/abs/2005.13700) [[astro-ph.EP](https://arxiv.org/abs/2005.13700)].
169. Properties of the Bare Nucleus of Comet 96P/Machholz 1 [Текст] / N. L. Eisner [и др.] // The Astronomical Journal. — 2019. — Май. — Т. 157, № 5. — С. 186. — arXiv: [1903.10500](https://arxiv.org/abs/1903.10500) [[astro-ph.EP](https://arxiv.org/abs/1903.10500)].
170. Physical Properties of the Nucleus of Comet 2P/Encke [Текст] / Y. R. Fernández [и др.] // Icarus. — 2000. — Сент. — Т. 147, № 1. — С. 145—160.
171. *Jewitt, D.* Particulate Mass Loss from Comet Hale-Bopp [Текст] / D. Jewitt, H. Matthews // The Astronomical Journal. — 1999. — Февр. — Т. 117, № 2. — С. 1056—1062.
172. *Shustov, B. M.* The Initial Mass Spectra of Astronomical Objects [Текст] / B. M. Shustov, A. V. Tutukov // Astronomy Reports. — 2018. — Нояб. — Т. 62, № 11. — С. 724—732.

173. *Tutukov, A. V.* Fundamental Reasons for the Similarity and Differences of the Mass Spectra of Various Astronomical Objects [Текст] / A. V. Tutukov, B. M. Shustov // *Astrophysics*. — 2020. — Дек. — Т. 63, № 4. — С. 552—565.
174. Light curves and colours of the ejecta from Dimorphos after the DART impact [Текст] / A. Graykowski [и др.] // *Nature*. — 2023. — Апр. — Т. 616, № 7957. — С. 461—464. — arXiv: [2303.05548](https://arxiv.org/abs/2303.05548) [[astro-ph.EP](#)].
175. *Адушкин, В. В.* Воронки наземных крупномасштабных взрывов [Текст] / В. В. Адушкин, Б. Д. Христофоров // *Физика горения и взрыва*. — 2004. — Т. 40, № 6. — С. 71—75.
176. Physical properties of asteroid Dimorphos as derived from the DART impact [Текст] / S. D. Raducan [и др.] // *Nature Astronomy*. — 2024. — Апр. — Т. 8. — С. 445—455.
177. *Housen, K. R.* Ejecta from impact craters [Текст] / K. R. Housen, K. A. Holsapple // *Icarus*. — 2011. — Янв. — Т. 211, № 1. — С. 856—875.
178. *Brykina, I. G.* On the Power Law for Describing the Mass Distribution of Fragments of a Disrupted Cosmic Body [Текст] / I. G. Brykina, L. A. Egorova // *Solar System Research*. — 2022. — Окт. — Т. 56, № 5. — С. 338—350.
179. *Dohnanyi, J. S.* Collisional Model of Asteroids and Their Debris [Текст] / J. S. Dohnanyi // *Journal of Geophysics Research*. — 1969. — Май. — Т. 74. — С. 2531—2554.
180. Silicate Dust Size Distribution from Hypervelocity Collisions: Implications for Dust Production in Debris Disks [Текст] / S. Takasawa [и др.] // *Astrophysical Journal, Letters*. — 2011. — Июнь. — Т. 733, № 2. — С. L39.
181. *Deller, J.* Hyper-Velocity Impacts on Rubble Pile Asteroids [Текст] / J. Deller. — 2017.
182. SPH/N-Body simulations of small ($D = 10\text{km}$) asteroidal breakups and improved parametric relations for Monte-Carlo collisional models [Текст] / P. Sevecek [и др.] // *Icarus*. — 2017. — Ноябрь. — Т. 296. — С. 239—256. — arXiv: [1803.10666](https://arxiv.org/abs/1803.10666) [[astro-ph.EP](#)].
183. *Vickery, A. M.* Variation in ejecta size with ejection velocity [Текст] / A. M. Vickery // *Geophysics Research Letters*. — 1987. — Июль. — Т. 14, № 7. — С. 726—729.

184. *Melosh, H. J.* An Empirical Function Linking Impact Ejecta Fragment Size and Velocity [Текст] / H. J. Melosh // 51st Annual Lunar and Planetary Science Conference. — 03.2020. — С. 2587. — (Lunar and Planetary Science Conference).
185. *Nakamura, A.* Velocity distribution of fragments formed in a simulated collisional disruption [Текст] / A. Nakamura, A. Fujiwara // *Icarus*. — 1991. — ИЮЛЬ. — Т. 92, № 1. — С. 132–146.
186. *Onose, N.* Velocity Distributions of Fragments and Its Time Dependence [Текст] / N. Onose, A. Fujiwara // *Impact Cratering: Bridging the Gap Between Modeling and Observations* / под ред. R. Herrick, E. Pierazzo. — 02.2003. — С. 55.
187. *Koschny, D.* Impacts into Ice-Silicate Mixtures: Ejecta Mass and Size Distributions [Текст] / D. Koschny, E. Grun // *Icarus*. — 2001. — Дек. — Т. 154, № 2. — С. 402–411.
188. *Ryabova, G. O.* Determining the age of meteor streams with the retrospective evolution method [Текст] / G. O. Ryabova, A. V. Pleshanova, V. S. Konstantinov // *Solar System Research*. — 2008. — АВГ. — Т. 42, № 4. — С. 335–340.
189. The age and the probable parent body of the daytime arietid meteor shower [Текст] / A. Abedin [и др.] // *Icarus*. — 2017. — ЯНВ. — Т. 281. — С. 417–443.
190. *Jenniskens, P.* Daytime Arietids and Marsden Sunskirters (ARI, IAU #171) [Текст] / P. Jenniskens, H. Duckworth, B. Grigsby // *WGN, Journal of the International Meteor Organization*. — 2012. — ИЮНЬ. — Т. 40, № 3. — С. 98–100.
191. *Egal, A.* A proposed alternative dynamical history for 2P/Encke that explains the taurid meteoroid complex [Текст] / A. Egal, P. Wiegert, P. G. Brown // *Monthly Notices of the RAS*. — 2022. — СЕНТ. — Т. 515, № 2. — С. 2800–2821. — arXiv: [2207.04506](https://arxiv.org/abs/2207.04506) [[astro-ph.EP](#)].
192. *Burns, J. A.* Radiation forces on small particles in the solar system [Текст] / J. A. Burns, P. L. Lamy, S. Soter // *Icarus*. — 1979. — ОКТ. — Т. 40, № 1. — С. 1–48.

193. *Neslušan, L.* The meteor-shower complex of 96P/Machholz revisited [Текст] / L. Neslušan, Z. Kaňuchová, D. Tomko // *Astronomy and Astrophysics*. — 2013. — Март. — Т. 551. — А87.
194. *Ryabova, G. O.* Mathematical modelling of the Geminid meteoroid stream [Текст] / G. O. Ryabova // *Monthly Notices of the RAS*. — 2007. — Март. — Т. 375, № 4. — С. 1371—1380.
195. *Новиков, Л. С.* Воздействие твердых частиц естественного и искусственного происхождения на космические аппараты. Учебное пособие [Текст] / Л. С. Новиков. — Москва : Университетская книга, 2009. — 104 с.
196. *Lisse, C.* On the Role of Dust Mass Loss in the Evolution of Comets and Dusty Disk Systems [Текст] / C. Lisse // *Earth Moon and Planets*. — 2002. — Июнь. — Т. 90, № 1. — С. 497—506.
197. *Коблов.* Пути развития российской автоматизированной системы предупреждения об опасных ситуациях в околоземном космическом пространстве [Текст] / Коблов, Макаров, Ступак // *Труды Военно-космической академии имени А.Ф.Можайского*. — 2022. — № 683. — С. 232—237.
198. Astronomical aspects of building a system for detecting and monitoring hazardous space objects [Текст] / В. М. Shustov [и др.] // *Solar System Research*. — 2013. — Июль. — Т. 47, № 4. — С. 288—295.
199. *Shustov, B. M.* On population of hazardous celestial bodies in the near-Earth space [Текст] / В. М. Shustov, S. A. Naroenkov, E. V. Efremova // *Solar System Research*. — 2017. — Янв. — Т. 51, № 1. — С. 38—43.
200. Detection of Earth-impacting asteroids with the next generation all-sky surveys [Текст] / P. Vereš [и др.] // *Icarus*. — 2009. — Окт. — Т. 203, № 2. — С. 472—485. — arXiv: [0905.3685](https://arxiv.org/abs/0905.3685) [[astro-ph.EP](https://arxiv.org/abs/0905.3685)].
201. NEOMOD 2: An updated model of Near-Earth Objects from a decade of Catalina Sky Survey observations [Текст] / D. Nesvorný [и др.] // *Icarus*. — 2024. — Март. — Т. 411. — С. 115922. — arXiv: [2312.09406](https://arxiv.org/abs/2312.09406) [[astro-ph.EP](https://arxiv.org/abs/2312.09406)].
202. *Naroenkov, S. A.* Distribution of velocities of potentially hazardous objects [Текст] / S. A. Naroenkov, В. М. Shustov // *Cosmic Research*. — 2012. — Май. — Т. 50, № 3. — С. 221—225.